



HAL
open science

Identification de sources acoustiques complexes en milieu réverbérant par grands réseaux de microphones

Hugo Demontis

► **To cite this version:**

Hugo Demontis. Identification de sources acoustiques complexes en milieu réverbérant par grands réseaux de microphones. Acoustique [physics.class-ph]. Sorbonne Université, 2019. Français. NNT : 2019SORUS196 . tel-03053332

HAL Id: tel-03053332

<https://theses.hal.science/tel-03053332>

Submitted on 11 Dec 2020

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

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

École doctorale n° 391 : Sciences mécaniques, acoustique,
électronique et robotique de Paris (SMAER)

THÈSE

pour obtenir le grade de docteur de

Sorbonne Université

Spécialité “Mécanique”

Identification de sources acoustiques complexes en milieu réverbérant par grands réseaux de microphones

présentée et soutenue publiquement par

Hugo DEMONTIS

le 20 janvier 2020 devant un jury composé de :

Rapporteur,	C. PRADA-JULIA	Directrice de recherche, Institut Langevin
Rapporteur,	J. PICHERAL	Maître de conférence (HDR), CentraleSupélec
Examineur,	N. BERTIN	Chargé de recherche, INRIA
Examineur,	J-H. THOMAS	Professeur des universités, LAUM
Examineur,	B. FG. KATZ	Directeur de recherche, ∂' Alembert
Directeur de thèse,	F. OLLIVIER	Maître de conférence (HDR), ∂' Alembert
Co-encadrant de thèse,	J. MARCHAL	Maître de conférence, ∂' Alembert

Institut Jean le Rond ∂' Alembert

UMR 7190

4, Place Jussieu

75252 Paris Cedex 05, France

À Ginette,

Résumé

La directivité d'une source sonore intervient dans de nombreuses applications en acoustique, allant de la compréhension des phénomènes physiques aéro-acoustiques jusqu'à la reproduction sonore spatialisée. Pour estimer expérimentalement cette signature spatiale, il est d'usage de déployer les microphones de sorte à englober partiellement ou totalement les sources. Le rayonnement acoustique est ainsi capté dans toutes les directions de l'espace. Sur ce principe, nous proposons dans ce manuscrit le développement d'un réseau microphonique 3D de grandes dimensions. L'antenne baptisée MODO ("Les Murs Ont Des Oreilles") comprend un total de 1024 MEMS digitaux, répartis sur les murs et les parois d'une salle rectangulaire classique. Pour localiser les sources acoustiques et caractériser leur directivité, nous résolvons le problème inverse associé sous contrainte de parcimonie structurée. La méthode choisie exploite le faible nombre de sources dans la salle, autorisant une représentation parcimonieuse du champ sonore mesuré. Le formalisme des harmoniques sphériques est utilisé pour décomposer efficacement la directivité des sources et les composantes élémentaires de rayonnement qui la compose. Les trajets de propagation acoustique sont modélisés via l'intégration des fonctions de transfert de la salle, qui sont synthétisées grâce au principe des antennes virtuelles. Nous validons la méthode de caractérisation proposée sur des sources directives connues, dont la directivité est étalonnée au préalable à l'aide d'une antenne sphérique d'ordre élevé.

Mots clés : directivité, imagerie acoustique, réverbération, échantillonnage compressée

Abstract

Knowing the directivity pattern of an acoustic source is useful in many applications in acoustics. To experimentally estimate the spatial signature, it is common to deploy microphones partially or totally surrounding the source. The acoustic radiation is then captured in all possible directions. In this thesis, we discuss the development of a large-scale 3D microphone array. This array, named "MODO" ("Les Murs Ont Des Oreilles", or, "The Walls Have Ears"), is comprised of 1024 digital MEMS microphones, flush mounted on the walls and the ceiling of a typical shoe-box room. In order to localize the sources and identify their directivity pattern, we solve the associated inverse problem under block-sparsity constraints. The chosen method exploits the small number of sources inside the room, allowing a sparse representation of the measured sound field. We use the spherical harmonics formalism to efficiently describe the directivity of the sources and their individual contributions to the radiation pattern. The acoustic path is modelled via integration of room transfer functions, synthesized with the mirror microphone method. We validated the proposed characterization method *in situ* by comparison with known directivity patterns, calibrated using a high order spherical microphone array in controlled conditions.

Keywords : directivity, acoustic imaging, 3D microphone array, room acoustics, compressive sensing

À tous...

Aux membres du jury de soutenance. À Claire et José, pour avoir accepté de rapporter mon manuscrit. Nos échanges scientifiques qui ont suivis m'ont permis de prendre un recul considérable sur le travail accompli. À Nancy et Jean-Hugh, pour leur esprit critique et leur bienveillance lors de la séance de questions. À Brian, pour son suivi durant ces quatre dernières années et son soucis du détail.

À ma famille, qui m'a à chaque fois suivi dans mes choix professionnels tout en jouant le garde-fou nécessaire pour freiner mes idées saugrenues.

À Morgane, pour sa présence et son soutien sans faille, de jour comme de nuit, à la maison ou en vadrouille.

À mes amis d'hier et d'aujourd'hui, qui me suivent ou qui m'ont laissé, de la primaire jusqu'aux bancs de la fac.

Aux membres de l'institut d'Alembert que j'ai côtoyé, pour le joyeu mélange d'opinions convergentes et divergentes qui font de ce laboratoire un écosystème scientifique si particulier. Une mention spéciale aux personnels administratifs, notamment Simona et Evelyne, qui réussissent à gérer ce beau monde avec brio.

Aux doctorants du labo, qui sont bien plus aujourd'hui. À l'équipe du café matinal, à mes collègues de bureau (Charles, Nicolas, Raphaël, les David'z, Mathis...), aux acousticiens. À nos soirées au Baker Street, aux arènes ou sur les quais. Que nos routes puissent se croiser dans le futur.

À l'enclave de Saint-Cyr, aux agents qui gèrent ce site et à l'équipe tech' qui font de ce campus un lieu à défendre !

À tous les acteurs du projet Megamicros, notamment Dominique, Hélène, Christian, Pascal et Régis, sans qui la salle MODO n'aurait pas vu le jour.

À François et Jacques, pour leur honnêteté intellectuelle et leurs qualités humaines, qui m'ont permis d'apprendre bien plus que de la science.

Un grand merci !

Liste des symboles

Géométrie

(r, θ, ϕ) Coordonnées sphériques (rayon, azimut, élévation)

(x, y, z) Coordonnées cartésiennes

Δ Pas du maillage

\mathbf{r} Vecteur position

a Dimension caractéristique de la source

d_{im} Distance entre la source et le $m^{\text{ième}}$ microphone

d_{mn} Distance entre le $m^{\text{ième}}$ et le $n^{\text{ième}}$ microphone

L_x, L_y, L_z Dimensions de la salle

R Rayon de la sphère de mesure

Acoustique sphérique

α_{lq} Coefficient spectraux d'ordre l et de degré q

$\boldsymbol{\alpha}$ Vecteur de décomposition en harmoniques sphériques

κ Nombre de conditionnement

\mathbf{E} Matrice d'erreur d'orthogonalité

\mathbf{H} Matrice de décomposition en harmoniques sphériques

\mathbf{Q} Version orthonormalisée de \mathbf{H} par décomposition QR

\mathbf{y} Vecteur d'observations bruitées du champ

c Célérité des ondes

f	Fréquence d'analyse
h_l	Fonction de Hankel sphérique de seconde espèce
J_1	Fonctionnelle " <i>power ratio</i> "
k	Nombre d'onde
L	Ordre de troncature accessible par l'antenne
l, q	Ordre et degré des harmoniques sphériques
M	Nombre de nœuds sur la sphère
p	Champ de pression continue dans le milieu
p_m	Pression sur le $m^{\text{ième}}$ point de mesure
w_m	Poids de quadrature au $m^{\text{ième}}$ point sur la sphère
Y_l^q	Harmonique sphérique

Imagerie acoustique

λ	Longueur d'onde
A	Matrice des voies préformées
G	Matrice des fonctions de Green du milieu
τ_{im}	Temps de vol entre la source et le $m^{\text{ième}}$ microphone
g_0	Fonction de Green "champ libre"
N	Dimension du domaine-source
R_v	Diamètre volumétrique du lobe principal
R_x, R_y, R_z	Ouverture du lobe principal suivant chaque axe
s_0	Composante spectrale d'un source
W_1	Profondeur de champ
W_2	Ouverture latérale

Acoustique des espaces clos

(n_x, n_y, n_z) Nombres du mode propre

β_j	Coefficient de réflexion associé à la $j^{\text{ième}}$ source virtuelle
Λ	Ordre de réflexion
ν	Constante d'atténuation du mode
ϕ_i	Mode propre de la salle
TR	Temps de réverbération
f_S	Fréquence de Schröder
J	Dimension de la constellation de sources virtuelles

Autres symboles

δ_{ij}	Symbole de Kronecker
\mathbb{I}	Matrice identité
$\mathbf{U}, \mathbf{S}, \mathbf{V}$	Opérateurs propre à la décomposition en valeurs singulières
σ	Valeur singulière

Opérations sur les vecteurs et matrices

$(\cdot)^*$	Opérateur conjugué
$(\cdot)^H$	Opérateur transposé conjugué (ou hermitien)
$(\cdot)^T$	Opérateur transposé
$\langle \cdot \rangle$	Projection orthogonale
$\ \cdot\ _i$	Opérateur de norme ℓ_i avec $i = 0, 1, 2, \dots$

Abréviations

BlockOMP	<i>Block Orthogonal Matching Pursuit</i>
HS	Harmoniques sphériques
IMM	<i>Image Microphone Method</i>
ISM	<i>Image Source Method</i>
MSL	<i>Maximum Sidelobe Level</i>
RTF	<i>Room Transfer Function</i>
SL	<i>Sidelobe Level</i>

Table des matières

Introduction générale	1
1 Mesure de directivité par antennes sphériques	7
1.1 Etat de l'art	7
1.2 Cadre théorique	10
1.2.1 Formulation continue du problème extérieur	10
1.2.2 Discrétisation du problème extérieur	12
1.2.3 Problème inverse : estimation de la directivité	13
1.3 Présentation de l'antenne sphérique d'ordre élevé	16
1.3.1 Description	16
1.3.2 Limite en ordre de décomposition	17
1.3.3 Limite fréquentielle dans le domaine HS	20
1.4 Étalonnage des sources de référence	22
1.4.1 Protocole expérimental	22
1.4.2 Recherche du centre acoustique de la source	24
1.4.3 Résultats	25
1.5 Conclusion	36
2 Antenne 3D pour l'imagerie acoustique	37

2.1	Motivation	37
2.2	Formation de voies en champ proche	40
2.2.1	Modèle direct	40
2.2.2	Problème inverse : cartographie par formation de voies	41
2.2.3	Performances de la formation de voies	43
2.3	Etude numérique des antennes protéiformes en focalisation	45
2.3.1	Résolution spatiale	46
2.3.2	Dynamique de mesure	51
2.3.3	Repliement spectral	52
2.4	Déploiement de l'antenne MODO	52
2.4.1	Choix de conception	52
2.4.2	Calibrage géométrique par temps de vol	55
2.4.3	Simulation des performances de l'antenne MODO	56
2.4.4	Vérification de la résolution constante dans la salle MODO	59
2.5	Imagerie acoustique en milieu réverbérant	61
2.5.1	Contexte	61
2.5.2	Modèle direct de propagation dans une salle	63
2.5.3	Modèle inverse en milieu réverbérant	66
2.5.4	Application au cas de l'antenne MODO	68
2.6	Conclusion	72

3 Analyse parcimonieuse en milieu réverbérant 73

3.1	Modèle de parcimonie structurée	75
3.1.1	Définition du modèle direct	75
3.1.2	Problème inverse : localisation et identification conjointe	78
3.1.3	Résolution du problème inverse parcimonieux	80

3.2	Simulation des performances de l'algorithme	
	BlockOMP	82
3.2.1	Condition de champ libre	83
3.2.2	Condition de champ réverbéré	84
3.3	Expérience d'identification de sources complexes	88
3.3.1	Scenario n°1 : analyse d'une source dipolaire	90
3.3.2	Scenario n°2 : analyse d'une source quadripolaire	91
3.3.3	Scenario n°3 : analyse d'une enceinte amplifiée	94
3.3.4	Scenario n°4 : localisation d'une voix humaine	97
3.3.5	Discussion	99
3.4	Conclusion	101
	Conclusion générale	103
	Bibliographie	109
	A Définition des opérateurs propres à la Transformée de Fourier sphérique	125
A.1	Harmoniques sphériques	125
A.2	Fonctions de Bessel sphériques	126
	B Description des méthodes de calcul de l'inter-corrélation	131
B.1	Calcul de la fonction de transfert	131
B.2	Estimation du temps de vol	132
	Liste des figures	133

Introduction générale

Contexte

Au cours du XXe siècle, notre paysage sonore s'est diversifié. Pour autant, le fonctionnement du système auditif humain n'a que très peu évolué. Avec seulement nos oreilles en guise de « capteurs », nous appréhendons le monde sous son aspect temporel, spatial mais aussi spectral. Grâce à l'ouïe, un auditeur peut localiser, distinguer et catégoriser une grande partie des sources sonores qui l'entourent. La psychoacoustique est le domaine de recherche qui étudie ces mécanismes de cognition, qu'ils soient objectifs ou subjectifs, reliant l'Homme à son milieu.

La métrologie est une manière objective d'analyser les sources acoustiques. Pour cela, les antennes microphoniques se révèlent de puissants outils [1]. Une application particulière est l'imagerie acoustique. Grâce à des algorithmes dédiés, on accède alors à une cartographie montrant la répartition du niveau sonore dans l'espace (voir Figure 1). Le recours à ces techniques d'antennerie est courant dans le domaine des transports. Les industriels cherchent ainsi à caractériser puis traiter des phénomènes aéro-acoustiques présents en surface des avions [2], des trains [3] ou des voitures [4]. Le diagnostic acoustique joue alors un rôle déterminant lors des phases de conception de ces engins, soumis aux réglementations en matière de pollution sonore.

L'imagerie acoustique est un problème inverse. A partir d'observations du champ distribuées dans une même scène sonore, les grandeurs physiques caractérisant les sources acoustiques sont déterminées. On peut ensuite remonter aux processus physiques générateurs du son. Dans les algorithmes classiques réalisant cette inversion, ces sources sont supposées ponctuelles et omnidirectionnelles [5, 6]. Elles sont décrites uniquement à travers leur position dans l'espace et leur spectre fréquentiel. Cette hypothèse simplifie grandement leur recherche. Pourtant, la directivité des sources n'est pas à négliger. Cette propriété intrinsèque traduit la variation angulaire de l'intensité sonore émise. Beaucoup de phénomènes acoustiques sont identifiables à partir de

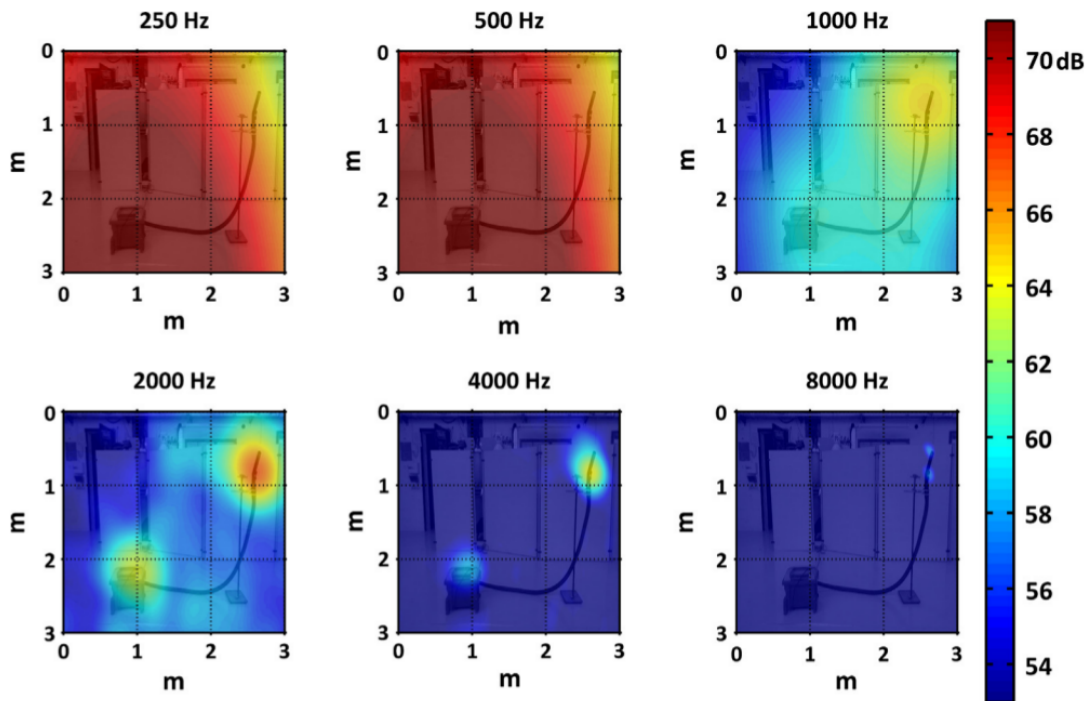


FIGURE 1 – Cartographie par bande d’octave du champ produit par un aspirateur, réalisée par traitement d’antennes – Extrait de Vanwynsberghe *et al.* [1]

leur directivité [7, 8]. Un exemple d’une mesure de directivité de la voix humaine est donnée en Figure 2. La connaissance de cette signature spatiale permet ainsi d’améliorer la détection de ces sources [9]. Les applications sont nombreuses, notamment dans le domaine de la télécommunication pour l’optimisation de systèmes de téléconférence [10] ou d’objets multimédias intelligents [11].

Mesurer la directivité complète d’une source nécessite de capter son rayonnement dans toutes les directions possibles. Les quelques réalisations expérimentales rapportées dans la littérature privilégient l’emploi d’une antenne à géométrie sphérique [13]. La source est placée au centre de la structure. Les choix de conception pour ce type d’antenne sont très variés. Les microphones peuvent être placés selon plusieurs arcs [14], une demi-sphère [15] voir une sphère complète [16], et sont distribués suivant un motif régulier ou non. Les antennes sphériques favorisent par ailleurs les méthodes d’analyse basées sur les harmoniques sphériques. Ces fonctions forment une base de décomposition naturelle sur la sphère. L’information de directivité est comprimée en un nombre réduit de coefficients. Ce format facilite son décodage, notamment pour les systèmes de reproduction sonore spatialisée [17].

Les performances de ces antennes sphériques, couplées aux méthodes d’analyse dédiées,

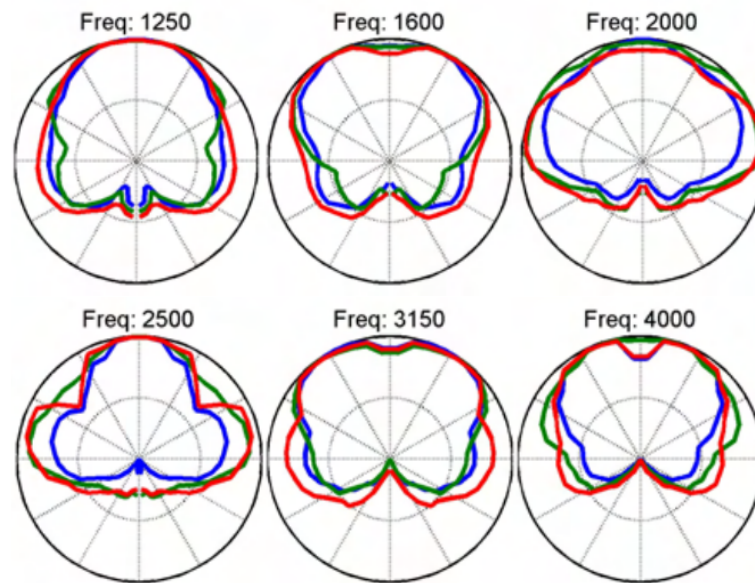


FIGURE 2 – Variation de la directivité de la voix en fonction de la fréquence, pour trois phonèmes prononcés – Extrait de Katz et d’Alessandro [12].

sont aujourd’hui maîtrisées. Toutefois, leur mise en œuvre expérimentale reste sujette à deux contraintes techniques :

Contrainte liée au système d’acquisition Une description précise de la directivité demande un nombre élevé de points de mesure. Le recours à une grande quantité de capteurs représente le principal problème des antennes sphériques. Ces dernières doivent englober largement la source. Dans le cas d’un instrument de musique [18], le diamètre de l’antenne peut atteindre plusieurs mètres. Un échantillonnage fin sur la sphère paraît dans ce cas inconcevable avec un système d’acquisition conventionnel. En effet, une chaîne d’instrumentation complète comprend le conditionnement, la conversion au format numérique et la transmission du signal. La multiplication du nombre de voies induit donc un encombrement matériel lourd et coûteux. Les exemples d’antenne sphérique tirés de la littérature sont bien souvent limités à quelques dizaines de microphones.

Contrainte liée à l’environnement de mesure Les antennes sphériques sont généralement placées en chambre anéchoïque. L’absence d’écho assure de mesurer le véritable rayonnement complexe de la source. Ces conditions expérimentales parfaites sont difficiles à reproduire en situation réelle. Il est possible par exemple que la source acoustique ne soit pas transportable, car trop fragile ou trop lourde, ou que sa taille soit inadaptée à la chambre. L’antenne doit alors se greffer autour d’elle, possiblement dans des conditions

peu favorables. La présence de la réverbération est un défi supplémentaire lors de la mesure de directivité. Lorsque les réflexions provoquées par la salle altèrent les signaux aux microphones, les résultats d'imagerie se dégradent, voire sont inexploitable.

La contrainte matérielle s'est nettement réduite grâce au développement des microphones MEMS. Avec une demande toujours plus forte en matière d'appareils mobiles connectés (téléphone, tablette, montre...), cette technologie a connu un essor considérable ces dernières années. Elle permet de réunir toute la chaîne d'instrumentation dans un capteur de taille submillimétrique (voir Figure 3). Pour certains, le signal de pression en sortie est directement numérisé, ce qui facilite son transfert. Fabriqués à l'échelle industrielle, ces composants bénéficient de caractéristiques techniques relativement médiocres mais homogènes. Une fois mis en réseau, ils apportent des propriétés intéressantes pour l'imagerie acoustique.

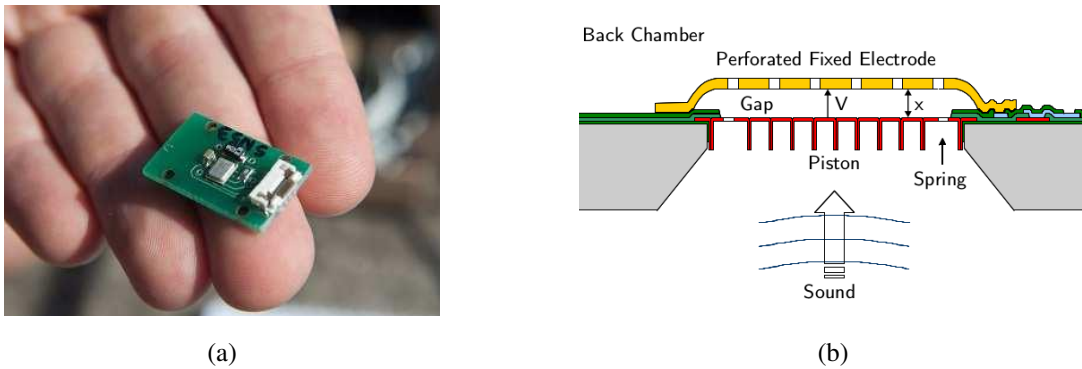


FIGURE 3 – (a) Photographie d'un microphone MEMS utilisé dans ces travaux ; (b) Schéma simplifiée du fonctionnement d'un MEMS – Extrait de Malcovati et Baschiroto [19].

Depuis 2014, un système d'acquisition baptisé *Megamicros* est développé au sein de l'Institut ∂' Alembert. Il est basé sur l'utilisation massive de microphones MEMS à sortie digitale, allant jusqu'à plusieurs centaines. Une interface *Megamicros* de 1024 voies, spécialement conçue pour ces travaux, est présentée en Figure 4. Ce dispositif se veut le plus modulaire possible. Chaque module est un faisceau constitué de 8 MEMS (ICS-43432 du constructeur InvenSense), connectés entre eux par des câbles plats FFC. Cette ligne de microphones se connecte à un *buffer*, où les échantillons numériques sont agrégés par paquets. Un câble Ethernet type RJ45 assure la connexion, l'alimentation du faisceau ainsi que la transmission des données vers l'interface maître. Ce dernier impose une horloge commune à tous les capteurs et permet le multiplexage temporel des signaux. Le grand nombre de voies est ainsi géré de façon synchrone. Finalement, les données récoltées sont transmises à l'ordinateur via le protocole standard USB 3.0 à débit

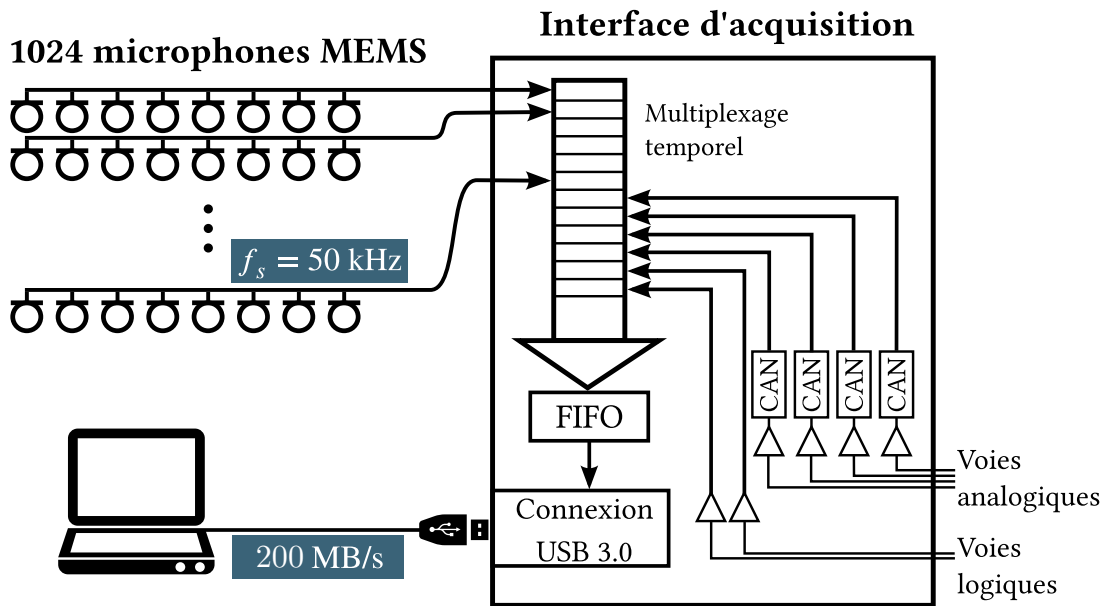


FIGURE 4 – Schéma fonctionnel d'une interface *Megamicros* de 1024 voies d'acquisition.

élevé. Une description plus détaillée du fonctionnement de *Megamicros* est consultable dans les travaux de thèse de Vanwynsberghe [20].

Les antennes composées de microphones MEMS se placent en alternative aux dispositifs conventionnels de métrologie. En profitant de l'allégement matériel offert par les MEMS, il est possible de concevoir des antennes à grande étendue spatiale, avec un très grand nombre de microphones [21]. De cette opportunité est né le projet MODO (« Les Murs Ont Des Oreilles »). L'idée est d'exploiter un grand réseau microphonique tridimensionnel, déployé tout autour des sources. Cette antenne comprend 1024 voies d'acquisition synchrones, réparties sur les murs et le plafond d'une salle rectangulaire commune. Une caractérisation complète des sources acoustiques est alors possible à partir de leur position, de leur spectre, mais également de leur directivité.

Objectif de la thèse

A travers ce manuscrit, nous proposons une méthode métrologique pour la caractérisation de la directivité de sources complexes. Cette méthode s'affranchit des problèmes liés aux espaces clos, dans lesquels les mesures acoustiques sont généralement perturbées par les réflexions aux parois. Elle comprend l'étude et le déploiement *in situ* de l'antenne 3D MODO, ainsi que l'adap-

tation des algorithmes d'imagerie pour une application en milieu réverbérant. Ce manuscrit est structuré autour de trois chapitres. Les deux premiers chapitres sont indépendants, et permettent de poser les outils nécessaires pour détailler la méthode de caractérisation finalement proposée.

Le **Chapitre 1** dresse un état de l'art de la mesure de directivité par antenne sphérique. Les notions théoriques pour décrire les sources par le formalisme des harmoniques sphériques sont exposées. Une expérience d'étalonnage de sources électroacoustiques, exploitant une antenne sphérique d'ordre élevé, est présentée. La base de données de directivité ainsi établie sert par la suite à valider la méthode de caractérisation développée dans le Chapitre 3.

Le **Chapitre 2** porte sur l'utilisation d'antennes 3D, de forme arbitraire ou protéiforme, pour l'imagerie acoustique. On considère plus particulièrement le cas d'antennes couvrant une surface fermée, à l'intérieur de laquelle se trouvent les sources acoustiques. Une étude numérique dédiée est proposée afin de déterminer les performances de tels réseaux. On présente ensuite une expérience d'imagerie réalisée à l'intérieur de l'antenne MODO. Les algorithmes sont adaptés à la réverbération du milieu grâce au formalisme des microphones-images, permettant de simuler les fonctions de transfert de la salle.

Le **Chapitre 3** propose une méthode de caractérisation de sources à rayonnement complexe. Elle repose sur un modèle de propagation parcimonieux, exploitant le faible nombre de sources dans l'espace. L'algorithme présenté permet de réunir les tâches de localisation des sources et de caractérisation de leur directivité. Il est également adapté pour une application en milieu réverbérant. L'algorithme est validée en simulation, puis par l'expérience à l'aide des sources étalonnées dans le Chapitre 1.

Chapitre 1

Mesure de directivité par antennes sphériques

1.1 Etat de l'art

La directivité d'une source traduit la variation angulaire de l'intensité sonore qu'elle produit. La connaissance de cette propriété intrinsèque est utile pour des applications très variées. Elle aide notamment à la compréhension des mécanismes générateurs du son. L'éclatement d'une bulle [22], par exemple, a une signature acoustique spatio-temporelle très spécifique, dont l'analyse permet de remonter au processus hydrodynamique qui l'a engendré.

L'immersion d'un objet dans un écoulement [23] fait apparaître une source caractérisée par un motif de rayonnement typique de la forme de l'objet. De telles sources aéro-acoustiques sont produites, par exemple, avec une interaction fluide-structure sur la voilure d'un train ou d'un avion.

En bioacoustique, des expériences menées sur des cétacés [24] ou des chauve-souris [25] ont permis de mesurer la directivité propre au fonctionnement de l'écholocation. D'autres ont mis en évidence un rôle possible de la directivité du cri des animaux dans leurs relations sociales, comme chez les chiens [26], les grenouilles [8] ou les éléphants [27].

Dans une démarche inverse, il est possible d'exploiter et reproduire la directivité connue d'une source. En réalité virtuelle, le rayonnement dynamique de la source peut être intégré dans une auralisation, pour proposer une expérience plus immersive à l'utilisateur [28]. On peut

également mettre en œuvre un réseau de plusieurs haut-parleurs contrôlés suivant la directivité de la source complexe à imiter [17]. Enfin, la directivité peut servir lors de la conception de systèmes vibroacoustiques, afin de modeler un rayonnement particulier. On peut ainsi envisager d’optimiser la projection d’un instrument de musique [7] ou la qualité d’un haut-parleur [29].

Le protocole expérimental pour la mesure de directivité, en environnement contrôlé, est de principe assez simple. Il consiste à capter, à l’aide d’un ou de plusieurs microphones, la pression acoustique suivant une surface sphérique centrée sur la source. La qualité du diagramme de rayonnement dépendant de la finesse de l’échantillonnage, un compromis est nécessaire entre résolution angulaire et temps de mesure.

Le placement du microphone peut être répété manuellement, en le maintenant à égale distance de la source [30, 31, 32]. Verburg et Fernandez-Grande proposent l’utilisation d’un bras robotique pour automatiser les relevés successifs du champ [33]. Si le positionnement est plus précis, la durée du processus reste rédhibitoire.

Le recours à une antenne microphonique est une alternative plus efficace. Dans une approche simple, la distribution de microphones sur la sphère est réalisée virtuellement en balayant l’espace avec un arc circulaire. Monson *et al.* ont utilisé un tel système pour mesurer la directivité de la voix parlée et chantée [34]. En chambre anéchoïque, l’antenne est un demi-cercle horizontal portant 13 microphones régulièrement espacés. Elle est centrée sur la bouche mais ne mesure la directivité que sur un seul côté. Outre la dépendance fréquentielle, l’étude décrit les possibles variations du rayonnement autour de la tête en fonction du genre du locuteur, du niveau sonore ou du phonème prononcé. Dans une étude consacrée à la voix chantée, Katz et d’Alessandro exploitent un demi-cercle horizontal portant 24 microphones [12]. L’antenne est cette fois motorisée pour balayer verticalement une demi-sphère face aux chanteurs (voir Figure 1.1a). Les conclusions de l’étude sont similaires à celle de Monson *et al.* . Plus récemment, Brandner *et al.* ont construit le *Double Circle Microphone Array* [14]. Ce système comprend deux demi-cercles de 32 microphones chacun, l’un à la vertical et l’autre à l’horizontal (voir Figure 1.1b). Les directivités mesurées forment une base de données en accès libre¹.

Avec ces antennes 2D comme avec un unique microphone, la détermination du champ complet – *i.e.* sur 4π stéradian d’angle solide – nécessite des mesures successives associées à une rotation soit de la source [14], soit des microphones [12]. A chaque position relative de l’émetteur et des récepteurs, la source doit émettre de façon identique. Cette contrainte est relativement

1. <https://opendata.iem.at/projects/dirpat/>

simple à respecter si la source est contrôlée ou stationnaire (source électroacoustique, marteau automatique...). Pour des sources naturelles, ayant un comportement instationnaire ou transitoire (cas du phonème émis par un humain), des dispositions supplémentaires sont à prendre pour normaliser les mesures successives. De plus, l'environnement acoustique est un autre facteur à prendre en compte. Il faut pouvoir s'en affranchir pour accéder à la directivité de la source en champ libre. Si la mesure est réalisée en chambre anéchoïque ou dans un lieu libre de réverbération, l'analyse des sources est facilitée, qu'elles soient stationnaires ou transitoires. En revanche, dans un environnement où les échos et la réverbération sont présents, l'identification de la directivité nécessite de déployer des stratégies spécifiques afin de filtrer les signaux des sources impulsives. Finalement, les travaux les plus avancés tirés de la littérature ont choisi d'étudier les sources en environnement anéchoïque pour s'affranchir de la réverbération.

D'autres études ont adopté une solution plus efficace, qui consiste à déployer une sphère de microphones englobant complètement la source. Le champ est capté en un enregistrement, supprimant le problème de répétabilité peu propice aux sources naturelles. Pätynen et Lokki ont ainsi construit une sphère dodécaédrique (12 faces) d'environ 2.1 mètres de rayon avec 20 microphones [35]. A l'aide de cet outil, ils proposent une étude exhaustive de la directivité de tous les instruments de l'orchestre symphonique (bois, cuivres, cordes, mais aussi voix chantées). Ces données sont intégrées par la suite dans des auralisations de salle [36]. Pollow *et al.* ont élaboré un icosaèdre (20 faces) de 2.6 mètres de rayon avec 32 microphones (voir Figure 1.1a). L'expérience menée permet d'identifier la directivité d'une trompette en situation de jeu [37]. Enfin, Hohl et Zotter proposent l'antenne sphérique la plus dense observable dans la littérature (voir Figure 1.1b). D'un rayon de 1.35 mètres, elle compte 64 microphones répartis suivant une distribution dite « hyperinterpolation » [38].

La distribution de microphones suivant une géométrie sphérique est un choix naturel. Cette géométrie est en particulier bien adaptée à l'analyse basée sur la Transformée de Fourier sphérique [39]. Dans ce cas, l'information spatiale contenue dans le champ de pression peut être décomposée sur la base de modes appelées harmoniques sphériques. Les travaux dirigés par Rafaely offrent une présentation exhaustive des propriétés des antennes sphériques et discutent des meilleurs moyens pour leur mise en œuvre [40, 41]. Dans le domaine de l'ingénierie acoustique, ces outils interviennent dans de nombreuses applications : décodage et encodage pour la spatialisation audio [42, 43, 44], interpolation de réponses impulsionnelles de salle [45], détection de sources de bruit [46], etc. On les retrouve plus généralement dans tous problèmes physiques impliquant des données sur la sphère : géodésie [47, 48], simulation d'effets lumi-

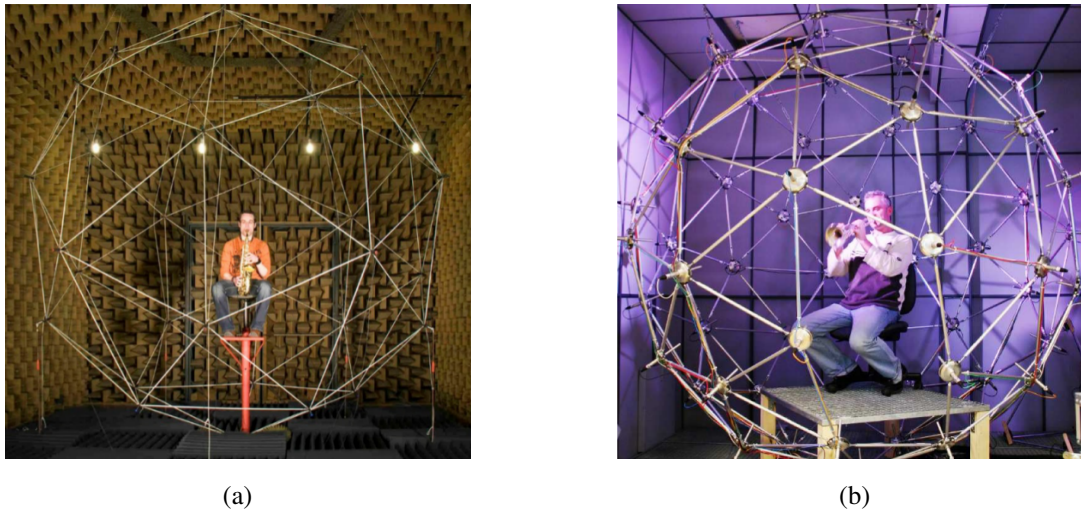


FIGURE 1.1 – Deux réalisations d’antenne sphérique complète : (a) icosaèdre de 32 microphones, par Pollow *et al.* [37]; (b) sphère de 64 microphones, par Hohl et Zotter [38].

neux pour les logiciels de CAO [49], étude du fond diffus cosmologique [50], etc.

Sur ces bases, nous avons mis en œuvre l’approche classique pour la caractérisation de sources acoustiques complexes par antenne sphérique. Les sources électroacoustiques calibrées serviront de référence pour la validation de la méthode de caractérisation établie au Chapitre 3. On rappelle d’abord les notions théoriques qui fondent la description des sources par le formalisme des harmoniques sphériques, d’abord sous une approche continue puis discrète. Les méthodes de résolution classiques sont explicitées et appliquées dans une expérience réalisée en environnement réverbérant. L’antenne utilisée est semi-circulaire, les choix ayant mené à sa conception sont discutés. Grâce à la technologie *Megamicros*, nous profitons d’un nombre de microphones élevé. Il en résulte une analyse précise des sources de référence.

1.2 Cadre théorique

1.2.1 Formulation continue du problème extérieur

Le problème de propagation acoustique s’exprime ici dans le domaine spectral, i.e. pour une fréquence donnée. Le milieu est supposé homogène, avec une célérité des ondes c constante. La condition de champ libre est admise : les ondes divergent sans être réfléchies ni déviées par des obstacles. Un point est repéré dans l’espace par le vecteur de coordonnées sphériques

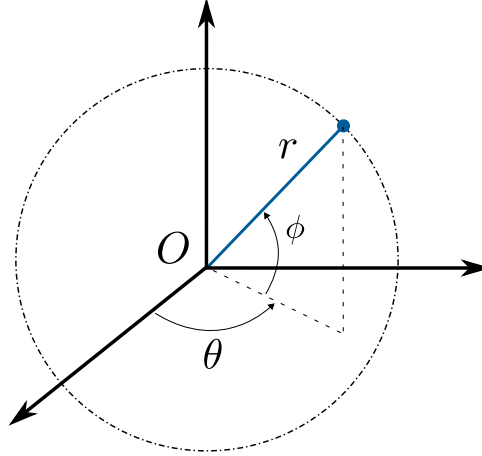


FIGURE 1.2 – Définition des coordonnées d'un point attaché à la surface de contrôle.

$\mathbf{r} = (r, \theta, \phi)$ (position radiale, azimutale et polaire). Le champ de pression émis par une source située sur le centre du repère se définit le long d'une surface de contrôle sphérique continue (voir Figure 1.2). Ce champ satisfait l'équation de Helmholtz formulée sur la sphère telle que [51] :

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin(\theta) \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2 p}{\partial \phi^2} + k^2 p(\mathbf{r}, k) = 0 \quad (1.1)$$

L'équation (1.1) admet une solution harmonique à la fréquence f formulée par la série de Fourier sphérique suivante :

$$p(\mathbf{r}, k) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{q=-l}^l \alpha_{l,q} h_l(kr) Y_l^q(\theta, \phi) \quad (1.2)$$

avec $k = \omega/c$ le nombre d'onde et $\omega = 2\pi f$ la pulsation. La solution (1.2) est associée au problème dit « extérieur » [52] (par opposition au problème « intérieur »). Les ondes divergent jusqu'à l'infini sans revenir. Le champ de pression est donc soit calculée sur la surface de contrôle, soit extrapolée au-delà. La dépendance spatiale est traduite dans (1.2) par² :

- les harmoniques sphériques (HS) d'ordre l et de degré q , pour la variation angulaire de l'amplitude :

$$Y_l^q(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-q)!}{(l+q)!}} P_l^q(\cos \theta) e^{iq\phi} \quad \text{pour } l \geq 0, -l \leq q \leq l \quad (1.3)$$

où P_l^q sont les polynômes de Legendre associés.

2. La convention choisie dans ce manuscrit est celle adoptée dans [51].

- les fonctions de Hankel sphériques de seconde espèce d'ordre l , pour la propagation radiale des ondes divergentes :

$$h_l(kr) = j_l(kr) - iy_l(kr) \quad (1.4)$$

où $j_l(kr)$ et $y_l(kr)$ sont les fonctions de Bessel sphériques, respectivement de première et de seconde espèce.

Une description de ces opérateurs mathématiques est proposée en Annexe A. S'agissant de la description du rayonnement de sources acoustiques complexes, il est plus intuitif de recourir à leur forme dite « réelle » [53] :

$$\tilde{Y}_l^q(\theta, \phi) = \begin{cases} \sqrt{2} \sqrt{\frac{2n+1}{4\pi} \frac{(l-|q|)!}{(l+|q|)!}} P_l^{|q|}(\cos \phi) \sin(|q|\theta) & \text{si } q < 0 \\ \sqrt{\frac{2n+1}{4\pi}} P_l^0(\cos \phi) & \text{si } q = 0 \\ \sqrt{2} \sqrt{\frac{2n+1}{4\pi} \frac{(l-q)!}{(l+q)!}} P_l^q(\cos \phi) \cos(q\theta) & \text{si } q > 0 \end{cases} \quad (1.5)$$

Entre autre, les harmoniques sphériques forment une famille de fonctions linéairement indépendantes sur la sphère unité S^2 . Cette propriété d'orthogonalité s'écrit mathématiquement :

$$\int_{S^2} [Y_l^q(\theta, \phi)]^* Y_l^{q'}(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi = \delta_{ll'} \delta_{qq'} \quad (1.6)$$

avec l'opérateur conjugué $(\cdot)^*$ et le symbole de Kronecker δ_{ij} .

1.2.2 Discrétisation du problème extérieur

La mise en application du modèle multipolaire (1.2) demande de le réécrire sous une forme discrète. Premièrement, le champ est mesuré sur la sphère suivant un maillage de M points. Ces derniers décrivent la sphère de contrôle S^2 et englobent la source à identifier. Un ensemble fini de M valeurs du champ est substitué à sa représentation continue. Deuxièmement, l'ordre de la décomposition étant nécessairement limité, la famille de fonction HS associée est tronquée à un ordre supérieur L . Seuls $(L+1)^2$ modes contribuent à décrire correctement le rayonnement. Cette hypothèse est capitale pour faciliter l'encodage et le décodage de la directivité.

Ces deux points nous amènent à la discrétisation de l'équation (1.2). Au $m^{\text{ième}}$ nœud situé

en \mathbf{r}_m , la pression p_m se réécrit comme :

$$p_m(k) = \sum_{l=0}^L \sum_{q=-l}^l \alpha_{l,q} h_l(kr_m) Y_l^q(\theta_m, \phi_m) \quad (1.7)$$

Les coefficients de la décomposition $\alpha_{l,q}$ sont supposés nuls au delà des $(L + 1)^2$ premières valeurs :

$$\alpha_{l,q} = 0 \quad \forall l > L \quad (1.8)$$

La série de Fourier (1.7) est synthétisée sous une formulation matricielle. Les M valeurs de pression sur les points de la sphère forment le vecteur colonne $\mathbf{p} = \{p_m\}_{m=1:M}$. Les coefficients spectraux sont réunis de façon linéaire dans le vecteur colonne $\boldsymbol{\alpha}$. Chacun de ses termes α_i est associé au coefficient $\alpha_{l,q}$ en posant

$$i = l^2 + l + q + 1$$

Les vecteurs \mathbf{p} et $\boldsymbol{\alpha}$ sont reliés par la matrice de transfert \mathbf{H} , de taille $M \times (L + 1)^2$:

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} h_0(kr_1)Y_0^0(\theta_1, \phi_1) & \cdots & h_L(kr_1)Y_L^L(\theta_1, \phi_1) \\ \vdots & h_l(kr_m)Y_l^q(\theta_m, \phi_m) & \vdots \\ h_0(kr_M)Y_0^0(\theta_M, \phi_M) & \cdots & h_L(kr_M)Y_L^L(\theta_M, \phi_M) \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

Finalement, le modèle (1.7) se réécrit comme un système de M équations linéairement indépendantes les unes des autres :

$$\mathbf{p} = \mathbf{H}\boldsymbol{\alpha} \quad (1.10)$$

1.2.3 Problème inverse : estimation de la directivité

L'identification de la directivité d'une source consiste à déterminer les valeurs complexes des coefficients spectraux $\alpha_{l,q}$ pour chaque mode HS. Ces coefficients contiennent l'information nécessaire pour recomposer la directivité à une fréquence donnée. Dans la formulation continue théorique, les coefficients $\alpha_{l,q}$ s'obtiennent en projetant le champ de pression, continue sur la sphère, dans la base de décomposition :

$$\alpha_{l,q}(k) = \frac{1}{h_n(kr)} \int_{S^2} p(\mathbf{r}, k) [Y_l^q(\theta, \phi)]^* \sin(\phi) d\theta d\phi \quad (1.11)$$

En pratique, on dispose d'un nombre fini d'observations du champ pour une fréquence donnée. Ces signaux monochromatiques sont stockés dans le vecteur \mathbf{y} de taille $M \times 1$ et sont entachés d'un bruit \mathbf{n} supposé blanc gaussien :

$$\mathbf{y} = \mathbf{H}\boldsymbol{\alpha} + \mathbf{n} \quad (1.12)$$

Il est préférable de s'assurer que le nombre M d'observations soit toujours égal ou supérieur au nombre d'observables à reconstruire :

$$M \geq (L + 1)^2 \quad (1.13)$$

Nous verrons que cette condition est nécessaire pour écarter les phénomènes de repliement spectral dans le domaine HS [54]. Ainsi, une estimation du vecteur $\boldsymbol{\alpha}$ est obtenue par minimisation du critère des moindres carrés suivant :

$$\hat{\boldsymbol{\alpha}} = \arg \min_{\boldsymbol{\alpha}} \|\mathbf{y} - \mathbf{H}\boldsymbol{\alpha}\|_2^2 \quad (1.14)$$

Une solution analytique de cette minimisation est donnée par

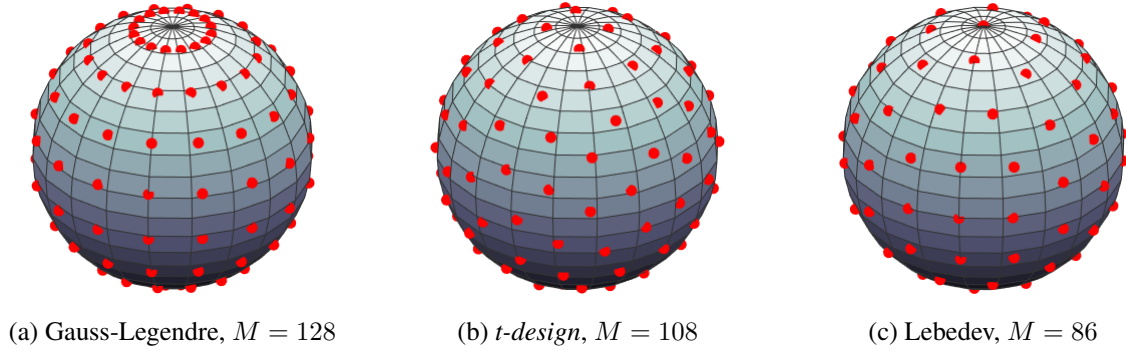
$$\hat{\boldsymbol{\alpha}} = \mathbf{H}^\dagger \mathbf{y} \quad (1.15)$$

où l'opérateur $(\cdot)^\dagger$ est l'inverse généralisée (ou pseudo-inverse de Moore-Penrose). Dans le cas de systèmes d'équations de grandes dimensions, cette inversion devient rapidement coûteuse en calcul.

On peut également faire appel à un schéma de quadrature qui respecte au mieux la propriété d'orthogonalité (1.6). Sur ce schéma, l'intégrale (1.11) est approchée par une somme pondérée des pressions en chaque point du maillage [55]. La loi de quadrature, décrite par les poids w_m , est définie de sorte à respecter la relation [41] :

$$\sum_{m \in \mathcal{M}} w_m Y_l^{q'}(\theta_m, \phi_m) [Y_l^q(\theta_m, \phi_m)]^* \simeq \delta_{ll'} \delta_{qq'} \quad (1.16)$$

Pour quelques maillages sur la sphère, cette définition est explicite. En des directions angulaires (θ_m, ϕ_m) imposées, les valeurs de w_m s'expriment de façon analytique. Par exemple, Driscoll *et al.* ont établi une loi de quadrature pour le maillage régulier en angle, avec un pas égal dans les deux directions ($\Delta\theta = \Delta\phi$) [56]. Ce maillage assure un échantillonnage régulier du champ sur la sphère, ce qui favorise l'emploi d'algorithmes basés sur la Transformée de Fourier rapide (*Fast Fourier Transform*) [57]. Les quadratures de Gauss-Legendre [40], de Lebedev [58, 59]

FIGURE 1.3 – Représentation 3D de trois maillages sur la sphère avec $L = 7$.

ou celles basées sur les t -design [60, 61] sont d'autres exemples fréquemment employés. La Figure 1.3 présente ces trois exemples, pour un ordre maximum $L = 7$.

À partir de cette loi, l'estimation des coefficients donnée en (1.15) devient :

$$\hat{\alpha} = \mathbf{H}^H \text{diag}\{w_m\} \mathbf{y} \quad (1.17)$$

Cette inversion est aussi connue sous le nom des « moindres carrés pondérés » [62]. Notons que l'estimateur (1.17) est d'autant moins biaisé que le nombre M de microphones est grand. La méthode de la quadrature, du fait de sa simplicité numérique, est recommandée pour les maillages sphériques comportant beaucoup de points [48]³.

La quadrature souffre cependant de contraintes liées à la géométrie. Ainsi, le schéma de Gauss-Legendre comportera toujours $2(L + 1)^2$ microphones, avec une répartition régulière en azimut et en élévation. Pour le schéma type t -design, le nombre M n'évolue pas linéairement en fonction de L . Enfin, le schéma de Lebedev n'existe que pour des ordres fixes, rendant son utilisation moins versatile. Ces contraintes tendent à limiter le nombre de microphones, et constituent un frein pour la conception d'antennes sphériques de grande taille.

Compte tenu de ces informations, l'antenne utilisée pour calibrer nos sources de référence est conçue pour disposer d'une antenne synthétique qui maximise le nombre de microphones et qui réduit ainsi le biais de l'estimateur $\hat{\alpha}$.

3. Pour citer un exemple d'un tout autre domaine, la quadrature est mise à profit pour l'étude de la topographie des planètes, qui requiert d'analyser le moindre détail morphologique parfois très petit devant le diamètre de l'astre, et qui pour cela utilise des décompositions jusqu'à l'ordre 10000.

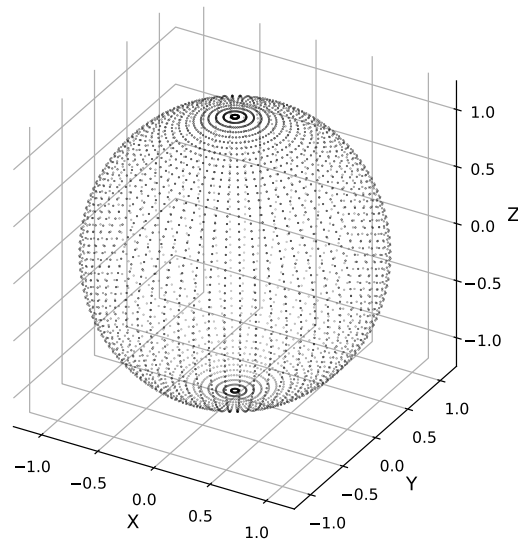
1.3 Présentation de l'antenne sphérique d'ordre élevé

1.3.1 Description

Pour disposer de sources complexes décrites à ordre élevé, nous avons choisi de réaliser, par balayage, une antenne sphérique très dense. Pour cela, l'étude a bénéficié des développements du projet *Megamicro*, qui peut procurer relativement aisément une antenne de plusieurs dizaines de microphones. L'antenne *Demilune* est une structure en demi-cercle de rayon $R = 1.20\text{m}$ (voir Figure 1.4a). Sur la longueur de l'arc sont accrochés de façon régulière 64 microphones MEMS. Le pas en élévation est de $\Delta\phi_m \approx 2.8^\circ$, excepté pour les microphones extrêmes, situés près des pôles, qui sont décalés de $\Delta\phi_m/2$. Le champ sphérique capté donne la directivité de la source sur un seul méridien. Pour l'obtenir sur la sphère complète, un dispositif de rotation oriente la source suivant 61 azimuts successifs, l'antenne restant fixe. Le pas de rotation régulier est de $\Delta\theta_m = 6^\circ$, maintenu au degré près. L'antenne ainsi synthétisée, présentée en Figure 1.4b, comporte un total de $M = 3904$ points.



(a)



(b)

FIGURE 1.4 – (a) Photographie de l'antenne circulaire à l'intérieur de la salle d'expérience ; (b) Représentation 3D de la sphère complète.

Les sources étalonnées dans ce chapitre sont toutes électroacoustiques. Leur émission étant contrôlable, nous avons l'assurance d'une bonne répétabilité de la mesure à chaque rotation. Ainsi, la fabrication d'une antenne sphérique complète n'est ici pas impérative. Nous pouvons nous contenter d'un unique arc de microphones, qui offre de surcroît un encombrement réduit. En limitant la taille apparente de l'antenne, il est plus facile de contrôler la position des microphones sur la structure.

À ce stade, il importe de dimensionner les limites imposées par l'antenne pour l'application des méthodes de décomposition HS. Nous proposons donc de répondre à cette question par une étude numérique pour définir jusqu'à quel ordre L_{max} et jusqu'à quelle fréquence f_{max} il est possible d'étudier le rayonnement des sources.

1.3.2 Limite en ordre de décomposition

Dans le domaine HS, le critère de Shannon-Nyquist impose deux conditions sur l'échantillonnage de la sphère : le nombre de microphones en jeu doit être plus grand que le nombre de composantes HS à identifier ; Au minimum, chaque composante HS est visible par un point de mesure. Ainsi, en appliquant directement la relation (1.13), on peut déterminer l'ordre maximal de décomposition accessible par l'antenne, noté L_{max} , par rapport à la dimension M de l'espace de mesure. Ce paramètre devient une caractéristique intrinsèque du maillage sur la sphère. Avec $M = 3904$ points, on obtient de cette façon $L_{max} = \lfloor \sqrt{M} - 1 \rfloor = 61$.

Cependant, ce résultat n'est valide que pour des distributions de microphones relativement homogènes sur la sphère. Dans notre cas d'étude, cette hypothèse n'est pas respectée. L'antenne virtuelle présentée en Figure 1.4b possède en effet une densité de microphones plus élevée au niveau des deux pôles qu'à l'équateur. Il est donc nécessaire de confirmer ou d'infirmer ce résultat par une autre méthode. Noisternig *et al.* proposent d'évaluer empiriquement l'ordre L d'un maillage à partir du conditionnement du problème [63]. La géométrie d'une antenne sphérique influence en effet la robustesse de l'estimateur $\hat{\alpha}$ face aux perturbations de la mesure. Ces dernières peuvent être de natures diverses. Tout d'abord, du bruit de mesure est présent, électronique ou bien induit par l'environnement sonore ambiant. Ensuite, le positionnement des microphones sur l'arc et la rotation de la source impliquent des incertitudes qui modifient le maillage. Cette erreur d'alignement est faible, mais non-négligeable par rapport aux plus petites longueurs d'ondes. Les décalages de phases provoqués impactent l'analyse des sources. Enfin, la matrice \mathbf{H} est un modèle idéal, qui n'offre qu'une vision approchée des véritables phé-

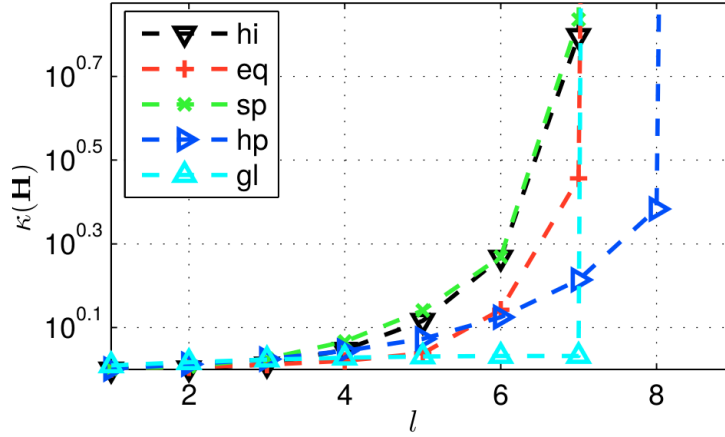


FIGURE 1.5 – Nombre de conditionnement $\kappa(\mathbf{H})$ en fonction de l'ordre l . (hi=*hyperinterpolation*, eq=*equal area partition*, sp=*generalized spiral points*, hp=*HEALPix*, gl=*Gauss-Legendre*) – Modifiée depuis Zotter [64].

nomènes de propagation dans le milieu. Toutes ces causes rompent naturellement les relations linéaires dans le système (1.10). On parle alors d'un problème mal posé.

Pour expliquer mathématiquement le concept de conditionnement, on procède à une décomposition aux valeurs singulières de la matrice de transfert \mathbf{H} :

$$\mathbf{H} = \mathbf{U}\mathbf{S}\mathbf{V}^T \quad (1.18)$$

La diagonale de la matrice carrée \mathbf{S} porte l'ensemble des valeurs singulières σ_i . En posant la valeur singulière la plus forte σ_{max} et celle la plus faible σ_{min} , nous pouvons définir le nombre de conditionnement κ :

$$\kappa(\mathbf{H}) = \frac{\sigma_{max}}{\sigma_{min}} \quad (1.19)$$

Le problème devient mal conditionné quand $\kappa \gg 1$.

Un exemple est proposé par Zotter, qui évalue numériquement le conditionnement pour 5 maillages sphériques différents [64]. Les résultats sont repris en Figure 1.5⁴. Le nombre de points de chaque maillage est ajusté par rapport à l'ordre $L = 7$. Pour $l < L$, le maillage régulier de Gauss-Legendre est celui qui stabilise au mieux le problème. Il demande en contrepartie plus de points que les autres maillages testés. Pour tous (excepté le maillage *HEALPix* [65]), le problème devient mal conditionné dès $l > L$.

Cette méthode empirique est appliquée dans ce qui suit. Pour l'antenne 1.4b, la Figure 1.6

4. Les termes anglais sont conservés pour éviter toute mauvaise traduction.

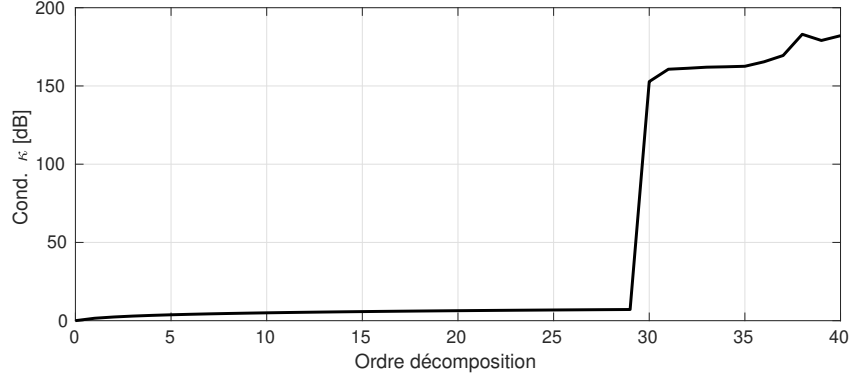


FIGURE 1.6 – Pour l’antenne *Demilune*, évolution du nombre de conditionnement κ en fonction de l’ordre de décomposition L .

présente l’évolution du nombre de conditionnement κ en fonction de l’ordre l de la base de décomposition. En relevant l’ordre à partir duquel la courbe montre une transition abrupte, on peut admettre l’ordre $L_{max} = 29$ pour l’antenne. Augmenter le nombre de microphone autorise ainsi des décomposition HS jusqu’à des ordres très élevés. De plus, on facilite la détection des composantes HS de faible amplitude grâce à un rapport signal-à-bruit suffisant. Toutefois, pour les expériences menées dans ce chapitre, cette limite L_{max} reste très confortable compte tenu de la complexité des sources étalonnées.

En théorie, l’ordre L_{max} est choisi par rapport à la complexité de la source à caractériser. Cela suppose que le rayonnement de cette source possède une décomposition HS limitée (voir la relation (1.8)). En réalité, les composantes d’ordres $l > L_{max}$ possèdent une énergie faible, mais jamais nulle. Si l’antenne n’est pas conçue pour détecter ces composantes du rayonnement, elles sont ignorées à tort. L’énergie qu’elles portent se replie dans l’estimation tronquée des coefficients $\hat{\alpha}_{l,q}$. Ainsi, plus l’ordre L_{max} est élevé, et plus ces effets sont écartés.

L’influence de ce repliement dans le domaine HS se traduit mathématiquement par l’ajout d’un terme d’erreur dans la relation d’orthogonalité (1.16) [41, 66]. Ce terme est représenté par la matrice \mathbf{E} dans la relation suivante [41, 66] :

$$\mathbf{H}^\dagger \mathbf{H} = \mathbf{I} + \mathbf{E} \quad (1.20)$$

A titre d’exemple, la matrice \mathbf{E} , dans le cas d’un maillage de Gauss-Legendre à l’ordre $L = 3$, est présentée en Figure 1.7. Ce maillage garantit l’échantillonnage sans repliement d’un rayonnement limité jusqu’à l’ordre $l = 3$, comme visible par le carré pointillé de côté $(L + 1)^2$. Sur ces ordres, les relations d’orthogonalité entre modes HS sont vérifiées. La cartographie in-

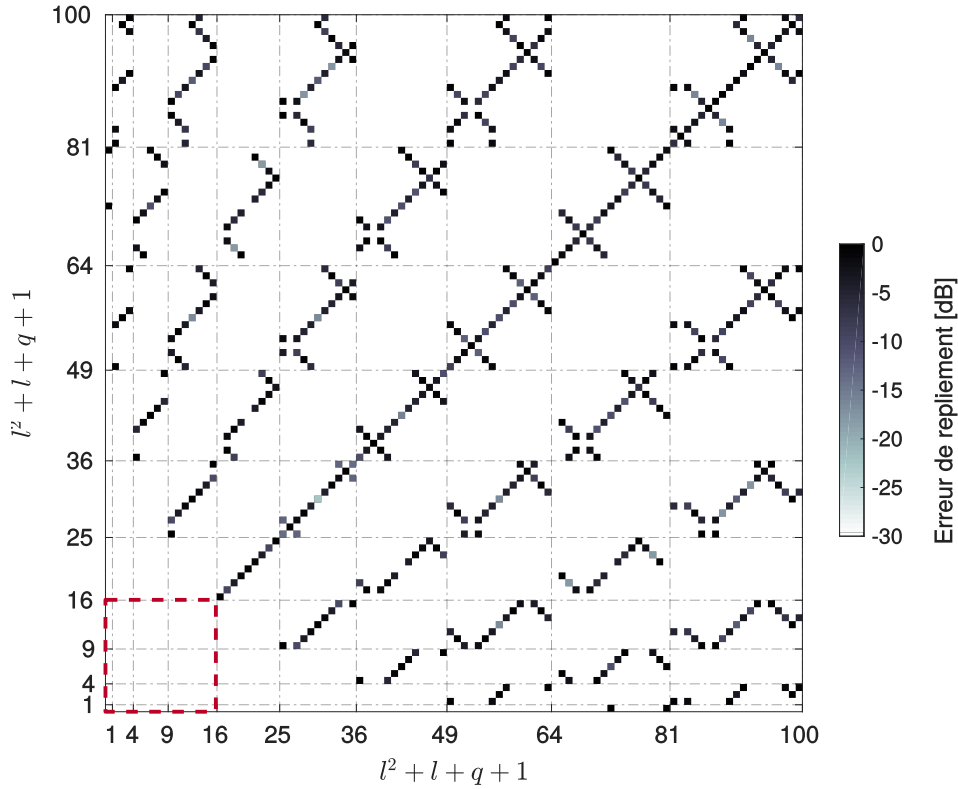


FIGURE 1.7 – Cartographie de la matrice \mathbf{E} pour un maillage de Gauss-Legendre à l'ordre $L = 3$. Le carré pointillé délimite les ordres où la décomposition HS se réalise sans repliement.

dique également la quantité d'énergie déversée par les composantes d'ordres supérieurs ($l > 3$) sur ceux plus d'ordres faibles ($l \leq 3$). Ainsi, si la directivité est décrite par une composante harmonique Y_7^{-7} , l'énergie de ce dernier sera déversée sur le coefficient α_{1-1} lors de la décomposition. A l'inverse, toutes les composantes Y_7^q n'impacteront pas les coefficients spectraux à l'ordre $l = 2$.

1.3.3 Limite fréquentielle dans le domaine HS

Une fois l'ordre L_{max} connu, on peut définir la bande passante de l'antenne. Nous nous intéressons à la borne supérieure f_{max} à partir de laquelle le repliement spectral apparaît. Cette fréquence est principalement limitée par la géométrie de l'antenne, et en particulier par la plus grande distance $\Delta_{1,2}$ entre deux capteurs. Comme la composante HS la plus haute $Y_{L_{max}}^{L_{max}}$ oscille $2(L_{max} + 1)$ fois, et en supposant un microphone par lobe, cette distance est définie par rapport

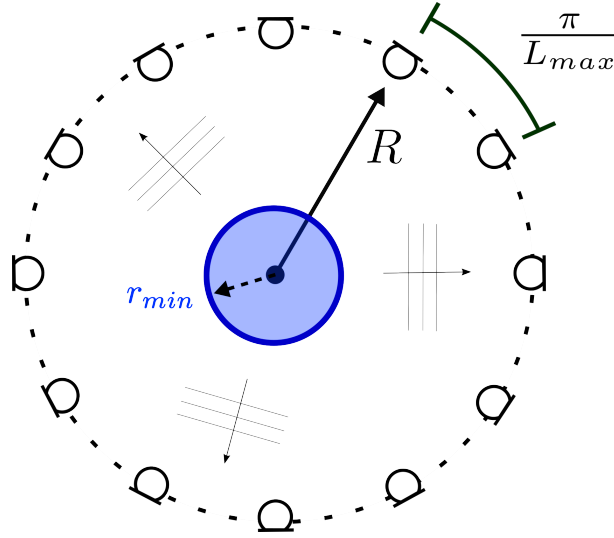


FIGURE 1.8 – Schéma présentant la source équivalente de rayon caractéristique r_{min} . Le champ qu'elle rayonne est représentée comme la superposition d'un nombre infini d'ondes planes.

au rayon R de l'antenne sphérique :

$$\Delta_{1,2} = R \frac{\pi}{L_{max}} \quad (1.21)$$

Pour la suite, on représente la source à analyser comme une source équivalente, dont le rayon caractéristique r_{min} est égale à la plus petite sphère qui l'englobe (voir Figure 1.8). Le rayonnement issue de cette source équivalente peut être vu comme la superposition d'un nombre infini d'ondes planes se propageant vers la surface de contrôle. Sous ces hypothèses, le champ sur la sphère est associé à un diagramme d'interférence mutuelle entre ces ondes. Pour discerner dans ce diagramme la plus petite frange d'interférence possible, la distance entre deux points de mesure sur la sphère est définie par la longueur de cohérence du champ, d'après le théorème de van Cittert-Zernike [67] :

$$\Delta_{1,2} = R \frac{\lambda}{2r_{min}} \quad (1.22)$$

Finalement, ces deux relations amènent à l'inégalité suivante :

$$L_{max} \geq \frac{2\pi f}{c_0} r_{min} \quad (1.23)$$

Sous cette condition, la distance réelle entre capteurs doit toujours être inférieure ou égale à la longueur de cohérence. Pour les expériences menées dans ce chapitre, les sources étalonnées sont toutes comprises dans une sphère de rayon $r_{min} = 20\text{cm}$. Pour $L_{max} = 29$, la décomposition HS d'une source est finalement accessible jusqu'à une fréquence $f_{max} = 8\text{kHz}$. Construire

une sphère d'ordre élevé permet ainsi de travailler dans le domaine HS sur une bande passante beaucoup plus large.

1.4 Étalonnage des sources de référence

L'objectif de cette expérience est d'établir une base de données de rayonnement de sources à partir de leur décomposition en harmoniques sphériques. Ces données nous permettront par la suite de valider la méthode d'identification mise en place dans le cadre du projet MODO.

1.4.1 Protocole expérimental

L'antenne *Demilune* est placée dans une pièce quelconque. Elle est suffisamment loin des murs pour distinguer facilement les premières réflexions. En dessous de la structure, des panneaux de laine absorbante réduisent l'influence des réflexions provenant du sol. Après montage, sa géométrie est calibrée pour retrouver la position effective des microphones. La méthode choisie repose sur la mesure de temps de vol aux microphones, et sera détaillée plus tard dans ce manuscrit. Sans cette étape, les décalages entre les géométries supposées et réelles induisent des écarts de phases perturbant la résolution du problème inverse. La Figure 1.9 présente un schéma fonctionnel du banc de mesure complet.

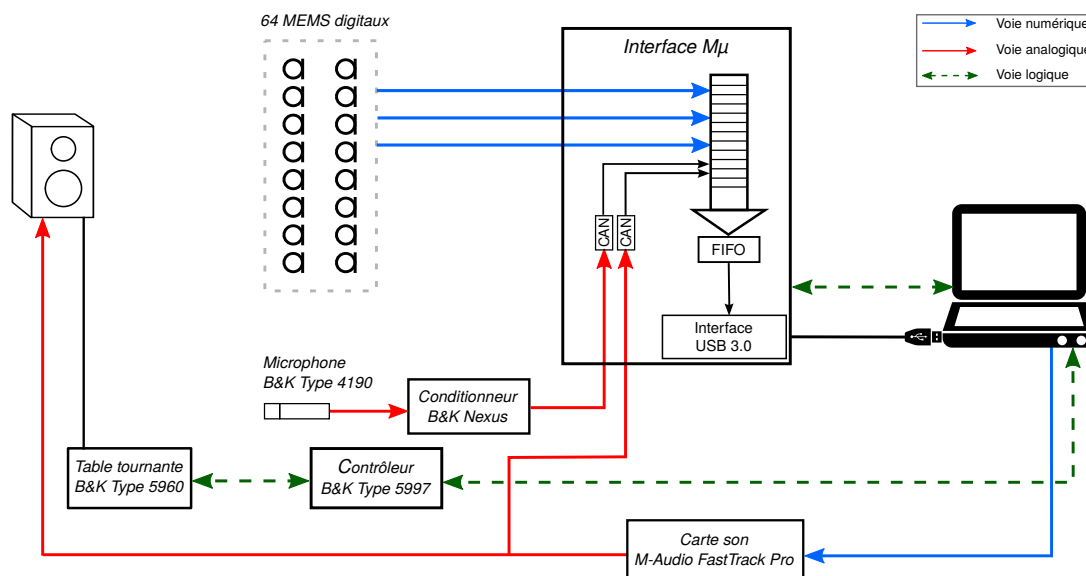


FIGURE 1.9 – Schéma fonctionnel du protocole expérimental d'étalonnage des sources.

Seules des sources électroacoustiques contrôlées sont analysées. On maintient ainsi une émission identique et répétable à chaque rotation. Le signal émis est un sinus glissant de 8 secondes, avec une croissance fréquentielle logarithmique entre 20Hz et 10kHz. Ce signal connu est redirigé vers l'une des entrées analogiques de l'interface d'acquisition *Megamicro*. Il est ainsi enregistré de façon synchrone avec les signaux de pression captés par les MEMS. En supplément, un microphone de précision (modèle B&K 4190), solidaire à l'antenne, sert comme mesure de référence durant toute la durée de la mesure du champ.

A chaque rotation sont calculées les fonctions de transfert entre la source et chaque microphone. Cette étape repose sur l'estimation des densités interspectrales de puissance entre les signaux temporels $p_m(t)$ captés par les MEMS et le signal de référence connu $x(t)$. Elles sont obtenues par la méthode de Welch, en moyennant des trames de 4096 échantillons, avec un recouvrement de 2048 échantillons entre elles. À la fréquence d'échantillonnage $F_e = 50\text{kHz}$, la moyenne est effectuée sur 97 trames de 0.08 secondes. En annexe B sont listées les différentes opérations mathématiques amenant à cette estimation.

Par Transformée de Fourier inverse de ces fonctions de transfert, on obtient un ensemble de 64 réponses impulsionnelles par rotation, comme illustrée en Figure 1.10 pour la mesure initiale en $\theta = 0$. Ces fonctions apportent une représentation des trajets de propagation dans le domaine temporel. Le champ direct se situe au niveau du premier front d'onde, autour de 3 millisecondes. On remarque qu'il n'est pas plan, essentiellement causé par une variation de la courbure de l'arc. L'étape de calibrage géométrique permet alors de corriger ces erreurs de modèle. A la suite, les multiples réflexions causées par l'environnement frappent successive-

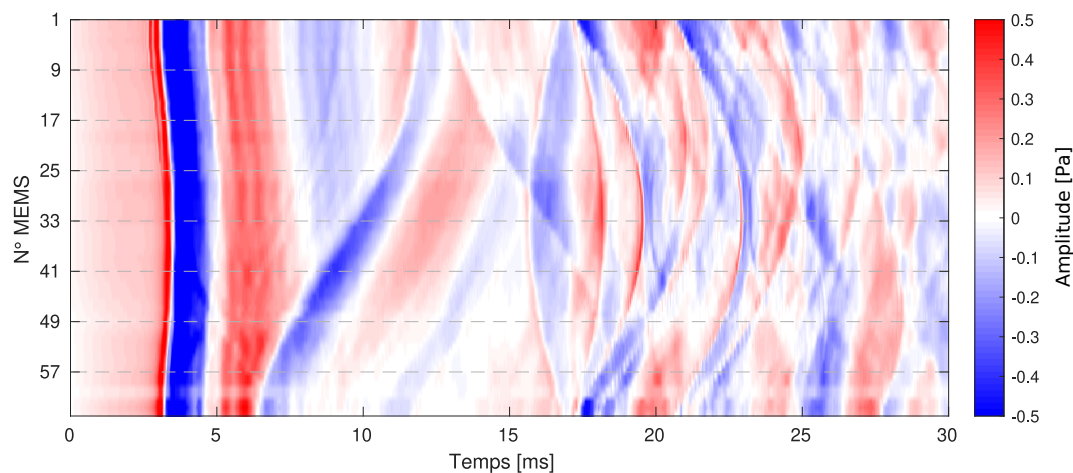


FIGURE 1.10 – Ensemble des réponses impulsionnelles obtenues pour la mesure en $\theta = 0$.

ment les microphones. Ainsi, en appliquant directement l'inversion (1.15) sur ces mesures, la qualité de l'estimation sera automatiquement dégradée. Le modèle décrit en champ libre n'est en effet pas adapté à la présence de ces échos. Un fenêtrage temporel est donc nécessaire pour supprimer ces artefacts néfastes. Une demi-fenêtre de Hanning est appliquée sur le maximum du premier pic d'amplitude. Sa taille en échantillon se détermine par rapport à la largeur du pic d'autocorrélation du signal de référence, soit quelques centaines d'échantillons. De ces signaux temporels « libres de réflexion », on calcule à nouveau les spectres associés par une Transformée de Fourier, puis on extrait les 64 valeurs de pressions harmoniques qui forment le vecteur y .

1.4.2 Recherche du centre acoustique de la source

Jusqu'à présent, nous émettions l'hypothèse que la source était exactement alignée avec l'antenne. Le terme de propagation dans (1.9) est dans ce cas simplifié en posant la distance r_m constante. En réalité, une attention particulière est à porter sur le centre acoustique de la source. Jacobsen *et al.* en apportent une définition comme le « point duquel divergent les ondes sphériques lorsque le transducteur agit comme une source »⁵ [68]. La position du centre acoustique, qui dépend de la fréquence, varie continuellement durant l'émission. Il ne coïncide donc pas nécessairement avec le centre physique de la source, qui est aussi soumis à un désalignement avec la sphère. La base de décomposition doit être centrée en conséquence pour assurer une bonne estimation des coefficients $\hat{\alpha}_{l,q}$.

Le décentrage du centre acoustique se traduit par la formation de composantes HS d'ordre élevé dans le champ rayonné sur la sphère [69, 70]. En choisissant une troncature L trop faible, on retrouve naturellement des phénomènes de repliement spectral lors de la décomposition. Ben Hagai *et al.* étudient en détail l'erreur de décomposition induite par ce décentrage [71]. Ils en déduisent une relation entre l'ordre L et le décalage Δr du centre acoustique :

$$L \gg k(R + \Delta r) \quad (1.24)$$

Sous cette condition, l'influence du repliement causé par ce décalage reste négligeable. Ainsi, les réseaux sphériques d'ordre élevé sont bien robustes au décentrage de la source. Ceci apporte un argument supplémentaire pour justifier leur utilisation.

5. Traduction de la citation originale : « *the point from which spherical waves seem to be diverging when the transducer is acting as a source* »

En haute fréquence, la relation (1.24) est difficilement vérifiée. L'estimation de $\hat{\alpha}$ est alors susceptible d'être faussée. Pour pallier ce problème, Ben Hagai *et al.* établissent dans [71] quatre fonctionnelles, notées J_i avec $i = 0 \dots 3$, pour automatiser la recherche du centre acoustique. Chacune des fonctions J_i se calcule directement à partir des coefficients spectraux. La position du vrai centre acoustique est celle qui minimise la fonction J_i . Des travaux similaires sont menés par Deboy et Zotter [70]. Cependant, ces fonctionnelles sont convexes uniquement pour des sources d'ordre faible ou à basse fréquence. Sur la même idée, Shabtai et Vorländer transposent ces techniques de correction au cas de sources d'ordre élevé ou à haute fréquence [72]. L'efficacité de cette étape d'optimisation dépend fortement de la complexité de la source. Il faut donc adapter la fonctionnelle J_i à chaque situation expérimentale. En haute fréquence, ces fonctions de coûts présentent de plus en plus de minima locaux. Leur convergence vers la position du centre acoustique n'est pas assurée.

Nous choisissons d'utiliser la fonctionnelle J_1 nommée *power ratio* [71]. Le rapport suivant est minimisé :

$$J_1 = 1 - \frac{\sum_{l=0}^{L_s} \sum_{q=-l}^l \|\alpha_{l,q}\|_2^2}{\sum_{l=0}^L \sum_{q=-l}^l \|\alpha_{l,q}\|_2^2} \quad (1.25)$$

Le terme au numérateur représente l'énergie cumulée des $(L_s + 1)^2$ premiers coefficients spectraux. Elle requiert l'ordre maximal L_s décrivant la nature de la source. Puisque les sources étalonnées sont justement choisies par rapport à la nature de leur rayonnement, cet *a priori* est facilement estimé en amont de l'expérience.

1.4.3 Résultats

Nous présentons les résultats d'étalonnage pour trois sources de référence. Elles sont choisies pour leur rayonnement simple, l'une essentiellement dipolaire et les deux autres cardioïdes. À partir du champ mesuré sur l'antenne sphérique virtuelle, le vecteur $\hat{\alpha}$ est estimé par la méthode des moindres carrés. La troncature imposée pour la décomposition HS varie en fonction de la fréquence, en prenant soin de se limiter à l'ordre L accessible par l'antenne. Pour estimer le nombre minimal de composantes HS permettant de décrire correctement les sources, la variation de l'énergie du résidu est calculée telle que :

$$\epsilon(l) = \frac{\|\mathbf{p}_{\text{mes}} - \mathbf{p}_{\text{interp}(l)}\|}{\|\mathbf{p}_{\text{mes}}\|} \quad (1.26)$$

Le vecteur \mathbf{p}_{mes} correspond au champ mesuré. Le vecteur $\mathbf{p}_{\text{interp}(l)}$ est le champ reconstruit d'après le modèle (1.2), à partir des $(l + 1)^2$ coefficients spectraux estimés. Finalement, les di-

rectivités identifiées sont représentées sous la forme d'un diagramme 3D. Le rayon et l'échelle de couleur indiquent respectivement l'amplitude et la phase du champ.

1.4.3.1 Source n°1 : enceinte cubique

La première source est un haut-parleur de 4cm de diamètre, bafflé à un cube de 7cm de côté (voir Figure 1.11a). La cloison peut être modélisée comme un baffle rigide infini enfermant la membrane circulaire. Le rayonnement est approché dans ce cas par le modèle du piston bafflé. Les deux géométries sont cependant peu ressemblantes. Il convient de considérer les effets de diffraction naturels dus au support cubique. Aarts *et al.* proposent d'approcher le rayonnement d'une telle source par le problème du dôme sphérique [73]. Dans celui-ci, on considère une sphère de rayon R dont une partie est sectionnée par un plan tangent. La calotte d'ouverture θ_0 est une surface vibrante S_0 (voir Figure 1.11b).

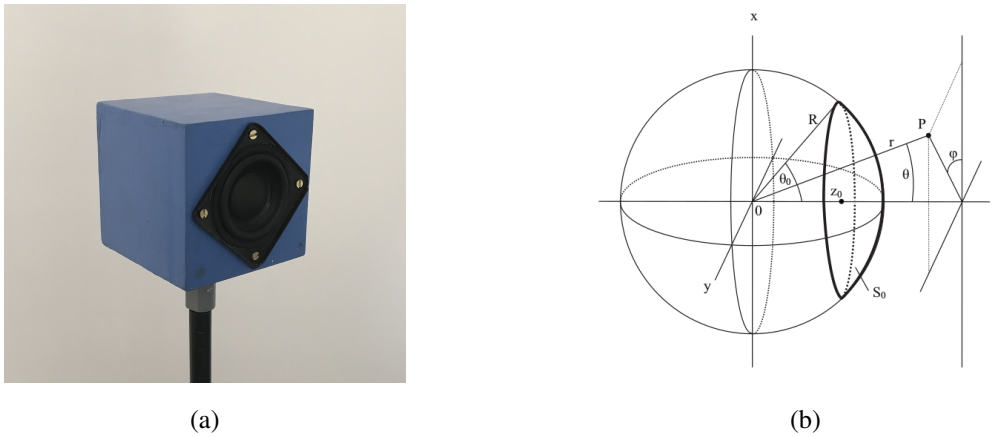


FIGURE 1.11 – (a) Photographie de la source cubique ; (b) schéma du modèle du dôme sphérique – extrait de Aarts *et al.* [73].

Le champ produit par un dôme sphérique est solution de l'équation de Helmholtz sachant des conditions aux limites imposées par la sphère rigide. La pression rayonnée suit la formule analytique suivante [73] :

$$p(r, \theta) = -i\rho_0 c \sum_{l=0}^{\infty} W_l P_l(\cos \theta) \frac{h_l(kr)}{h'_l(kR)} \quad (1.27)$$

où l'opérateur P_l est le polynôme de Legendre. En posant le profil de vitesse axiale v_0 constant sur la membrane, les pondérations W_l s'écrivent :

$$W_l = \frac{1}{2} v_0 \left\{ \frac{l+1}{2l+3} [P_l(\cos \theta_0) - P_{l+2}(\cos \theta_0)] + \frac{l}{2l-1} [P_{l-2}(\cos \theta_0) - P_l(\cos \theta_0)] \right\} \quad (1.28)$$

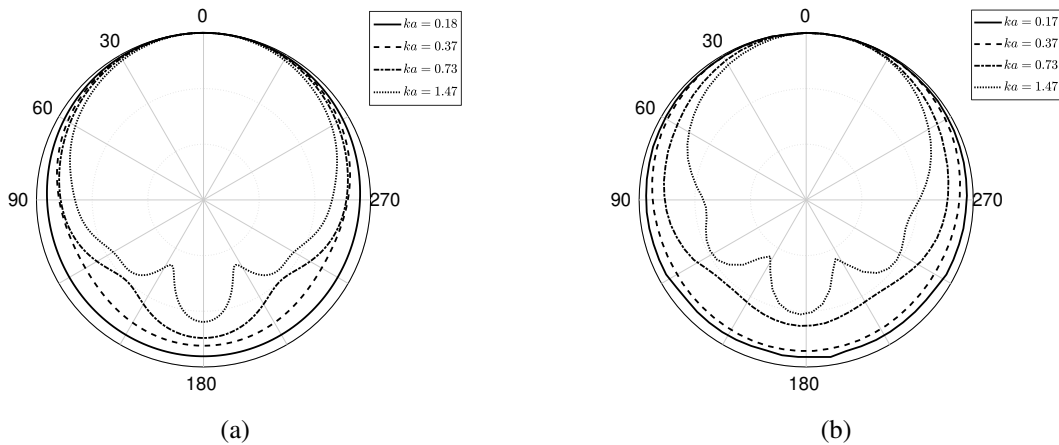


FIGURE 1.12 – Diagramme de directivité pour l’enceinte cubique, représenté suivant le plan $\phi = 0$ en fonction du produit ka . Les courbes sont normalisées par le maximum de pression (10 dB/div) : (a) Modèle théorique (1.27); (b) Mesure par l’antenne *Demilune*.

Les Figures 1.12a et 1.12b présentent une comparaison du modèle (1.27) à la mesure obtenue pour l’enceinte cubique. La pression est mesurée suivant le plan le plus proche de $\phi = 0$. Les diagrammes polaires suivent une tendance identique. Pour $ka \ll 1$, la source se comporte comme un monopôle. En basses fréquences, l’influence de la diffraction est faible. Les dimensions du cube sont négligeables devant la longueur d’onde émise [32]. Quand ka augmente, le diagramme s’amincit à l’avant et des lobes secondaires se forment sur les côtés. La source adopte alors un rayonnement cardioïde.

Directivité en moyenne fréquence La Figure 1.16a est l’estimation de $\hat{\alpha}$ à $f = 800\text{Hz}$. La décomposition est limitée à l’ordre $l = 5$, soit un total de 36 coefficients. Les coefficients n°1 et 4, associés aux harmoniques Y_0^0 (monopôle) et Y_1^1 (dipôle orienté selon l’axe X), se démarquent clairement. Comme visible en Figure 1.14b, le comportement monopolaire est plus prononcé en basse fréquence. La Figure 1.16b présente la variation de l’énergie du résidu ϵ . La directivité de la source est décrite avec une erreur faible. Seuls les modes HS jusqu’à l’ordre $l = 1$, totalisant 90% de l’énergie du signal, sont retenus pour l’interpolation. Le champ mesuré et le champ reconstruit à cet ordre sont présentés en Figure 1.16c et 1.16d.

Directivité en haute fréquence La Figure 1.17a est l’estimation de $\hat{\alpha}$ à $f = 3\text{kHz}$. La directivité est limitée à l’ordre $l = 8$, soit un total de 81 coefficients. A cette fréquence, le rayonnement de la source a une allure plus complexe. L’énergie est majoritairement concentrée sur les pre-

miers ordres de la décomposition. Quelques artefacts, visibles par exemple autour du coefficient n°46, sont possiblement liés à une imprécision sur la position des microphones. La Figure 1.17b présente la variation de l'énergie du résidu ϵ . Le nombre de modes HS nécessaire pour décrire la directivité de la source est plus élevée qu'à 800Hz. A partir de l'ordre $l = 5$, l'énergie du signal est interpolée à 90%. Le champ mesuré et le champ reconstruit à cet ordre sont présentés en Figure 1.17c et 1.17d.

1.4.3.2 Source n°2 : haut-parleur nu

La deuxième source est un haut-parleur de 13cm de diamètre, supporté par un cadre métallique adapté de 15cm de côté (voir Figure 1.13a). Ce type de source se rapproche fortement



FIGURE 1.13 – (a) Photographie de la source dipolaire; (b) schéma du modèle du piston circulaire non-bafflé.

du modèle analytique du piston non-bafflé. Le champ acoustique est produit par une membrane rigide S_0 , oscillant suivant sa normale. La pression est uniforme sur chaque face. Quand S_0 avance, l'air se comprime sur la face avant et se dilate sur la face arrière (et inversement quand S_0 recule). Comme illustré en Figure 1.13b, ce comportement se modélise acoustiquement comme deux monopôles identiques, en opposition de phase et séparés d'une distance d [32]. Dans notre cas, le dipôle est orienté suivant l'axe X, la membrane face à l'antenne. En champ lointain, la pression rayonnée s'écrit :

$$p(r, \theta) = -ja \frac{J_1(ka \sin \theta) \cos \theta}{\sin \theta} \cdot \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (1.29)$$

avec J_1 la fonction de Bessel de première espèce.

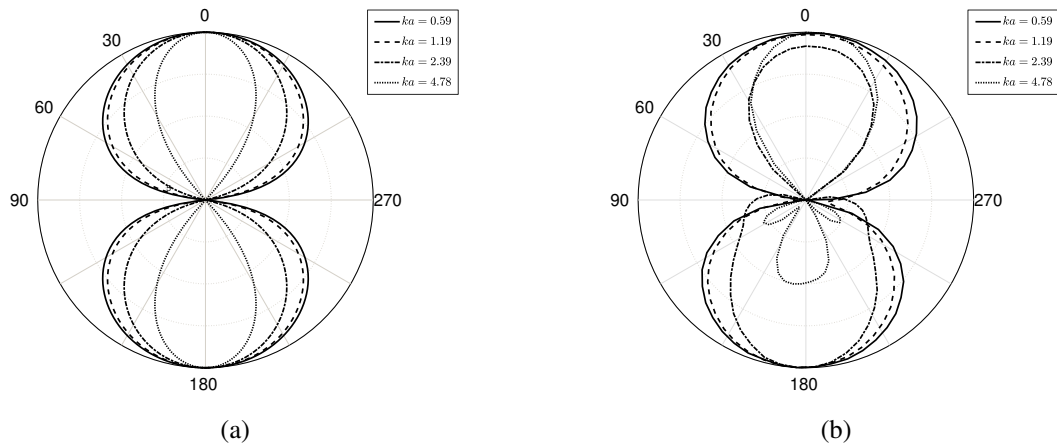


FIGURE 1.14 – Diagramme polaire du rayonnement de la source D. Le champ est représenté suivant le plan $\phi = 0$ en fonction du produit ka . Les courbes sont normalisées par le maximum de pression (10 dB/div).; (a) Modèle théorique (1.29); (b) Mesure par l’antenne *Demilune*.

Les Figures 1.14a et 1.14b présentent une comparaison du modèle (1.29) à la mesure obtenue pour la source D. La pression est mesurée suivant le plan le plus proche de $\phi = 0$. En basse fréquence ($ka \leq 1$), le modèle du dôme sphérique coïncide avec la mesure. On retrouve le comportement exact du dipôle. A mesure que le produit ka augmente, les deux lobes s’amincissent et le modèle n’est plus représentatif de la mesure. À $ka = 2.39$, le rayonnement présente un maximum d’amplitude à l’arrière du haut-parleur. À $ka = 4.78$, le lobe arrière est fortement atténué, créant une dissymétrie du dipôle. En haute fréquence, la membrane et le support agissent comme un baffle naturel qui diffracte le champ rayonné.

Directivité en basse fréquence La Figure 1.18a est l’estimation de $\hat{\alpha}$ à $f = 500\text{Hz}$. La directivité est limitée à l’ordre $l = 5$, soit un total de 36 coefficients. On retrouve le comportement dipolaire attendu, avec le coefficient $n^4 (Y_1^1)$ qui se démarque clairement. La Figure 1.18b présente la variation de l’énergie du résidu ϵ . A partir de l’ordre $l = 1$, la source est très bien décrite, avec plus de 90% de l’énergie interpolée. Le champ mesuré et le champ reconstruit à cet ordre sont présentés en Figure 1.18c et 1.18d.

Directivité en moyenne fréquence La Figure 1.19a est l’estimation de $\hat{\alpha}$ à $f = 2\text{kHz}$. La directivité est décomposée à l’ordre $l = 8$, soit un total de 81 coefficients. A plus haute fréquence, la source conserve son comportement dipolaire, avec les lobes plus minces. Ceci se traduit par l’apparition des composantes HS aux ordres 2 et 3. La Figure 1.16b présente la variation de

l'énergie ϵ à cette fréquence. A partir de l'ordre $l = 4$, l'énergie du signal est interpolée à 90%. Le champ mesuré et le champ reconstruit à cet ordre sont présentés en Figure 1.17c et 1.17d.

1.4.3.3 Source n°3 : enceinte amplifiée

La troisième source est une enceinte amplifiée du commerce (modèle *MSP3* de Yamaha). Le haut-parleur de médium et le tweeter, séparés de 10cm, sont encastrés dans un caisson de $14 \times 15.5 \times 23.5$ cm (voir Figure 1.15). Le rayonnement de ce type de source adopte naturellement un



FIGURE 1.15 – Photographie de l'enceinte amplifiée.

comportement cardioïde [74]. La position du centre acoustique joue ici un rôle important et doit être resituée. Sa recherche automatique est donc réalisée par minimisation de la fonctionnelle J_1 donnée en (1.25), en fixant l'ordre $L_s = 1$.

La Figure 1.20a est l'estimation de $\hat{\alpha}$ à $f = 1$ kHz. La directivité est limitée à l'ordre $l = 5$, soit sur 36 coefficients. On retrouve le comportement cardioïde attendu, avec les coefficient n°1 (Y_0^0) et n°4 (Y_1^1) de plus forte amplitude. La Figure 1.20b présente la variation de l'énergie du résidu ϵ . A partir de l'ordre $l = 3$, l'énergie du signal est interpolée à 90%. Le champ mesuré et le champ reconstruit à cet ordre sont présentés en Figure 1.20c et 1.20d.

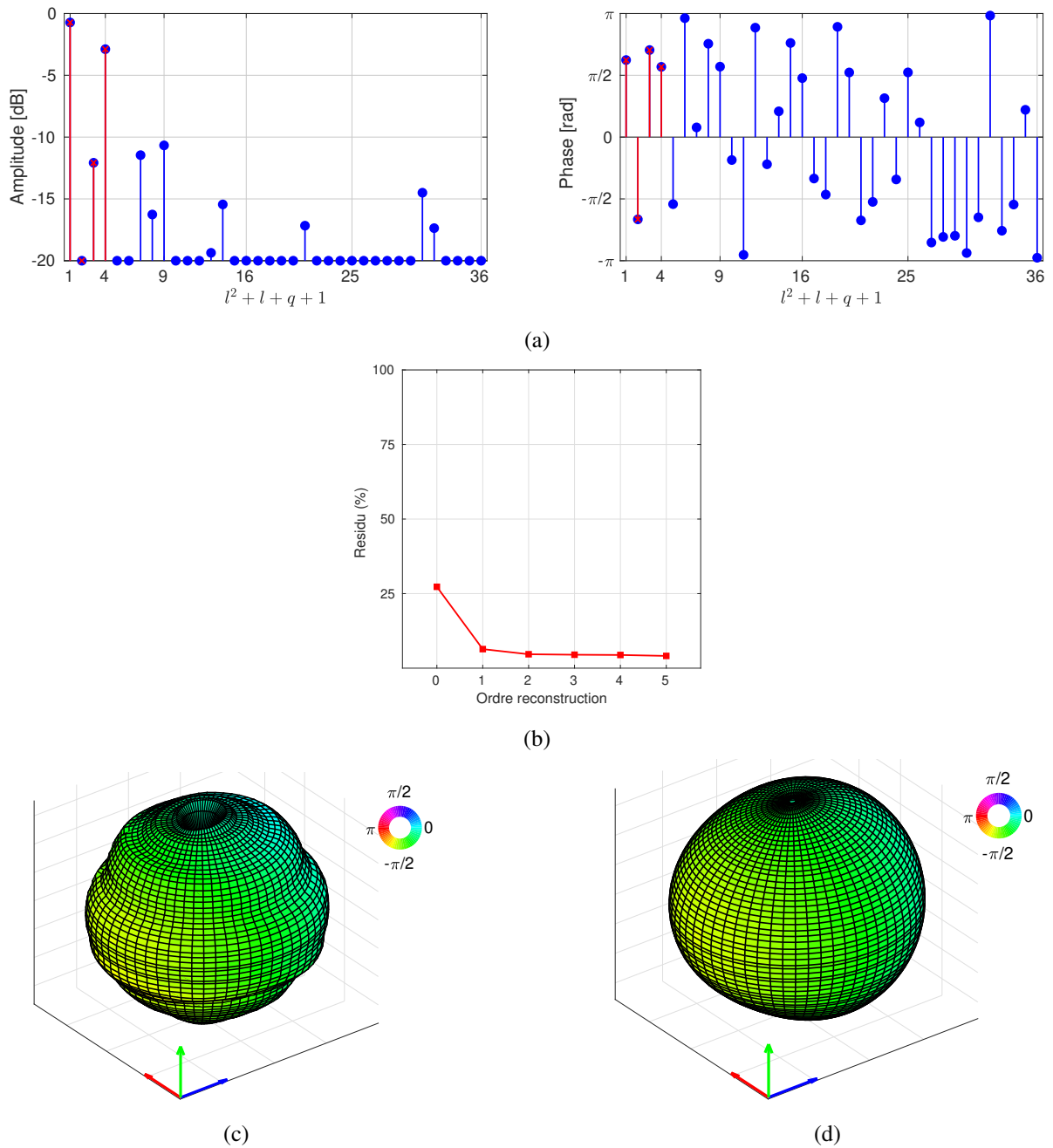
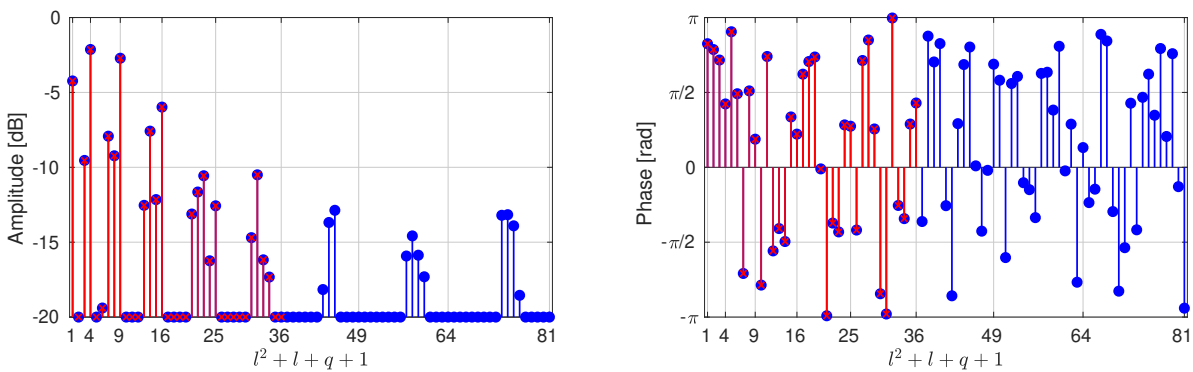
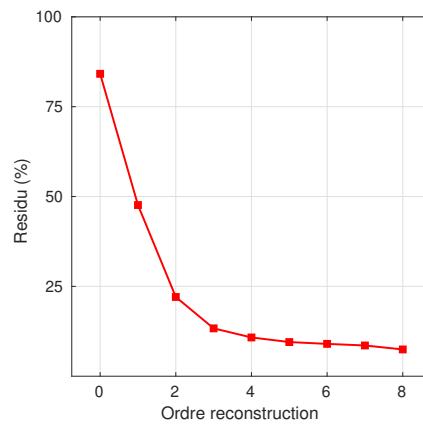


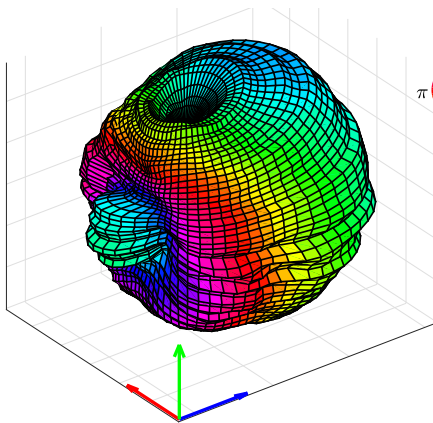
FIGURE 1.16 – Analyse de la source cubique à $f = 800\text{Hz}$: (a) Décomposition HS à l'ordre $l = 5$ en amplitude (à gauche) et en phase (à droite); (b) Variation de l'énergie du résidu en fonction de l'ordre de reconstruction; (c) Visualisation 3D de la directivité mesurée; (d) Visualisation 3D de la directivité reconstruite à l'ordre $l = 1$.



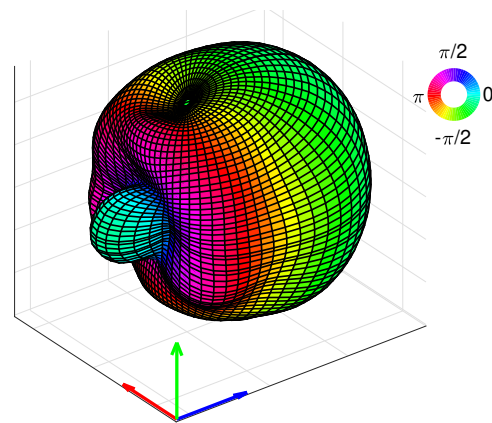
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE 1.17 – Analyse de la source cubique à $f = 3\text{kHz}$: (a) Décomposition HS à l'ordre $l = 8$ en amplitude (à gauche) et en phase (à droite); (b) Variation de l'énergie du résidu en fonction de l'ordre de reconstruction; (c) Visualisation 3D de la directivité mesurée; (d) Visualisation 3D de la directivité reconstruite à l'ordre $l = 5$.

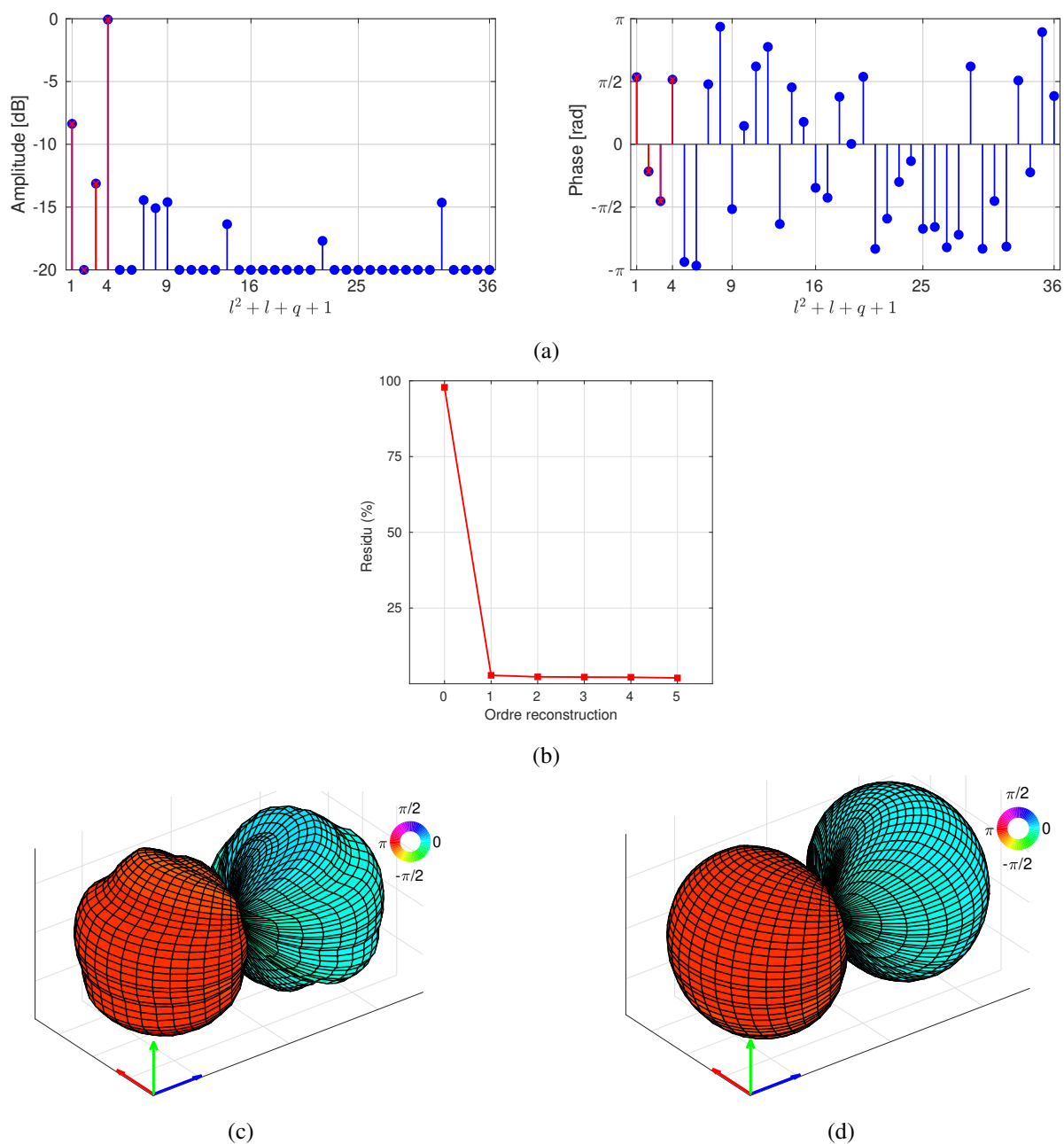


FIGURE 1.18 – Analyse du haut-parleur nu à $f = 500\text{Hz}$: (a) Décomposition HS à l'ordre $l = 5$ en amplitude (à gauche) et en phase (à droite); (b) Variation de l'énergie du résidu en fonction de l'ordre de reconstruction; (c) Visualisation 3D de la directivité mesurée; (d) Visualisation 3D de la directivité reconstruite à l'ordre $l = 1$.

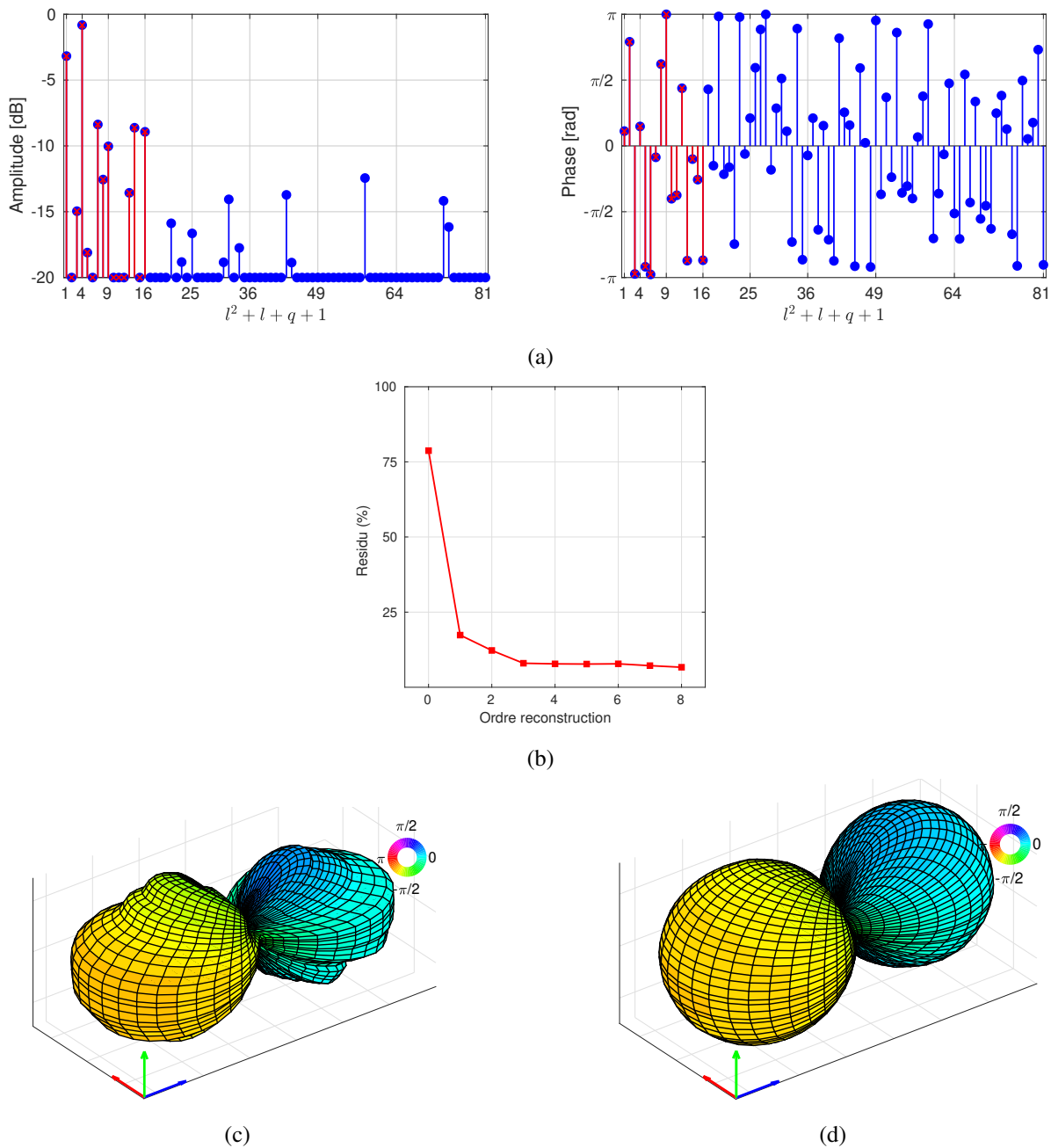
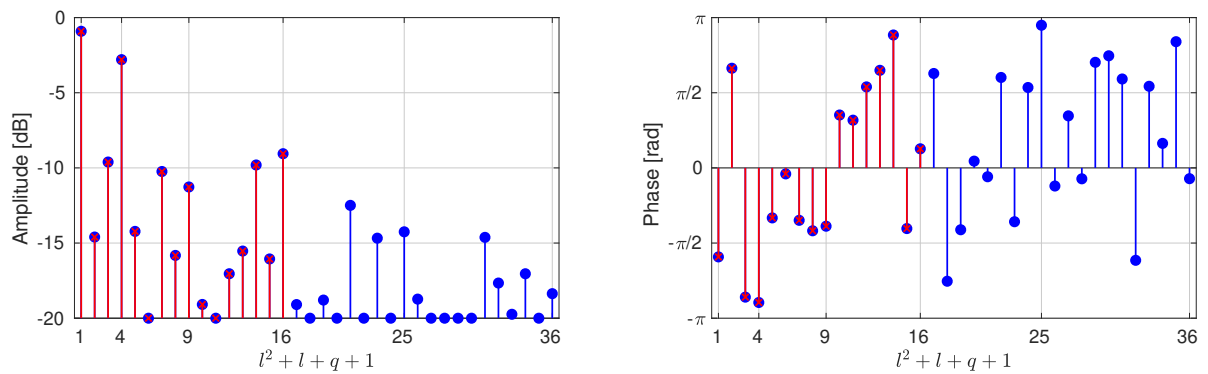
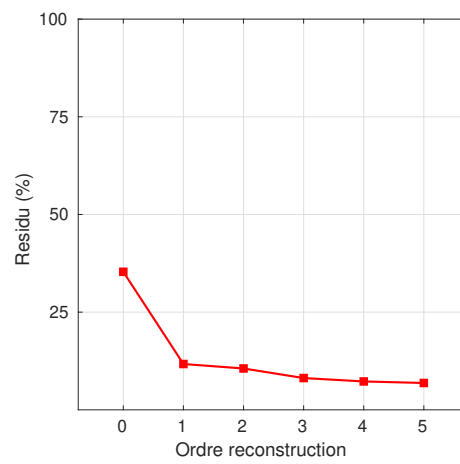


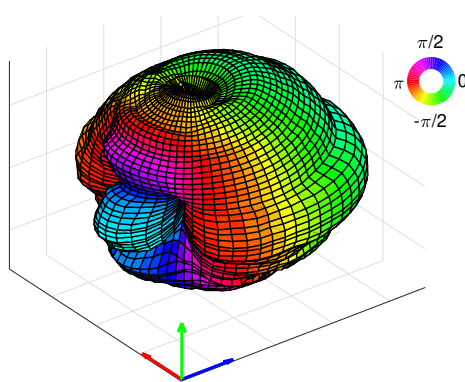
FIGURE 1.19 – Analyse du haut-parleur nu à $f = 2\text{kHz}$: (a) Décomposition HS à l'ordre $l = 8$ en amplitude (à gauche) et en phase (à droite); (b) Variation de l'énergie du résidu en fonction de l'ordre de reconstruction; (c) Visualisation 3D de la directivité mesurée; (d) Diagramme 3D de la directivité reconstruite à l'ordre $l = 1$.



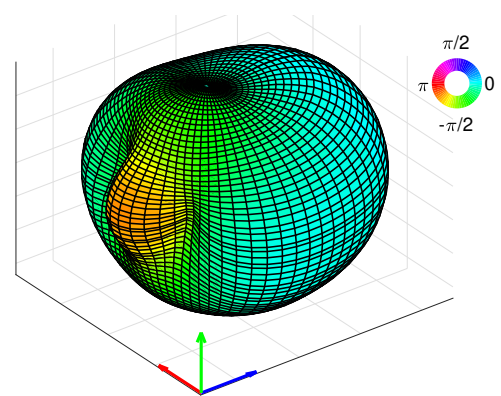
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE 1.20 – Analyse de l'enceinte amplifiée à $f = 1\text{kHz}$: (a) Décomposition HS à l'ordre $l = 5$ en amplitude (à gauche) et en phase (à droite); (b) Variation de l'énergie du résidu en fonction de l'ordre de reconstruction; (c) Visualisation 3D de la directivité mesurée; (d) Diagramme 3D de la directivité reconstruite à l'ordre $l = 1$.

1.5 Conclusion

Ce premier chapitre présente la méthode classique propre à la mesure de directivité des sources. Dans la perspective de valider l'antenne MODO et la méthode d'identification des sources en milieu réverbérant, une base de données de directivités, calibrées sur une même base d'harmoniques sphériques, est créée. Pour réaliser cela, nous utilisons une antenne sphérique d'ordre élevé, présentant un grand nombre de microphones. La directivité est ainsi décomposable jusqu'à un ordre de troncature $L = 30$, sur une bande fréquentielle atteignant $f_{max} = 3\text{kHz}$.

La base de données *in fine* est assez réduite, et des mesures supplémentaires sont à prévoir pour l'étoffer. L'analyse de cas analytiques est prévue : source quadripôle [32], tube cylindrique [75], piston bafflé [76], etc. Dans un deuxième temps, nous pourrions utiliser ce système pour calibrer des sources plus complexes, montrant des rayonnements d'ordre supérieur à 2. Enfin, il est tout à fait possible d'étudier la directivité de sources naturelles issues de la littérature [77], en s'obligeant toutefois de revoir le protocole de mesure présenté.

Malgré les quelques variations d'amplitude dans les champs mesurés, les résultats d'étalonnage sont en accord avec les modèles analytiques. Si le filtrage temporel des signaux semble efficace, la présence de la réverbération rend délicate l'analyse des sources. Les résultats doivent donc être confirmés par d'autres expériences en chambre anéchoïque. Travailler en environnement libre de réflexions permettrait de mesurer la vraie nature complexe des sources, et donc d'améliorer la qualité du dictionnaire existant.

Pour la correction du décentrage de la source, une seule fonctionnelle a été utilisée. Elle est appliquée ici pour retrouver le véritable centre acoustique de l'enceinte amplifiée. Il serait intéressant de tester d'autres fonctionnelles, notamment celle notée J_2 qui ne nécessite pas d'un *a priori* sur la nature des sources. Sa convergence numérique est toutefois moins certaine et dépend fortement de la complexité de la source étalonnée. Enfin, une étude numérique plus poussée permettrait de connaître la robustesse de l'antenne *Demilune* face à ce problème de décentrage, qui est abordé sommairement ici en s'appuyant des résultats de Ben Hagai [71].

Chapitre 2

Antennes tridimensionnelles pour l'imagerie acoustique

2.1 Motivation

L'imagerie acoustique est aujourd'hui un outil de diagnostic répandu dans le milieu industriel, et continue de susciter un intérêt certain. Les antennes utilisées adoptent le plus souvent une géométrie plane et prennent alors une forme rectangulaire [78], circulaire [1], spiralée [79], etc. Une liste de différentes configurations existantes est proposée par Prime *et al.* [80] et par Sarradj *et al.* [81]. Le nombre de microphones est limité pour la plupart à quelques dizaines de microphones, pour des questions d'encombrement et de coûts de fabrication. Par exemple, Iglesias *et al.* ont utilisé une antenne spirale de 1m de diamètre et comportant 66 microphones, pour l'analyse des interactions aéro-acoustiques sur un modèle réduit de train [3]. Gomes *et al.* ont mené une étude similaire, avec une demi-antenne circulaire de 3m de diamètre comportant 42 microphones, pour étudier le rayonnement acoustique d'un train en roulage [82]. D'autres antennes plus denses ont aussi été développées. Oerlemans *et al.* ont ainsi déployé une antenne rectangulaire de 15m × 18m et comportant 148 microphones, pour caractériser les émissions provenant d'une éolienne [83].

Enfin, l'entreprise Sorama commercialise le système à plus grand nombre de voies au monde, soit une antenne de 1.24m × 1.24m comportant jusqu'à 4096 canaux d'acquisition en simultanée. Cette antenne est employée par Ouwens *et al.* pour détecter les sources produites par une voiture sur rouleur [4]. Cependant, les dimensions limitées et la géométrie plane des an-



(a)



(b)

FIGURE 2.1 – Deux exemples de réalisations d’antenne de grande dimensions, dans le cadre du projet *Megamicros* : (a) Antenne rectangulaire de 256 microphones, déployé sur la piste d’essai de la Ferté Vidame. (b) Antenne linéaire posé le long d’un axe routier parisien.

tennes courantes ne permettent d’observer les sources que d’un seul point de vue. Ils interdisent de ce fait la mesure de directivité.

La technologie *Megamicros* donne accès relativement aisément à des réseaux de plusieurs centaines de microphones, sur de grandes étendues. Au sein de l’institut ∂ ’Alembert, deux précédentes études ont déjà permis le déploiement de telles antennes [84] :

- une antenne de grande envergure sur la piste d’essai du groupe PSA Peugeot-Citröen à la Ferté Vidame (voir Figure 2.1a). Elle comporte 256 microphones, distribués sur une surface rectangulaire dont l’envergure avoisine 20m. Son utilisation a permis de caractériser la gêne occasionnée par le bruit produit au passage de plusieurs véhicules routiers.
- une antenne linéaire le long d’un axe routier sur les quais de Seine, à Paris (voir Figure 2.1b). Un total de 128 microphones sont régulièrement espacés sur une longueur de

21,6m. L'objectif a été d'attribuer, à chaque véhicule de passage, la ou les sources de bruits correspondantes, par exemple le bruit de contact pneu/chaussée.

Si les caractéristiques physiques de ces antennes 2D sont bien connues, celles des antennes 3D font l'objet d'une littérature plus réduite. Cette géométrie est pourtant plus intuitive pour produire des cartographies sonores en volume, au prix d'une mise en œuvre plus complexe. Les quelques réalisations existantes exploitent des systèmes d'acquisition conventionnels, et sont donc des prouesses technologiques [85]. Citons par exemple les travaux de Padois *et al.*, qui ont réparti plusieurs sous-antennes dans un tunnel de soufflerie [86]. Les trois spirales de 48 microphones sont assemblées en une seule antenne cylindrique, sur le pourtour d'une section du tunnel. On peut également citer l'entreprise automobile Porsche, qui s'est dotée d'un complexe de trois antennes de grandes dimensions dans sa propre soufflerie (voir Figure 2.2 ou [87]). Chaque support de 5×3 mètres comporte 192 microphones à électret, et peut se mouvoir pour analyser les écoulements à proximité des véhicules. Malgré tout, on retrouve ces géométries d'antenne 3D principalement dans des domaines éloignés des problématiques posées par les sources audibles [88]. De ce fait, elles sont peu étudiées en imagerie aérienne.

L'objectif de ce chapitre est de fournir une méthode de caractérisation des antennes 3D pour l'imagerie acoustique. En particulier, les outils fournis permettront d'évaluer les performances en focalisation de ces antennes en fonction de leurs dimensions, du nombre ainsi que



FIGURE 2.2 – Dans la soufflerie de l'entreprise Porsche, les trois structures de 192 microphones chacune peuvent se mouvoir autour d'une voiture soumise à un écoulement – Extrait de Döbler *et al.* [87].

de la distribution des microphones. La méthode met en œuvre le formalisme classique de la formation de voies. C'est une technique classique en imagerie acoustique, utilisée dans notre approche pour étudier la réponse spatiale des antennes 3D. Ces considérations seront envisagées d'abord en champ libre, pour apporter une compréhension du problème en condition anéchoïque. Nous détaillons par la suite la construction de l'antenne MODO. Elle comporte 1024 microphones MEMS répartis sur les murs et le plafond d'une salle rectangulaire standard. Pour prendre en compte la réverbération naturelle, la formation de voies est couplée à la méthode des microphones-images, dont le principe est détaillé. Cette adaptation permet d'étendre l'utilisation des algorithmes d'imagerie en milieu réverbérant, et est validée en simulation puis expérimentalement.

2.2 Formation de voies en champ proche

Cette section définit le cadre théorique propre à l'imagerie acoustique par formation de voies (ou BF pour *beamforming*). Cet algorithme est également exploité dans d'autres situations impliquant une antenne microphonique, comme le débruitage de signaux ou la captation directionnelle. Son succès réside dans son implémentation simple, qui peut être performante grâce au calcul parallèle [20].

2.2.1 Modèle direct

Dans la suite, les sources sont supposées ponctuelles, avec une taille négligeable devant la longueur d'onde. Sous condition de champ libre, le trajet de propagation acoustique en tout point $\mathbf{r} = (x, y, z)$ dans le milieu, pour une source située en \mathbf{r}_0 , se définit mathématiquement par la fonction de Green :

$$g_0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}; k) = \frac{e^{-ikr}}{4\pi r} \quad (2.1)$$

avec la distance $r = \|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0\|$. Ce modèle suppose un rayonnement strictement monopolaire. L'émission est modélisée par une succession de fronts d'ondes sphériques progressives (voir Figure 2.3). Leur amplitude décroît à l'inverse de la distance parcourue, et la phase reste constante sur un rayon donné.

Le champ acoustique théorique est défini en M microphones placés à proximité de la source. Le $m^{\text{ième}}$ microphone est situé en \mathbf{r}_m . Le vecteur $\mathbf{p} = \{p_m\}_{m=1:M}$ rassemble les valeurs de

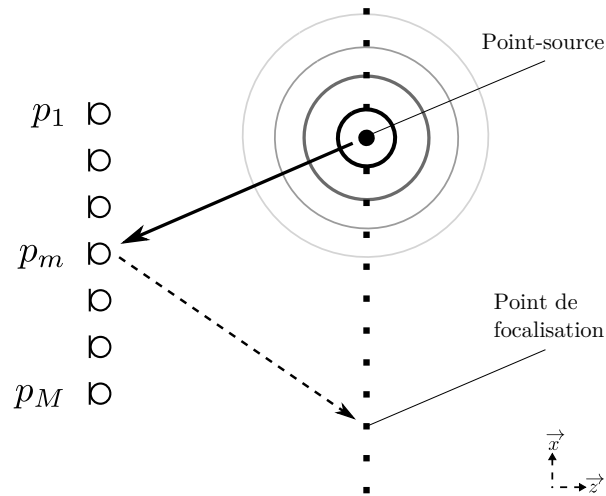


FIGURE 2.3 – Géométrie du problème d'imagerie acoustique par formation de voies.

pression harmonique suivant la relation (2.1) :

$$\mathbf{p} = s_0 \mathbf{g}_0 = s_0 \begin{pmatrix} g_0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_1) \\ \dots \\ g_0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_m) \\ \dots \\ g_0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_M) \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

L'inconnue à déterminer est la composante spectrale s_0 , qui informe sur la signature acoustique de la source. Dans le cas où plusieurs sources émettent simultanément, le champ acoustique théorique sur les M microphones résulte d'une superposition des contributions de chaque monopole.

2.2.2 Problème inverse : cartographie par formation de voies

Déterminer la composante s_0 à partir du modèle (2.2) suppose de connaître exactement la position \mathbf{r}_0 de la source. Au contraire, l'imagerie acoustique est généralement pratiquée à l'aveugle. L'idée est donc de reconstruire le champ acoustique le long d'un maillage de dimension N couvrant l'espace (voir Figure 2.3). Ce maillage prend la forme d'une surface ou d'un volume prédéfini, délimitant un domaine-source. Une représentation fine du champ implique automatiquement un domaine-source de grande dimension ($N \gg M$).

La résolution de ce problème inverse est ici réalisée grâce à l'algorithme de formation de

voies. Pour le $m^{\text{ième}}$ microphone, l'idée initiale consiste à inverser les relations (2.1) et (2.2), amenant à :

$$s_0(\mathbf{r}_0; k) = r_{m0} p_m e^{jkr_{m0}} \quad (2.3)$$

Physiquement, cette opération s'apparente à une « rétro-propagation »¹. Les ondes remontent leur trajet de propagation dans le sens inverse jusqu'à revenir au point d'émission. La perte d'amplitude causée par la divergence sphérique est compensée par la distance r_{m0} . La rotation de la phase au cours de la propagation est ajusté avec $e^{jkr_{m0}}$. L'équation (2.3) est valable pour chaque doublet source-microphone. Ainsi, la somme des M égalités amène à l'estimation du champ acoustique au point \mathbf{r}_0 :

$$\hat{s}_0(\mathbf{r}_0; k) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M r_{m0} p_m e^{jkr_{m0}} \quad (2.4)$$

L'inversion (2.4) est une approche intuitive qui devient inexacte quand plusieurs sources sont présentes.

En pratique, on considère le vecteur \mathbf{y} , rassemblant les M observations harmoniques du champ et entaché d'un bruit de mesure. On focalise ces signaux monochromatiques suivant la relation (2.4) sur chacun des N points du domaine-source, pour obtenir finalement une estimation $\hat{\mathbf{s}}$ du champ acoustique dans l'espace :

$$\hat{\mathbf{s}} = \frac{1}{M} \mathbf{A}^H \mathbf{y} \quad (2.5)$$

La matrice des voies préformées \mathbf{A} de taille $M \times N$ traduit la propagation dans le milieu du $m^{\text{ième}}$ microphone jusqu'au $n^{\text{ième}}$ point du maillage :

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} r_{11} e^{-jkr_{11}} & \dots & r_{1N} e^{-jkr_{1N}} \\ \vdots & r_{mn} e^{-jkr_{mn}} & \vdots \\ r_{M1} e^{-jkr_{M1}} & \dots & r_{MN} e^{-jkr_{MN}} \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Quand la direction de focalisation coïncide avec la position d'une source ($\mathbf{r}_n = \mathbf{r}_0$), les M signaux se somment de façon constructive. La position des sources coïncide alors avec les pics d'amplitude dans la cartographie.

La formation de voies est une technique qui exploite les déphasages entre les signaux mesurés. Ils sont produits par les différences de temps de vol entre la source et les microphones. Dans la suite, il est choisi de ne pas compenser la divergence sphérique induite par le modèle

1. La constante 4π est omise par soucis de clarté.

de propagation. La multiplication par la distance r_{mn} amplifie en effet le bruit de mesure lors de la focalisation [6]. Ce bruit tend à dégrader le contraste de la cartographie. Il existe plusieurs formulations de la matrice \mathbf{A} pour contourner ce problème, dont certaines sont étudiées numériquement par Sarradj *et al.* [89]. Dans notre approche, la formation de voies se réalise alors en deux étapes : la source est d'abord localisée sur la reconstruction du champ par formation de voies, puis la compensation de la divergence est appliquée après coup pour retrouver l'amplitude exacte des sources au niveau des pics.

2.2.3 Performances de la formation de voies

Les résultats d'imagerie dépendent grandement de la géométrie de l'antenne employée. Cette dernière, de part sa nature discrète, agit comme un filtre spatial qui modifie naturellement la cartographie reconstruite par formation de voies. Ce filtre est représenté par la réponse spatiale de l'antenne face à un unique point-source [88, 89, 90, 23]. De cette réponse sont extraits des paramètres objectifs, comme la résolution spatiale ou la dynamique, qui permettent de quantifier les performances d'une antenne en focalisation.

La résolution spatiale d'une antenne est décrite entre autre par les dimensions du lobe principal (voir Figure 2.4). La profondeur de champ W_1 est sa longueur suivant l'axe de l'antenne, et l'ouverture latérale W_2 est la largeur transverse prise au niveau du point-source [23]. Pour une antenne plane en focalisation, ces deux paramètres dépendent de la longueur d'onde λ , de

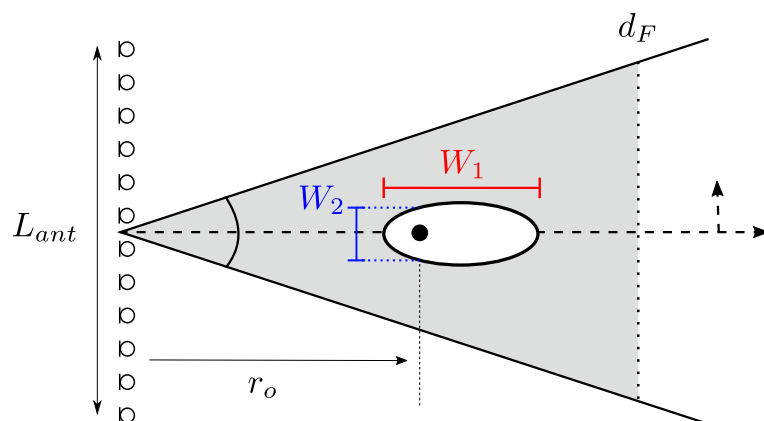


FIGURE 2.4 – Schéma d'une antenne plane focalisante dans sa zone de champ proche. La profondeur de champ W_1 et l'ouverture latérale W_2 sont mesurées directement sur la tâche focale.

la profondeur r_0 et de l'envergure caractéristique L_{ant} :

$$\begin{aligned} W_1 &\propto r_0 \frac{\lambda}{L_{ant}} \\ W_2 &\propto r_0 \left(\frac{\lambda}{L_{ant}} \right)^2 \end{aligned} \quad (2.7)$$

Une antenne très résolutive – W_1 et W_2 très petits – discrimine plus facilement deux sources sonores proches l'une de l'autre. Les ordres de grandeur (2.7) restent valables pour un point de focalisation dans l'axe de l'antenne. Quand les sources sont excentrées, la résolution spatiale se dégrade en partie à cause des dimensions finies du réseau. De plus, l'antenne devient résolutive quand l'envergure est très grande devant la longueur d'onde ($L_{ant} \geq \lambda$). En basse fréquence, la taille du lobe ne permet pas de distinguer correctement plusieurs sources faiblement espacées. Enfin, la dépendance avec la profondeur r_0 montre comment ces antennes planes restent peu adaptées pour des applications d'imagerie en 3D. Ainsi, plus la source est éloignée, et plus il sera difficile de la localiser ou de la séparer d'autres sources potentiellement présentes. C'est pourquoi la cartographie est souvent reconstruite suivant un plan face et parallèle à l'antenne, à une distance fixe.

La dynamique d'une antenne varie avec le nombre de microphones mis en jeu. Sur les positions autres que celles des sources, les signaux rétro-propagés se somment de façon destructive. L'amplitude reconstruite oscille aléatoirement suivant une loi de distribution de Rayleigh, dépendante du nombre de microphones [91]. Une antenne dynamique – M très grand – peut ainsi détecter les sources dont l'amplitude dépasse ce seuil.

Les effets de repliement spectral sont aussi à considérer. La captation du champ doit satisfaire le critère imposé par la théorie de l'échantillonnage de Shannon-Nyquist. L'espacement entre capteurs doit être inférieur ou égal à une moitié de la plus petite longueur d'onde émise ($d_{mic} \leq \lambda_{min}/2$). Si ce critère n'est pas respecté, des lobes de réseaux apparaissent dans la réponse. Ces répétitions du lobe principal rendent ambiguë la détection des vraies sources. Une autre approche consiste à disposer les microphones de façon aléatoire pour casser la régularité du réseau. Les lobes de réseaux sont alors lissés dans la réponse de l'antenne.

En résumé, la stratégie optimale pour concevoir une antenne performante consiste à augmenter drastiquement sa taille caractéristique L_{ant} tout en respectant le critère $d_{mic} \leq \lambda/2$. Ceci requiert nécessairement un nombre de microphones M élevé. Pour des raisons d'ingénierie, ce paramètre est souvent limité avec les systèmes d'acquisition conventionnels. Dans ce manuscrit, l'utilisation du système d'acquisition *Megamicros* permet de lever cette contrainte matérielle.

2.3 Etude numérique des antennes protéiformes en focalisation

Pour étendre l'utilisation des antennes planes pour des applications d'imagerie acoustique 3D, Flanagan suggère de coupler plusieurs sous-antennes, orientées dans différentes directions, pour accroître la sélectivité spatiale dans tout le milieu [92]. Les tâches focales de chacune se croisent au niveau du même point focal. Chardon *et al.* étudient en simulation plusieurs géométries d'antennes 3D [93], comme la projection d'une sphère sur une ellipsoïde ou sur un cube. Elles sont comparées par rapport au nombre minimal de microphones assurant une reconstruction stable du champ. Les dispositions en bordure du domaine montrent alors de meilleurs résultats par rapport aux répartitions aléatoires à l'intérieur. Une conclusion identique est établie par Verburg et Fernandez-Grande [94].

Une antenne 3D simple, à géométrie cubique et de 5λ de côté, est tout d'abord simulée (voir Figure 2.5a). Les points de mesure sont régulièrement répartis sur les faces du cube. Ils sont espacés de façon à toujours respecter le critère de Shannon-Nyquist. Les résultats obtenus pour cette antenne serviront comme cas de référence tout au long de cette étude.

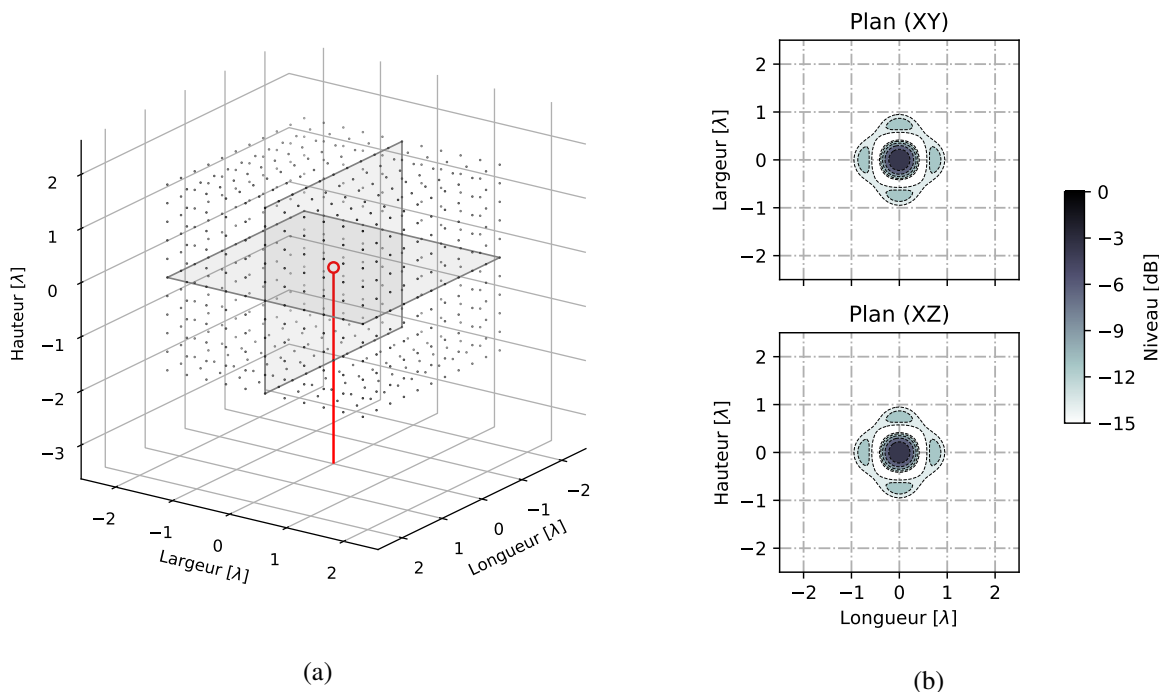


FIGURE 2.5 – (a) Schéma de l'antenne de référence, à géométrie cubique de côté 5λ ; (b) Réponse spatiale suivant les deux plans orthogonaux passant par le point focal.

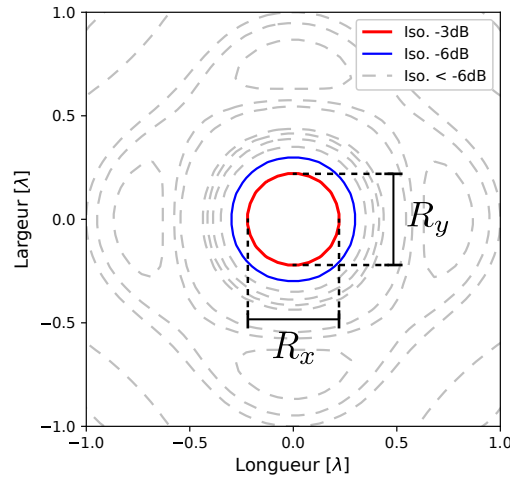


FIGURE 2.6 – Zoom autour du lobe principal, visible sur la Figure 2.5b. La résolution spatiale de l’antenne se mesure à partir de l’isosurface à -3dB.

La pression harmonique est simulée aux microphones d’après le problème direct (2.2). Puis la réponse spatiale de l’antenne 2.5a est reconstruite par formation de voies suivant deux plans sécants passant par le point focal. Sur la Figure 2.5b, on observe alors une tâche de focalisation entourée de 6 lobes secondaires. Contrairement à sa forme allongée en Figure 2.4, la projection de cette tâche dans l’espace 3D forme une « bulle de focalisation » restreinte autour du point focal.

2.3.1 Résolution spatiale

La résolution spatiale de l’antenne est quantifiée à partir de l’isosurface à -3dB de sa réponse spatiale [95, 23, 9]. Puisque les sources sont toujours indirectement dans le champ proche d’une sous-antenne, la notion de profondeur de champ W paraît ici dépréciée. Comme montré sur la Figure 2.6, nous utilisons les paramètres R_x , R_y et R_z , qui sont respectivement les ouvertures de la bulle de focalisation suivant chaque axe. Une fois ces grandeurs mesurées, la résolution d’une antenne 3D est caractérisée par le diamètre volumétrique

$$R_v = \sqrt[3]{R_x R_y R_z} \quad (2.8)$$

Par simulation, nous constatons que l’évolution du diamètre R_v est proportionnelle à la longueur d’onde. Elle suit une loi linéaire en $\lambda/2$, comme présenté sur la Figure 2.7. L’écart visible entre les deux courbes est une erreur causée par la discrétisation du domaine-source. Ce résul-

tat est traité dans la littérature comme une limite naturelle liée à la diffraction des ondes par l'antenne.

Des observations similaires ont été par ailleurs observées, en théorie et en pratique, avec le principe du retournement temporel [88]. Plusieurs travaux ont montré l'efficacité de cette autre technique de focalisation pour la détection de sources aéro-acoustiques non-stationnaires en soufflerie [96, 97, 98, 23]. L'idée principale du retournement temporel est d'exploiter l'invariance de l'équation d'onde par renversement du temps. Autrement dit, le champ de pression $p(\mathbf{r}, t)$ et son adjoint $p(\mathbf{r}, -t)$ sont tous deux solution de l'équation d'onde. Nous nous intéressons plus particulièrement au concept de la « cavité à retournement temporel », qui s'apparente à l'antenne de référence en Figure 2.5a [88]. La cavité à retournement temporel reste cependant un concept théorique du fait d'une mise en œuvre complexe.

Le retournement temporel et la formation de voies sont deux techniques de focalisation bien distinctes dans le domaine temporel. Pour la première, le signal est renversé, et aucun *a priori* sur le milieu de propagation n'est nécessaire. Au contraire, pour la deuxième, c'est le trajet de propagation qui est retourné. Il est donc nécessaire de connaître la fonction de Green du milieu au préalable. Rakotoarisoa *et al.* ont par ailleurs prouvé que les résultats de cartographie pour chaque méthode sont identiques à fréquence donnée [98].

La focalisation acoustique par formation de voies est toujours réalisée en deux phases successives. La première phase correspond au problème direct de propagation, dicté par le système (2.2). Ce phénomène physique est causal : le champ émis au temps $t = 0$ traverse le

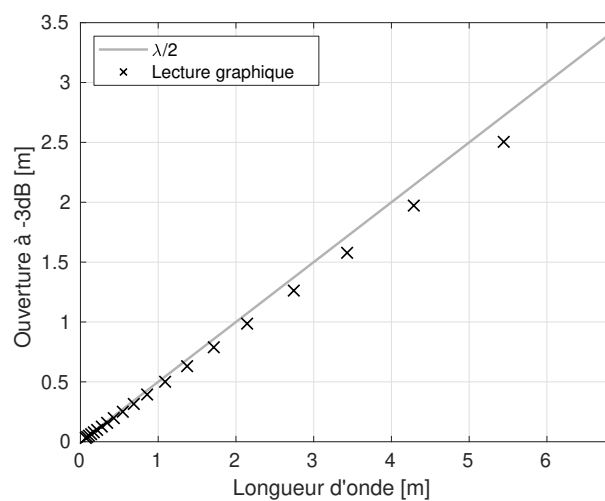


FIGURE 2.7 – Evolution de l'ouverture R_v pour une antenne cubique de $5\lambda \times 5\lambda \times 5\lambda$.

milieu sur la période $t > 0$ pour frapper la surface de microphones. La deuxième phase correspond à la ré-émission des signaux captés, qui est expliquée ici par le principe de Huygens-Fresnel : chaque point récepteur est remplacé par un point émetteur. Ces derniers rayonnent vers le domaine-source, avec des décalages temporels pour forcer la rencontre des ondes sur leur position d'origine. A cet instant, compte tenu de la causalité du problème direct, l'inversion doit se stopper. En réalité, les ondes convergent sur le point focal, se collapsent puis, par conservation de l'énergie, continuent leur trajet en divergeant dans le milieu [99]. Puisqu'il n'est pas possible de reproduire directement un « puits d'énergie » au niveau des sources, la formation de voies est une technique qui rompt la causalité [100]. Au niveau du point focal, deux ondes sphériques se superposent : l'une convergente et l'autre divergente, soit avant et après le collapsus. Mathématiquement, cela correspond à une somme des deux fonctions de Green associées (voir (2.1)), égale à un sinus cardinal [88] :

$$p \propto \frac{e^{-jk\|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0\|}}{\|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0\|} + \frac{e^{jk\|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0\|}}{\|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0\|} \propto \frac{\sin(k\|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0\|)}{k\|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0\|} \quad (2.9)$$

Pour vérifier si ce résultat s'applique à notre étude, la Figure 2.8 offre une comparaison entre le modèle (2.9) et la réponse spatiale moyenne de l'antenne cubique. Cette réponse apporte une visualisation 1D synthétique de la réponse spatiale en 3D. Pour la calculer, le champ est reconstruit le long d'une sphère centrée sur le point focal, de rayon $r = \|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0\|$. Une moyenne de ce champ est ensuite calculée, et ce pour r croissant. Les deux courbes présentent les mêmes variations. Comme attendu, la largeur à -3dB du lobe principal est bien égale à $\lambda/2$. Les lobes

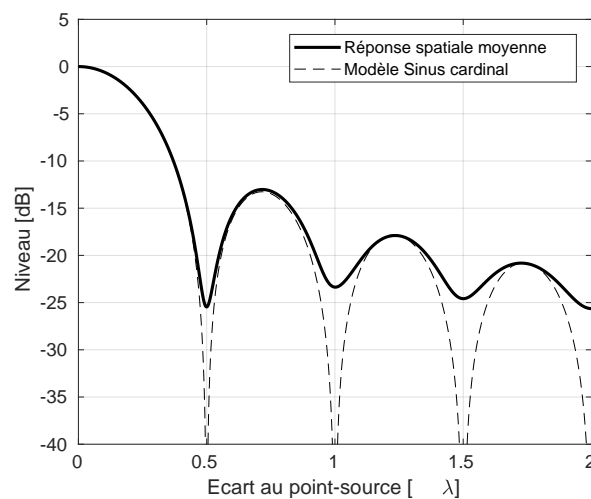


FIGURE 2.8 – Comparaison entre le modèle (2.9) et la réponse spatiale moyenne de l'antenne de référence.

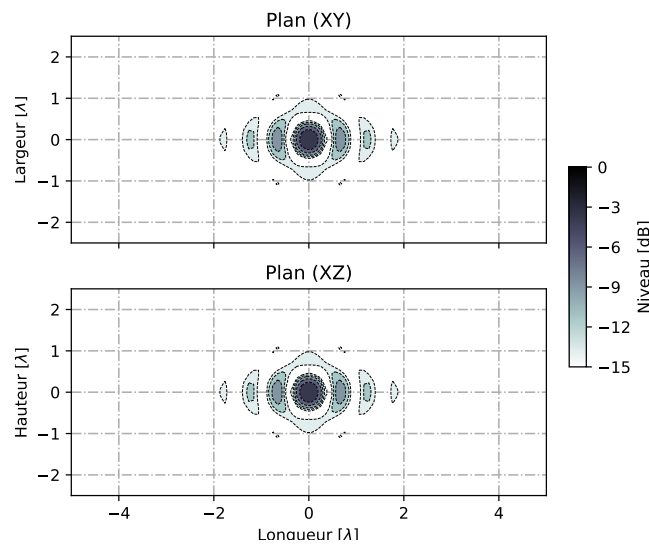


FIGURE 2.9 – Réponse spatiale suivant les deux plans orthogonaux passant par le point focal pour une antenne de $10\lambda \times 5\lambda \times 5\lambda$.

secondaires sont alignés et de même niveau. Les nœuds d’amplitude dans la réponse moyenne sont moins marqués mais bien visibles.

Deux propriétés sont également vérifiées numériquement dans ce qui suit : (1) une résolution indépendante de la géométrie de l’antenne et (2) une résolution spatiale constante partout dans l’antenne.

2.3.1.1 Résolution indépendante de la géométrie

Cette première propriété est mise en avant explicitement dans [88]. Quelle que soit la forme de la cavité à retournement temporel, la largeur du lobe principal ne varie pas. Par analogie, ce constat s’applique également pour les antennes 3D. Nous vérifions ce constat en simulant la réponse spatiale d’une antenne parallélépipède de $10\lambda \times 5\lambda \times 5\lambda$, présentée en Figure 2.9. Comme pour la géométrie de référence, les microphones sont régulièrement espacés sur le pourtour et respectent le critère de Shannon-Nyquist. En comparant avec la Figure 2.5b, cette réponse montre de légères différences. Le lobe principal suit maintenant une forme ellipsoïdale. Néanmoins, par lecture graphique, on retrouve bien une valeur de R_v égale à $\lambda/2$. Le diamètre volumétrique est une métrique moyenne faisant référence à une sphère de volume équivalent. Tant que les variations de R_x , R_y et R_z restent relativement faibles, le produit (2.8) se conserve. Autour du lobe principal, la distribution des lobes secondaires n’est plus symétrique. A noter

que les modifications visibles ne sont pas linéaires : un doublement de la longueur de l'antenne n'entraîne pas une division du même ordre pour R_y et R_z . Ce constat contraste avec les relations de proportionnalité établies pour les antennes 2D en (2.7).

2.3.1.2 Résolution indépendante du point focal

Le modèle (2.9) ne dépend que de deux paramètres : la longueur d'onde λ et le rayon $r = \|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0\|$. L'interférence des deux ondes se réalise toujours sur le point-source, et ce quelle que soit sa position dans le volume. Cela suppose donc que le diamètre R_v est invariant par rapport à \mathbf{r}_0 . Sachar *et al.* ont étudié en simulation cette propriété [101]. La géométrie simulée est semblable à celle présentée en Figure 2.5a. Pour plusieurs positions du point focal éparpillées à l'intérieur de l'antenne, la réponse spatiale présente toujours un lobe principal de taille identique.

La Figure 2.10 présente ce constat. Dans cette simulation, on définit un maillage horizontal situé à mi-hauteur dans l'antenne cubique. Pour chaque position, une valeur du diamètre R_v est mesurée. Le plateau reste constant, signifiant une résolution homogène dans le volume délimité. De légères variations apparaissent dans les coins de l'antenne, en partie causée par la dimension finie du réseau.

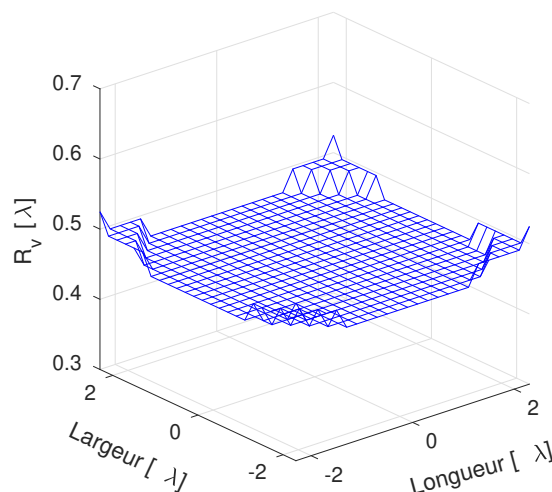


FIGURE 2.10 – Variation du diamètre volumétrique R_v en fonction de la position \mathbf{r}_0 sur le plan horizontal (XY).

2.3.2 Dynamique de mesure

Pour une antenne 3D, la dynamique est déterminée directement à partir de la réponse spatiale moyenne. Un exemple est donné en Figure 2.11, pour trois réponses moyennes déterminées à trois fréquences différentes. Pour cette simulation, les dimensions de l'antenne de référence sont imposées : à $f = 1$ kHz ($\lambda = 0.34$ m), chaque face s'apparente à l'antenne plane décrite par Flanagan [102]. Cette antenne de 1,7m de côté comporte donc $M = 602$ microphones régulièrement espacés de 17cm.

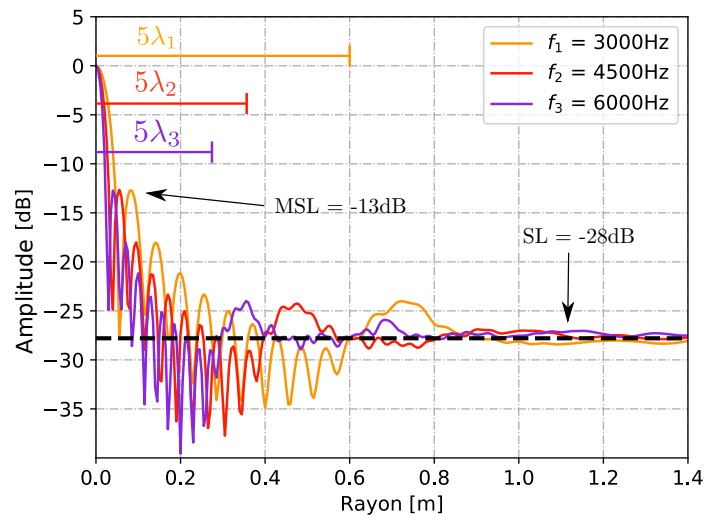


FIGURE 2.11 – Pour l'antenne de référence, réponse spatiale moyenne calculée pour $f = 3$ kHz, 4, 5kHz et 6kHz. Le seuil en pointillé noir marque le niveau du bruit de reconstruction à -28 dB.

Le *Sidelobe Level* (SL) détermine le niveau du bruit de reconstruction intrinsèque de l'antenne. Il se calcule en moyennant le champ au-delà de 5λ du point focal [91]. Pour l'antenne de référence, le niveau de ce seuil suit également une loi de distribution de Rayleigh, en $-10 \log_{10}(602) = -28$ dB. Toutes les sources dont le niveau est inférieur à ce seuil ne seront donc pas détectées par l'antenne. Il convient de maintenir un nombre M suffisamment élevé.

Le *Maximum Sidelobe Level* (MSL) correspond au niveau du lobe secondaire le plus élevé dans la réponse. Ce dernier est ici juxtaposé au lobe principal et possède un niveau de -13 dB. On retrouve ici un résultat connu en traitement d'antennes linéaires et planes.

2.3.3 Repliement spectral

Sur la Figure 2.11, les trois réponses possèdent une même « bosse » située toujours à 5λ du point focal. Son niveau est égal à -25dB et est constant. A ces trois fréquences, le champ est largement sous-échantillonné. La répétition régulière de ce motif laisse penser à un lobe de réseau. Néanmoins, cet artefact n'apparaît pas comme une réplique exacte du lobe principal et son influence reste négligeable. Ainsi, même avec une géométrie très régulière, les antennes 3D semblent très robustes aux effets de repliement. Sur la Figure 2.12, la réponse spatiale moyenne est représentée en fonction de la fréquence, sur la bande $\Delta f = [100 - 10\text{k}]\text{Hz}$. La limite discontinue rouge indique la limite en 5λ et longe de près le sillon marquant la présence du lobe.

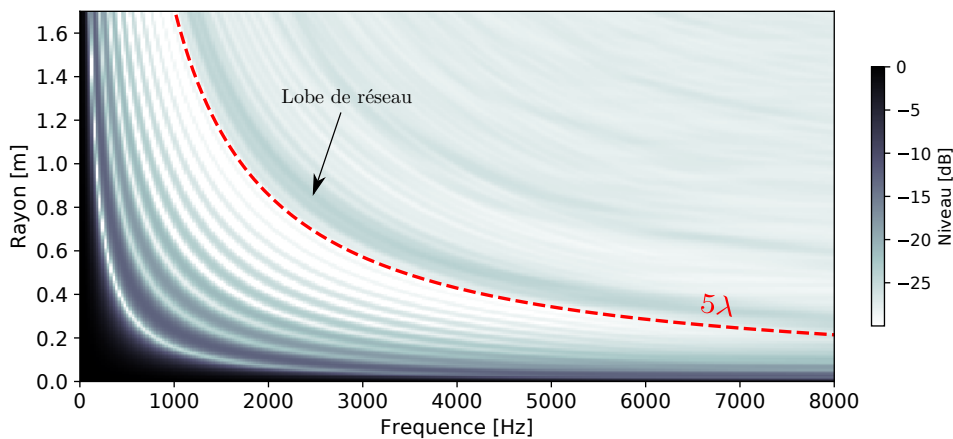


FIGURE 2.12 – Pour l’antenne de référence, variation de la réponse spatiale moyenne en fonction de la fréquence. La limite discontinue rouge marque l’apparition de la « bosse » à une distance 5λ du point focal.

2.4 Déploiement de l’antenne MODO

2.4.1 Choix de conception

L’antenne prend place dans une salle rectangulaire de $8.01\text{m} \times 3.75\text{m} \times 2.94\text{m}$. Les murs et le plafond sont faits de plaques de plâtre sans revêtement. Sur le sol en béton peut être posé un épais tapis apportant de l’absorption acoustique à la pièce. Nous profitons ici des parois de la

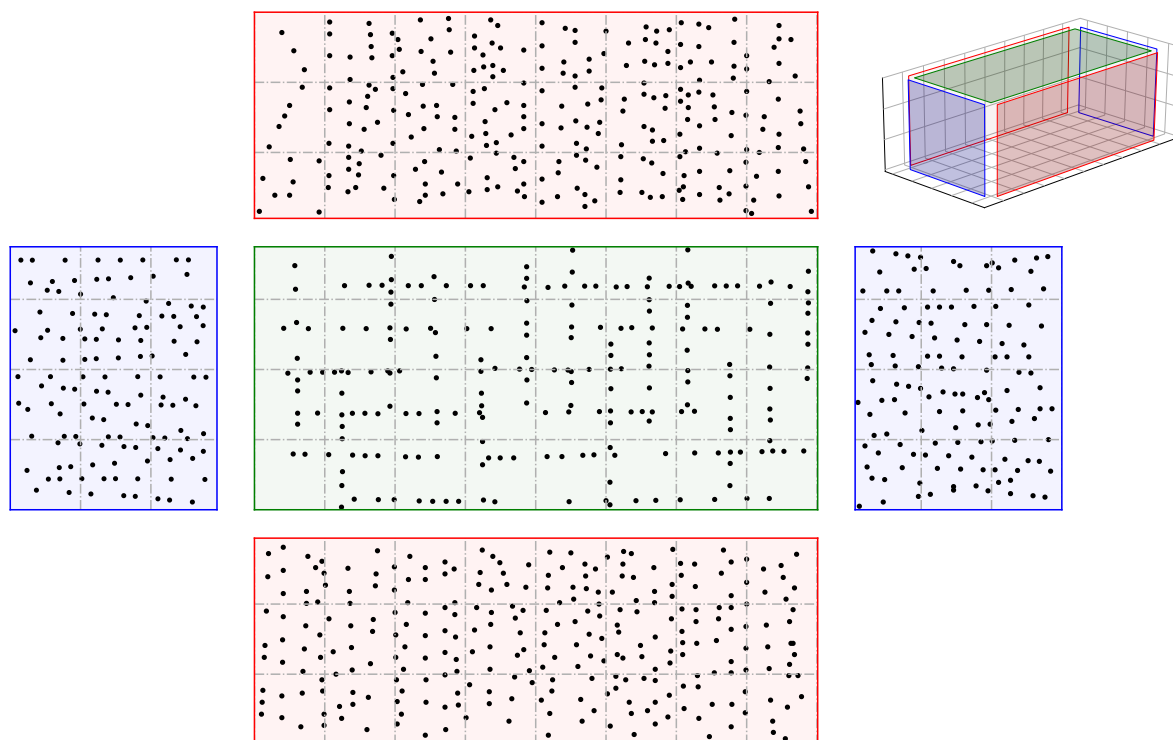


FIGURE 2.13 – Géométrie de référence de l'antenne MODO. Les microphones (points noirs) sont répartis sur les murs et le plafond selon une distribution pseudo-aléatoire. La paroi bleue de droite correspond à celle sur la photographie 2.14c.

salle comme support naturel de l'antenne. La raison est d'ordre pratique : la taille réduite et la légèreté des MEMS nous autorise à simplement les coller grâce à une bande adhésive double-face. Ce choix est aussi justifié pour limiter les interactions acoustiques avec un éventuel portant métallique.

Le dispositif développé est un boîtier agrégeant 4 sous-systèmes de 256 voies. Les câbles RJ45 transportant la donnée numérisée rejoignent, par les plenums, l'interface de multiplexage située dans une salle de contrôle. Les 128 faisceaux sont répartis sur les quatre murs et au plafond de la salle rectangulaire. Seul le sol est libre de microphones. Une densité surfacique d'environ 8 MEMS/m² est maintenue sur toute l'antenne, pour garder une discrétisation homogène de la surface de contrôle. Chaque faisceau est une ligne agrégeant 8 MEMS. La distance les séparant sur un même faisceau est imposée par un câble FFC de 15cm, 30cm ou 45cm. En jouant sur ces trois longueurs ainsi que sur l'inclinaison des faisceaux dans le plan, l'antenne adopte une géométrie pseudo-aléatoire pour supprimer totalement les faibles lobes de réseaux (voir Figure 2.11). La répartition des MEMS sur chaque paroi de la salle est donnée sur la Fi-



FIGURE 2.14 – (a) L'interface d'acquisition *Megamicros* située dans la salle de contrôle annexe ; (b) Les capteurs MEMS sont collés à flanc de paroi directement à l'aide d'un ruban adhésif ; (c) Photographie du mur situé à l'extrême opposé de l'entrée ; (d) Panorama pris à l'intérieur de l'antenne MODDO ;

gure 2.13. L'antenne MODO (« les Murs Ont Des Oreilles ») est une "pièce microphonique", avec les capteurs uniquement en bordure du domaine. Quelques photographies sont proposées en Figure 2.14.

2.4.2 Calibrage géométrique par temps de vol

Pour appliquer correctement les déphasages lors de la focalisation par formation de voies, il est capital de connaître la position des microphones avec une précision suffisante. La qualité des cartographies acoustiques peut alors être affectée, et plus particulièrement en haute fréquence. On souhaite dans ce qui suit obtenir une première estimation de la géométrie de l'antenne. Au plafond, les faisceaux sont posés directement sur des rails fixes supportant les dalles suspendues. La position des microphones y est régulière et de ce fait facilement identifiable. Aux murs, on réalise plusieurs relevés photographiques, desquels sont pointées par post-traitement les positions. On suppose dans ce cas que la salle est parfaitement rectangulaire, avec les parois parfaitement parallèles deux-à-deux. Cette méthode est facile à mettre en oeuvre, mais reste source d'erreurs du fait d'une déformation naturelle des photographies par la lentille de l'appareil.

En appliquant un algorithme de calibrage géométrique par temps de vol, il est possible de corriger efficacement les différences restantes entre la géométrie supposée et la géométrie effective de l'antenne [103]. Dans ce manuscrit, le protocole expérimental employé est similaire à celui développé par Khanal *et al.* [104]. La source sonore employée est le cube bleu étalonné au cours du Chapitre 1. Elle est placée successivement, à l'intérieur de l'antenne MODO, en 12 positions connues et relevées au télémètre-laser. Via le calcul d'une inter-corrélation généralisée [105], le temps de vol τ_{im} entre la $i^{\text{ième}}$ position de source et le $m^{\text{ième}}$ microphone est estimé expérimentalement. Les distances $\tilde{d}_{im} = \tau_{im}c$ entre chaque position de source et chaque microphone sont ensuite déduites.

L'approche choisie pour calibrer l'antenne MODO est celle développée par Vanwynsberghe *et al.* [105]. Elle comprend un processus de minimisation de l'écart entre les distances théoriques d_{im} , calculées sachant la géométrie supposée, et les distances réelles \tilde{d}_{im} . L'algorithme *Robust MultiDimensional Unfolding* (RMDU) est robuste aux erreurs de détection des temps de vol causées par la réverbération. La présence d'un pic lié à une réflexion fortement corrélée, au détriment du front d'onde direct, induit potentiellement des valeurs aberrantes de \tilde{d}_{im} . Ces dernières sont introduites dans le problème de minimisation comme des inconnues supplémen-

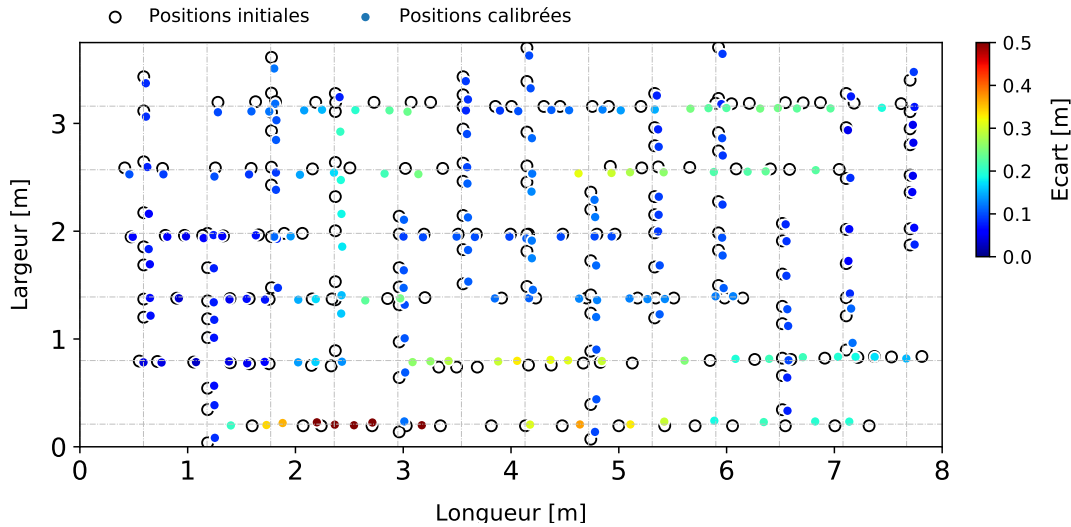
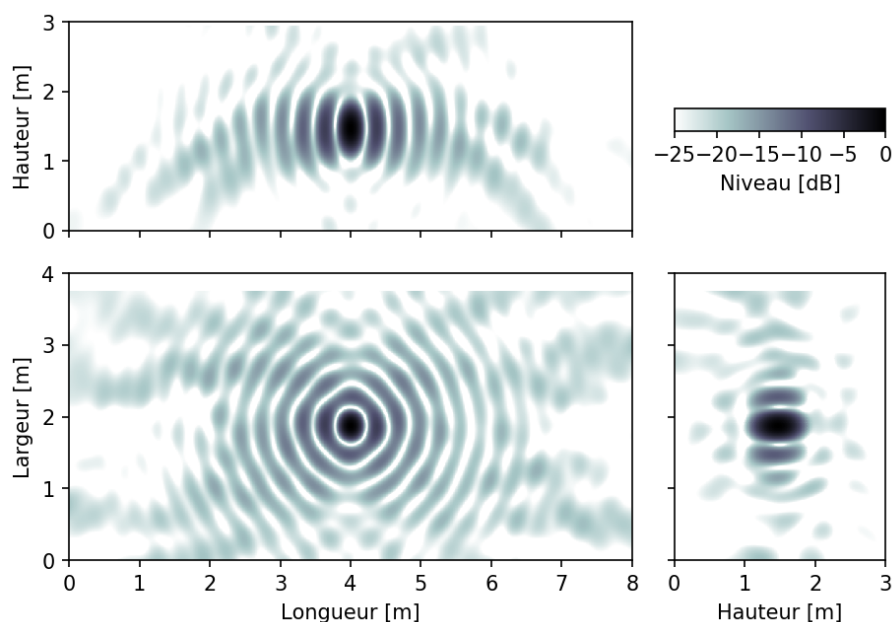


FIGURE 2.15 – Résultat de calibration de l’antenne MODO par l’algorithme RMDU. Le quadrillage indique l’agencement des rails du plafond suspendu. Les positions des microphones sont repérées par les points noirs.

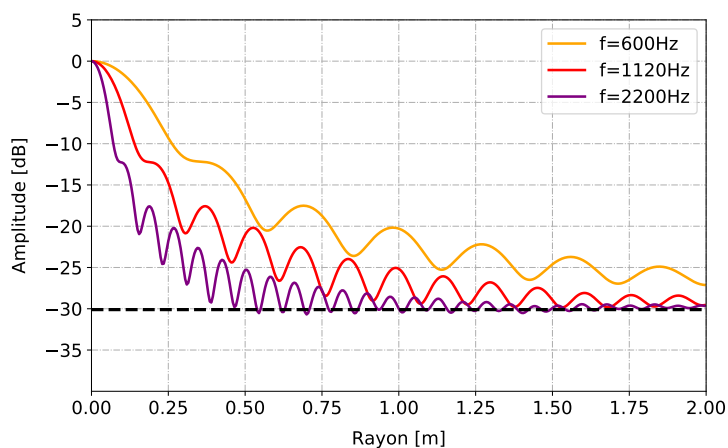
taires à déterminer. Le résultat de calibration pour les microphones situés au plafond est présenté en Figure 2.15. Les fortes erreurs au niveau du faisceau le plus proche de l’origine se répercute sur l’ensemble des microphones. Cela est dû à un mauvais placement en amont dans la géométrie supposée. L’algorithme RMDU est possiblement très sensible aux erreurs de modèle et doit être utilisé avec une connaissance relativement correcte de la géométrie d’antenne. Toutefois, la disposition des faisceaux reste dans l’ensemble conservée. En considérant également les microphones sur les murs, l’écart moyen entre les deux géométries est de 8cm. Nous supposons par la suite ce calibration comme admissible. Il doit toutefois être confirmé ou infirmé à l’aide d’autres algorithmes, comme celui proposé par Ono *et al.* [106].

2.4.3 Simulation des performances de l’antenne MODO

Les méthodes d’analyse développées en Section 2.3 sont transposées ici. Elles permettent d’évaluer les performances de l’antenne MODO en focalisation. La disposition des microphones choisie pour le modèle numérique est celle obtenue suite à l’étape de calibration géométrique par mesure de temps de vol. Le point focal est placé au centre du réseau. Les signaux de pression harmonique sont simulés sur chaque microphone en champ libre suivant (2.1). La réponse spatiale de l’antenne MODO est ensuite estimée par formation de voies suivant trois plans de coupe (sagittal, frontal et transverse), sécants au niveau du point-source. La Figure 2.16a



(a)



(b)

FIGURE 2.16 – Pour l'antenne MODO : (a) Réponse spatiale simulée par formation de voies à $f = 600\text{Hz}$; (b) Réponse spatiale moyenne pour trois fréquences différentes.

montre le champ reconstruit par formation de voies à $f = 600\text{Hz}$. Ce résultat de simulation est à comparer avec les cartographies présentées en Section 2.3. On retrouve ainsi la bulle de focalisation près du point de focalisation, ainsi qu'un agencement symétrique des lobes secondaires au voisinage de cette bulle. La réponse spatiale moyenne associée est calculée, présentée en Figure 2.16b. Elle est également calculée pour $f = 1120\text{Hz}$ et $f = 2200\text{Hz}$. Comme attendu, la largeur du lobe principal diminue à mesure que la fréquence augmente. Par lecture graphique,

nous retrouvons bien une résolution spatiale de l'ordre de $\lambda/2$. Dans son voisinage, le premier lobe secondaire, de niveau égal à -13dB , est plus difficile à discerner. Loin de la source, au-delà de 5λ , le bruit de reconstruction stagne autour d'un niveau de $-10 \log_{10}(1024) = -30\text{dB}$. On remarque également que le sillon marquant le lobe de réseau, visible en Figure 2.11, a ici disparu. Cela s'explique par la disposition pseudo-aléatoire des microphones. Cette antenne, de part sa géométrie, possède ainsi une forte robustesse aux effets de repliement.

Notons que la bulle de focalisation en Figure 2.16a est ici plus allongée dans le sens de la hauteur. Ceci est en désaccord avec le résultat de simulation présentée en Figure 2.9). On peut en partie expliquer ce constat par l'absence de microphones au sol. L'ouverture R_z est ici uniquement dictée par la profondeur de champ de la sous-antenne plane située au plafond. Il est possible de vérifier l'influence de cette absence de microphones par une simulation similaire à la précédente. Comme présentée sur la Figure 2.17, une sous-antenne supplémentaire, identique à celle au plafond, est placée au niveau du sol. Cette extension de l'antenne MODO comporte un total de $M = 1240$ microphones. Pour cette nouvelle géométrie, on évalue la réponse spatiale à $f = 600\text{Hz}$, présentée en Figure 2.18a. Par lecture graphique directement sur l'isocontour à -3dB du lobe principal, on en déduit une diminution de sa hauteur de 9cm (soit $\lambda/6$ à 600Hz). Les proportions du lobe – i.e. le ratio entre les ouvertures R_x , R_y et R_z – sont équivalentes à celles obtenues pour l'antenne de $10\lambda \times 5\lambda \times 5\lambda$ testée précédemment (voir Figure 2.9). En étudiant les réponses spatiales moyennes en Figure 2.18b, on retrouve toujours une résolution spatiale en $\lambda/2$. Le premier lobe secondaire ainsi que les creux d'amplitude apparaissent ici plus marqués. Du fait du nombre de microphones plus élevé, le SL diminue légèrement pour atteindre -31dB .

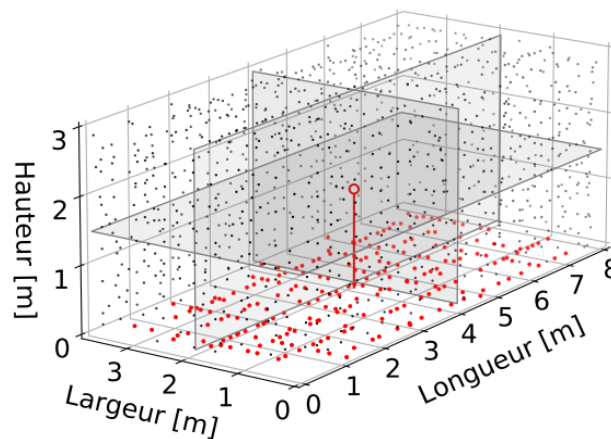
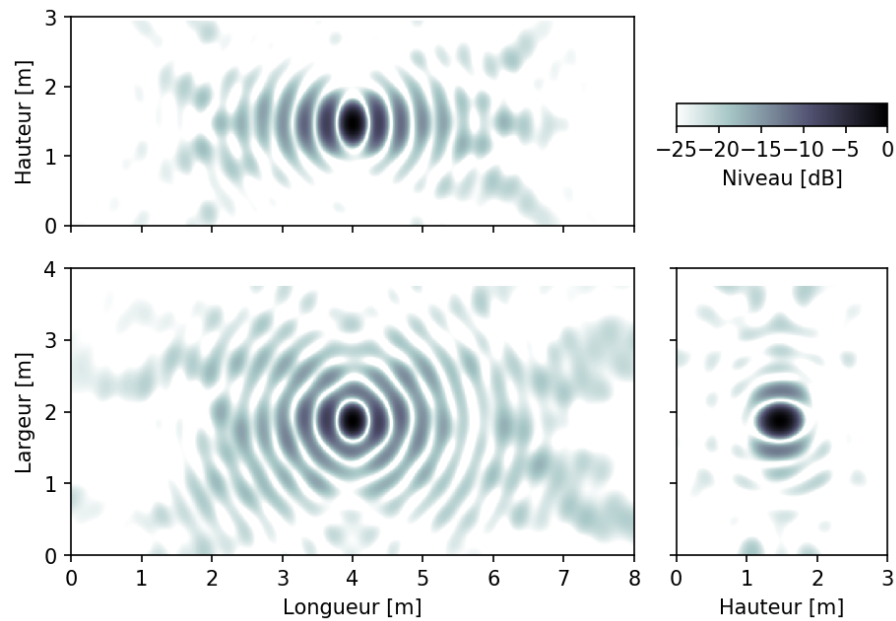
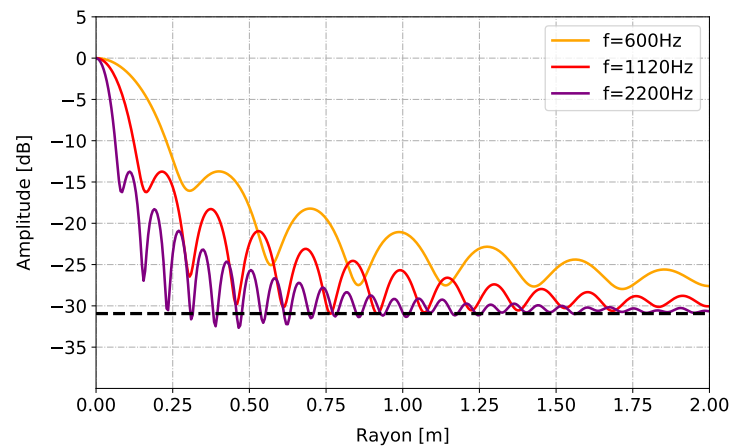


FIGURE 2.17 – Schéma de l'antenne MODO avec ajout de microphones au sol (marqueurs rouges).



(a)



(b)

FIGURE 2.18 – Pour l’antenne MODO avec ajout de microphones au sol : (a) Réponse spatiale simulée par formation de voies à $f = 600\text{Hz}$; (b) Réponse spatiale moyenne pour trois fréquences différentes.

2.4.4 Vérification de la résolution constante dans la salle MODO

Dans cette section, on se propose de vérifier expérimentalement si la propriété de résolution constante est valide pour l’antenne MODO. Pour cela, on place la source cubique précédemment utilisée en 8 positions successives, sélectionnées de façon homogène dans la salle. Les positions relevées au télémètre-laser nous servent de vérité terrain pour valider la pré-étape de

localisation par formation de voies. Cette source émet un sinus glissant, capté par l'ensemble des 1024 MEMS formant l'antenne. On estime les réponses impulsionnelles entre chaque position de source et chaque capteur. Pour s'affranchir de la réverbération, un fenêtrage temporel semblable à celui mentionné au Chapitre 1 est appliqué. On obtient ainsi un signal supposé libre de réflexions néfastes.

La source est tout d'abord localisée le long d'un maillage de $4\text{m} \times 2\text{m} \times 1.5\text{m}$, avec un pas $\Delta = 5\text{cm}$. Chaque position est supposée coïncider avec le maximum d'amplitude sur la cartographie reconstruite par formation de voies. La Figure 2.19 présente les résultats de localisation. La détection de la source sur chaque position est dans l'ensemble précise. L'écart moyen par rapport aux relevés télémétriques est de l'ordre de 3cm .

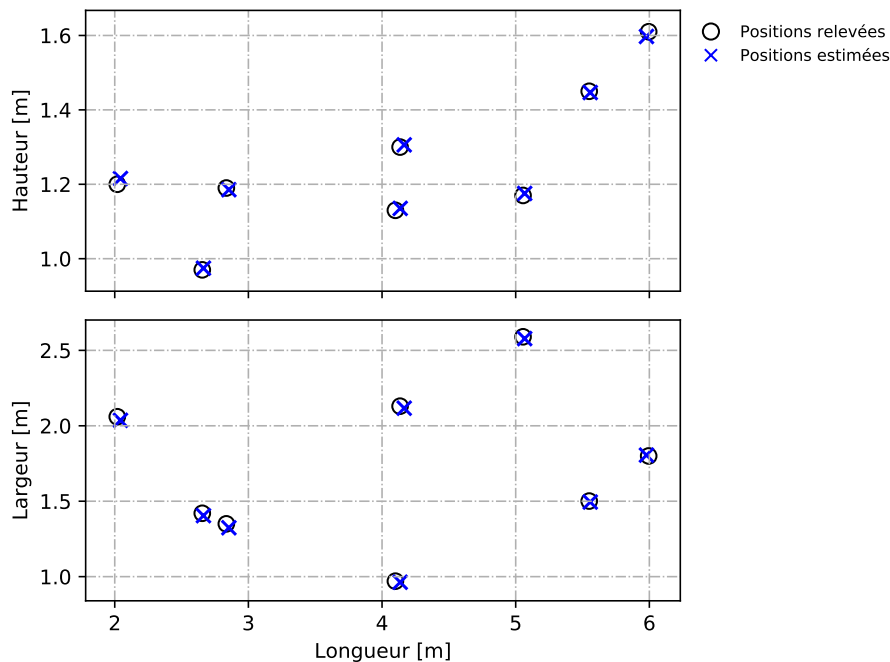


FIGURE 2.19 – Résultats de localisation de la source monopolaire dans la salle MODO. L'erreur de localisation est de 4cm .

Pour chacune des positions estimées, la résolution spatiale est obtenue directement à partir de l'isocontour à -3dB du lobe principal. La Figure 2.20 présente l'évolution du diamètre volumétrique R_v , ainsi calculé. Ces mesures sont relativement proches de la valeur théorique en $\lambda/2$, marquée par la courbe noire discontinue. On observe un écart plus important en basse fréquence, causé par le fenêtrage temporel peu optimisé. Une contribution « basse fréquence » des réflexions persiste ainsi dans les signaux, rendant invalide l'hypothèse de « champ libre ».

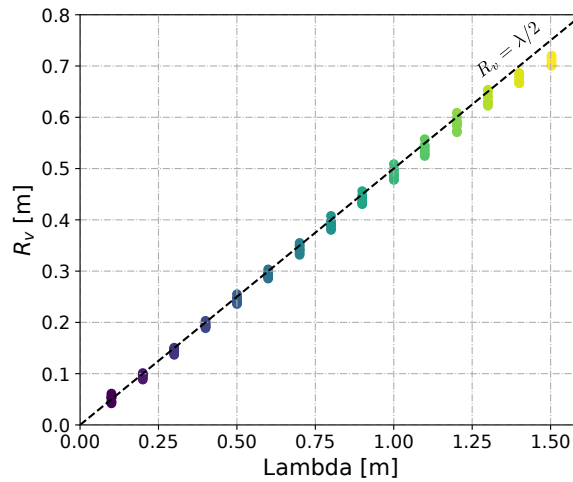


FIGURE 2.20 – Mesure du diamètre volumétrique R_v sur chaque position. La surface colorée est bordée par l'écart-type des mesures. La droite indique la résolution théorique en $\lambda/2$.

2.5 Imagerie acoustique en milieu réverbérant

2.5.1 Contexte

Les algorithmes de traitement d'antenne pour l'imagerie acoustique reposent sur un modèle physique très simple : les ondes proviennent de sources monopolaires et se propagent en champ libre. En pratique, les expériences sont menées sous condition anéchoïque pour limiter la présence d'échos. L'environnement externe a en effet une influence non-négligeable sur les trajets de propagation acoustique dans le milieu. Ainsi, quand les sources prennent place dans un endroit confiné, des phénomènes de réflexion modifient les ondes émises. Ils sont produits par les différents obstacles rencontrés. Le véritable trajet de propagation est mal traduit, impactant fortement les résultats de cartographie obtenus.

Il est possible de tenir compte de ces altérations lors de la résolution du problème inverse. Les techniques de traitement d'antenne sont dans ce cas adaptées à la véritable fonction de Green du milieu. Fischer et Doolan mettent en oeuvre cette solution dans le tunnel d'une soufflerie non-anéchoïque [107]. Une spirale de 31 microphones est accrochée sur l'une des parois. La matrice des voies préformées expérimentale est calculée expérimentalement le long d'un maillage très fin de 41×41 points avec un pas de 1mm. La cartographie acoustique est ensuite reconstruite par formation de voies classique. Ils observent alors une amélioration de la dynamique et de la résolution spatiale, en comparaison avec l'utilisation du modèle champ libre. A

noter que le relevé des 1681 fonctions de transfert se déroule sur une durée de 10 heures. La précision sur la position de la source est assurée grâce à un système automatisé. Sans cela, le coût humain est bien trop important pour concevoir une telle expérience.

De façon similaire, l'acoustique interne d'une salle peut être évaluée en tout point [108, 109]. La fonction plénacoustique rassemble toutes les réponses impulsionnelles ainsi mesurées. Les fonctions de transfert (ou RTF pour *Room Transfert Function*) sont ensuite calculées par Transformée de Fourier. Cependant, l'estimation *in situ* de la fonction plénacoustique est également sujette à une contrainte de mise en œuvre. Satisfaire le critère de Shannon-Nyquist requiert d'échantillonner totalement la salle en une trop grande quantité de points. Une mesure complète et précise est impensable sans l'aide d'une antenne microphonique. Des algorithmes permettent alors l'interpolation de la fonction plénacoustique en n'importe quelle position, à partir d'un nombre réduit de réponses connues [109].

La synthèse numérique des fonctions RTF est une autre solution. Parmi les méthodes existantes, celles basées sur les sources-images (ISM pour *Image Source Method*) sont les plus utilisées [107, 110, 111, 112, 113, 114]. La méthode ISM est utile pour simuler rapidement une réponse impulsionnelle [112]. On retrouve par ailleurs cette technique dans de nombreux logiciels de tir de rayon [114]. Dans [107], Fischer *et al.* appliquent également la méthode ISM pour de l'imagerie acoustique. Si la qualité du champ reconstruit par formation de voies est moins bonne qu'avec la matrice des voies préformées expérimentale, les résultats sont en revanche améliorés par rapport à la formation de voies « champ libre ». Guidati *et al.* exploitent aussi ce principe pour des mesures aéro-acoustiques en soufflerie, à travers l'algorithme *Reflection Cancellation* [111].

Dans cette section, la formation de voies est adaptée pour comptabiliser les sources images. L'algorithme devient alors applicable dans la salle MODO. Nous proposons en complément une approche plus simple, qui suggère d'exploiter non pas les sources-images mais les microphones-images associés [115, 116]. L'efficacité de cette méthode alternative est présentée tout d'abord en simulation, puis en pratique à l'intérieur de la salle MODO.

2.5.2 Modèle direct de propagation dans une salle

2.5.2.1 Analyse modale d'une cavité rectangulaire

Le champ de pression produit à l'intérieur d'un volume fermé est solution de l'équation de Helmholtz, sous l'hypothèse de conditions rigides en bordure du domaine. Elle s'écrit analytiquement comme une somme de modes propres ψ_i associés à des fréquences spécifiques pour lesquelles la salle entre en résonance. Par cette décomposition modale, la fonction de Green du milieu en tout point du domaine, pour un point-source en \mathbf{r}_0 , s'écrit comme : [117] :

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0; k) = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{\psi_i(\mathbf{r}_0)\psi_i(\mathbf{r})}{\Psi(k_i^2 - k^2)} \quad (2.10)$$

L'opérateur Ψ est un terme de normalisation pour garder l'orthogonalité des modes. Pour les salles à géométrie parallélépipédique, vide et sans absorption, cette expression se dérive en une formulation analytique exacte. Ainsi, pour une salle de taille $L_x \times L_y \times L_z$, le mode propre

$$\psi_i(\mathbf{r}) = \cos\left(\frac{n_x\pi}{L_x}x\right) \cos\left(\frac{n_y\pi}{L_y}y\right) \cos\left(\frac{n_z\pi}{L_z}z\right) \quad (2.11)$$

est sollicité à la fréquence propre

$$f_i = \frac{2\pi}{c} \sqrt{\left(\frac{n_x\pi}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{n_y\pi}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{n_z\pi}{L_z}\right)^2}, \quad k_i = \frac{2\pi f_i}{c} \quad (2.12)$$

La forme du mode est dictée par les nombres modaux (n_x, n_y, n_z) . Le nombre d'onde $k = \omega/(c \cdot (1+j\eta))$ dans la relation (2.11) est à valeur complexe [118]. Il traduit ainsi une information d'atténuation, avec le coefficient η qui est fonction du temps de décroissance du mode propre [119]. Les Figures 2.21 présentent des exemples de modes propres calculés pour la salle MODO. La décomposition modale offre une expression exacte pour approcher la distribution de pression à l'intérieur d'une salle. Des modes axiaux, tangentiels et obliques coexistent ainsi au sein d'un même champ acoustique. Ce modèle, adaptée aux basses fréquences, n'est plus valable à partir de la fréquence de Schröder, dont la valeur approchée s'écrit :

$$f_S = 2000 \sqrt{\frac{TR}{V}} \quad (2.13)$$

avec V le volume de la cavité et TR le temps de réverbération. Au-delà de cette limite, la densité des modes devient trop grande pour pouvoir les distinguer. Cette augmentation implique par ailleurs un temps de calcul non-négligeable de l'équation (2.10). De plus, il n'existe pas de formulations analytiques explicites pour des salles de forme arbitraire.

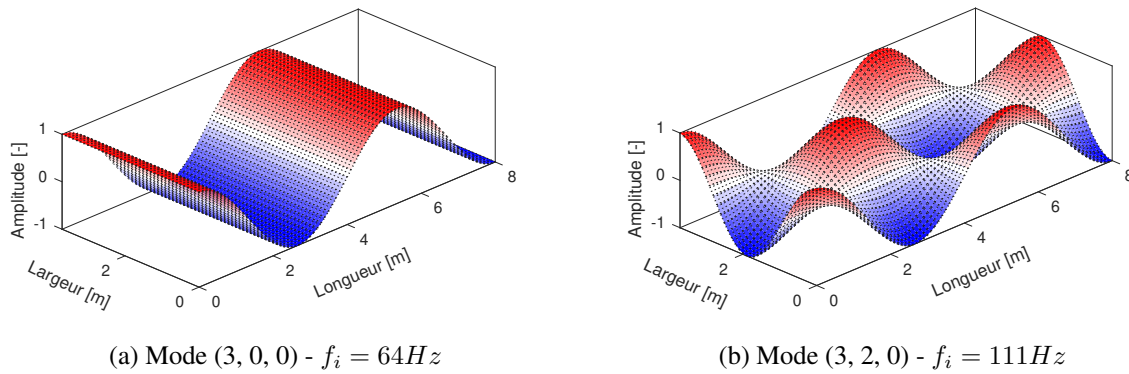


FIGURE 2.21 – Simulation des modes propres de la salle MODO à l’aide de l’équation (2.11).

2.5.2.2 Modélisation par les sources-images

L’estimation de la distribution de pression dans une salle est également possible sachant la théorie des rayons [114]. Les ondes se propagent dans la salle le long de chemins rectilignes, à la manière de rayons lumineux. Lors du contact avec une paroi, une réflexion spéculaire est renvoyée dans le volume. A cet instant, une dissipation d’énergie acoustique se produit par des phénomènes d’absorption, de diffusion ou de diffraction. Finalement, le champ de pression dans la salle résulte d’une superposition de multiples réflexions se propageant dans toutes les directions de l’espace. Elles arrivent aux microphones de façon successive, leur densité augmentant au cours du temps. Le champ diffus s’établit quand il n’est plus possible de distinguer les réflexions les unes des autres.

La méthode des sources-images est présentée dans ce qui suit. Elle est employée pour formuler analytiquement la réverbération dans la salle MODO. Le principe de la méthode ISM consiste à remplacer chaque réflexion par un front d’onde provenant d’une source monopolaire virtuelle. Sur la Figure 2.22, l’ensemble des sources virtuelles forment une constellation de dimension J dans un domaine virtuel hors des limites physiques de la salle. Elles sont hiérarchisées en fonction de l’ordre de réflexion Λ . Par convention, le champ direct est défini à l’ordre $\Lambda = 0$. Les réflexions d’ordre $\Lambda = 1$ arrivent juste après. Viennent ensuite celles d’ordre $\Lambda = 2$, construites par symétrie des sources virtuelles existantes. Le schéma se répète jusqu’à atteindre l’ordre de réflexion imposée par l’utilisateur. Seules les réflexions arrivant durant les premières millisecondes sont généralement modélisées par la méthode ISM. Ces dernières sont comprises dans une sphère de rayon proportionnel au temps de mélange du domaine [112].

Une source réelle en \mathbf{r}_0 est associée à une constellation de J sources virtuelles, dont les positions respectives sont notées \mathbf{r}_0^j . La fonction de Green du milieu au point \mathbf{r} est séparée en deux parties distinctes :

$$g(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0; k) = \underbrace{\frac{e^{-jk\|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0\|}}{\|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0\|}}_{\text{champ direct}} + \underbrace{\sum_{j=1}^J \beta_j \frac{e^{-jk\|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0^j\|}}{\|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0^j\|}}_{\text{champ réfléchi}} \quad (2.14)$$

Le coefficient de réflexion β_j traduit une atténuation de l'onde incidente à chaque réflexion. Dans ce manuscrit, il dépend uniquement du coefficient d'absorption du matériau sur la paroi, et de la fréquence émission. Les principales implémentations existantes pour calculer l'expression (2.14), comme celle de Lehmann *et al.* [113], sont valables pour des salles rectangulaires. Elle est directement adaptée de l'implémentation proposée par Allen et Berckley dans le domaine temporel, qui est la plus utilisée [120]. Une extension de la méthode ISM pour des salles convexes quelconques est proposée par Borish [121]. Enfin, d'autres implémentations permettent une simulation physique plus complète de la propagation dans une salle, en intégrant des effets de diffusion [122] ou la dépendance de l'absorption avec l'angle d'incidence [123].

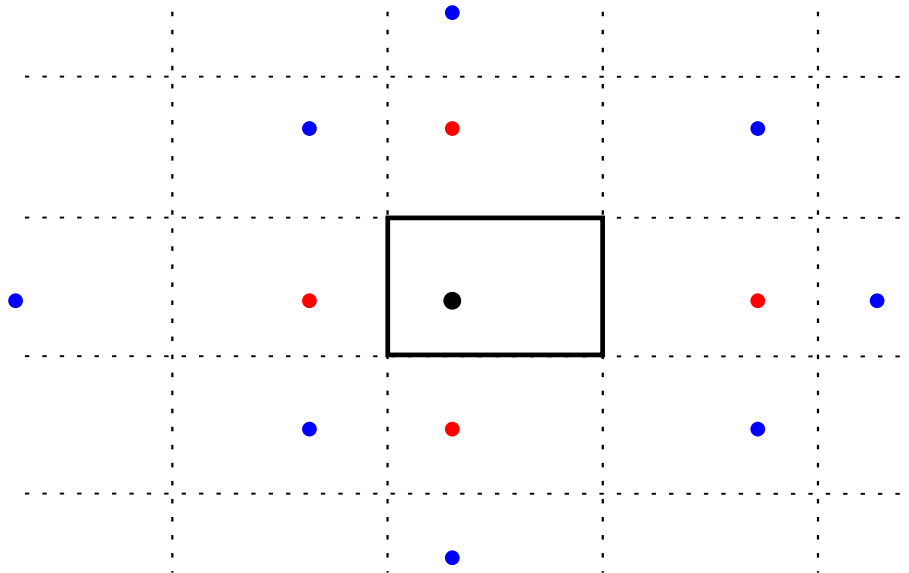


FIGURE 2.22 – Représentation 2D de la constellation des sources virtuelles d'ordre $\Lambda = 1$ (points rouges) et $\Lambda = 2$ (points bleus) par rapport à la source réelle (point noir).

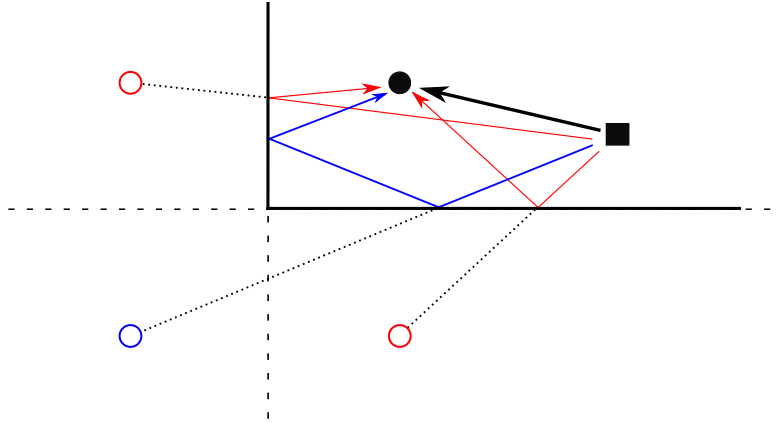


FIGURE 2.23 – Schéma illustrant l'algorithme BF-ISM. La rétro-propagation des réflexions équivaut à focaliser les signaux depuis les microphones (\square) sur une constellation de points virtuels (\circ).

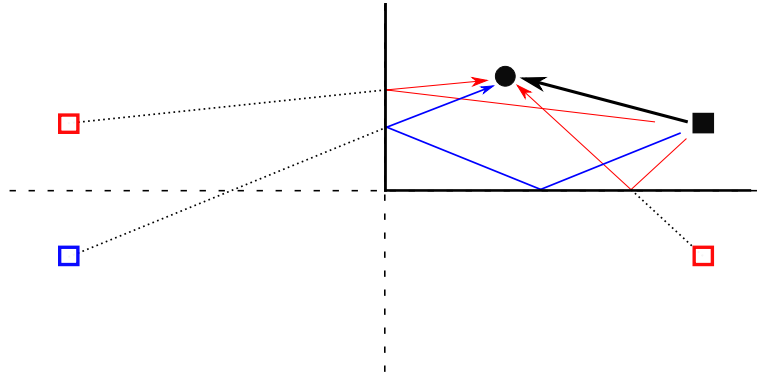


FIGURE 2.24 – Schéma illustrant l'algorithme BF-IMM. La rétro-propagation des réflexions équivaut à focaliser les signaux provenant de microphones virtuels (\square) sur le domaine-source (\circ).

2.5.3 Modèle inverse en milieu réverbérant

La première écriture de la formation de voies est nommée BF-ISM. Le domaine-source est étendu au domaine virtuel. Pour chaque point de focalisation est construite une constellation de J points virtuels, situés respectivement en \mathbf{r}_n^j (voir Figure 2.23). Les réflexions sont comptabilisées dans la matrice des voies préformées \mathbf{A}_{ISM} en remplaçant chaque terme par :

$$A_{mn,\text{ISM}}(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m; k) = \frac{e^{-jkr_{mn}}}{4\pi r_{mn}} + \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J \beta_j \frac{e^{-jkr_{mn}^j}}{4\pi r_{mn}} \quad (2.15)$$

avec la distance $r_{mn}^j = \|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_n^j\|$. Le champ est reconstruit suivant l'inversion (2.5), comme pour la formulation champ-libre. L'algorithme BF-ISM est celui implémenté par Fischer *et al.* [107] ou par Guidati *et al.* [111].

La deuxième écriture de la formation de voies est nommée BF-IMM. L'antenne réelle est étendue au domaine virtuel [115, 116, 124, 125]. Par symétrie, on peut adjoindre à chaque source virtuelle de la constellation un microphone virtuel situé en \mathbf{r}_m^j (voir Figure 2.24). Le calcul de la matrice \mathbf{A}_{IMM} est identique à (2.15), mais en posant $r_{mn}^j = \|\mathbf{r}_m^j - \mathbf{r}_n\|$.

Pour l'algorithme BF-ISM, l'antenne réelle focalise sur un maillage couvrant l'ensemble du domaine virtuel. À l'inverse, pour l'algorithme BF-IMM, l'antenne étendue dans le domaine virtuel focalise directement dans le vrai domaine-source. Dans les deux cas, la rétro-propagation des réflexions suit un trajet de même distance. Les déphasages appliqués pour corriger les différences de temps de vol sont donc identiques. Néanmoins, la méthode IMM présente une implémentation plus facile et plus intuitive. En effet, en connaissant la position des microphones, la constellation des antennes virtuelles est déterminée une seule fois et reste figée pour toutes les situations. Une sélection est ensuite opérée en fonction de l'ordre de réflexion Λ . À l'inverse, la méthode ISM suppose de construire une constellation pour chaque point de focalisation. Pour un domaine-source couvrant une salle complète avec une discrétisation très fine, les temps de calcul et les ressources mémoires allouées explosent.

Pour finir, une étape intermédiaire permet de comparer les deux formulations \mathbf{A}_{ISM} et \mathbf{A}_{IMM} . La salle simulée est celle accueillant l'antenne MODO. Un unique coefficient de réflexion $\beta_j = 0.5$ est assigné à chaque paroi. La source et le récepteur sont placés sur la même diagonale, respectivement au 1/3 et au 2/3. Les trajets de propagation sont calculés en tenant compte des 251 premières réflexions ($\Lambda = 5$). Les fonctions de transfert présentées en Figure 2.25 sont parfaitement identiques.

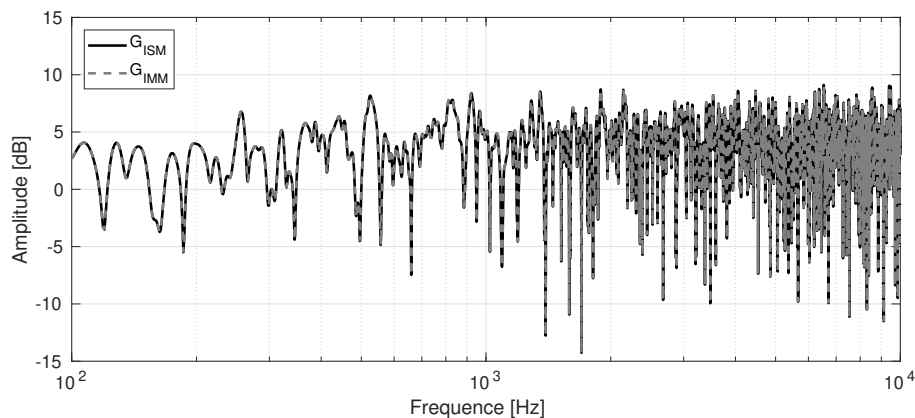


FIGURE 2.25 – Comparaison en amplitude des fonctions de transfert obtenus par la méthode ISM et par la méthode IMM.

2.5.4 Application au cas de l'antenne MODO

2.5.4.1 Validation numérique

L'adaptation de la formation de voies pour une application en milieu réverbérant est testée en simulation. Le modèle numérique reproduit l'environnement réverbérant de la salle MODO. Les coefficients de réflexion pour chaque paroi sont listés dans le Tableau 2.1 et tirés d'une base de données proposée par Vorländer [126]. L'objectif est d'identifier quatre sources mo-

Frequence [Hz]	125	250	500	1000	2000	4000
Mur	0.99	0.99	0.98	0.98	0.97	0.97
Plafond	0.89	0.92	0.94	0.96	0.97	0.99
Sol	0.94	0.77	0.62	0.55	0.61	0.35

TABLE 2.1 – Coefficients de réflexion β_j utilisés pour simuler le milieu réverbérant à l'intérieur de la salle MODO.

nopulaires. Elles sont simulées directement sur les points d'un maillage plan horizontal à une hauteur $z = 1.80\text{m}$. Elles émettent le même signal de bruit blanc d'une durée de 5 secondes. La pression harmonique sur chaque microphone est simulée d'après la relation (2.14). Le calcul est opéré grâce à la suite logicielle *AKtools* développée par Brinkmann et Weinzierl [127]. Un RSB de 20dB est imposé après coup par l'ajout d'un bruit blanc gaussien incohérent sur chaque microphone.

Les résultats de simulation sont présentés en Figure 2.26. Pour les Figures 2.26a et 2.26c, le champ est reconstruit avec la formation de voies (2.5) suivant le modèle « champ libre ». Du fait d'une faible dynamique de mesure, les lobes principaux se confondent avec les lobes secondaires. Les sources ressortent difficilement du reste de la cartographie. En présence de réverbération, la formulation de la matrice \mathbf{A} ne facilite pas l'identification de sources.

Les Figures 2.26b et 2.26d représentent la reconstruction du champ par formation de voies. Dans cette simulation, la matrice \mathbf{A}_{IMM} est calculée en tenant compte des 125 premières antennes virtuelles ($\Lambda = 4$). Sur les deux cartographies, la dynamique de mesure est nettement améliorée. La position des sources coïncide bien avec les pics d'amplitude. A 950Hz, quelques lobes secondaires persistent dans le milieu, mais leur niveau n'empêchent pas la distinction des sources. Plusieurs simulations annexes ont par ailleurs montré des résultats probants dès $\Lambda = 1$.

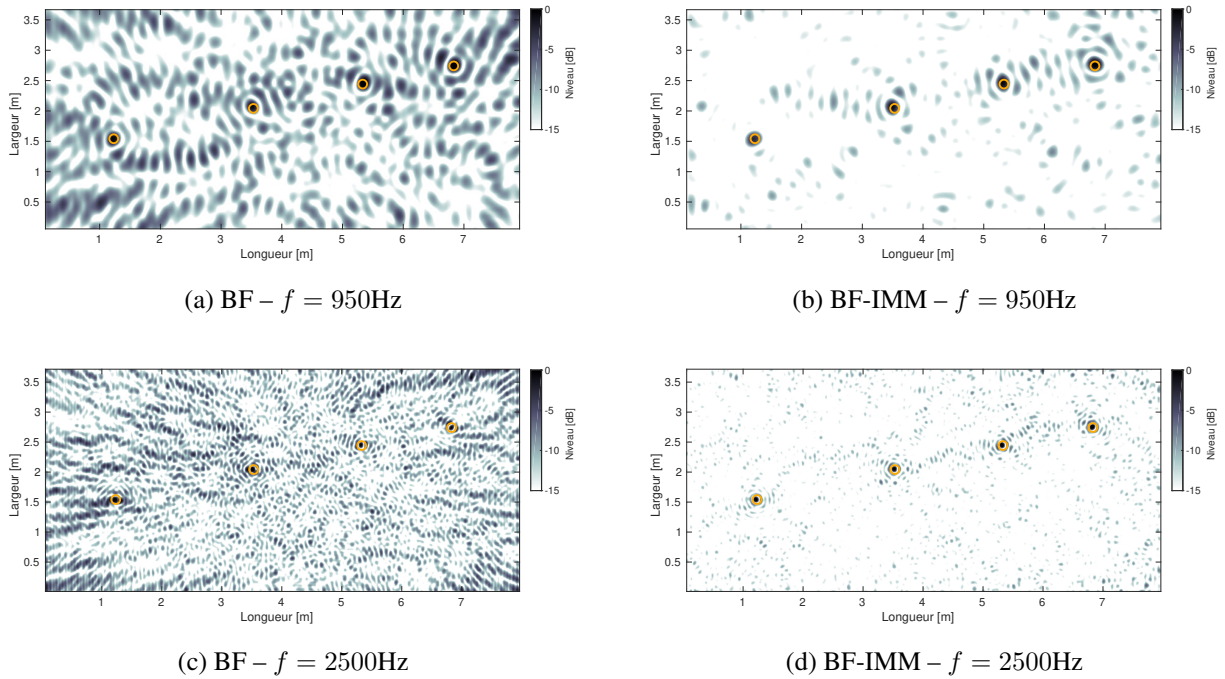


FIGURE 2.26 – Cartographie acoustique reconstruite par formation de voies. La position des quatre monopoles est marquée par les cercles oranges.

Cette observation est également mise en avant par les travaux de Fenech et Takeda [110]. Ces derniers s'arrêtent alors à cet ordre, jugé suffisant pour la formation de voies.

2.5.4.2 Validation expérimentale

La formation de voies couplées aux microphones-images est validée par plusieurs cas pratiques. Son application *in situ* nécessite de déterminer les absorptions effectives de chaque paroi pour définir les valeurs de β_j . Nous proposons dans ce qui suit une approximation basée sur le temps de réverbération dans la pièce. On fait l'hypothèse d'une absorption uniforme sur toutes les parois. A partir d'une réponse impulsionnelle en un point donné, la décroissance de l'énergie acoustique au cours du temps est évaluée via une « intégration de Schröder ». Le temps de réverbération TR est déterminé par rapport à la pente de décroissance définie entre -5dB et -25dB. Le coefficient moyen de réflexion se calcule finalement par la formule de Eyring suivante :

$$\tilde{\beta} = \exp\left(\frac{-13.82}{c \times (L_x^{-1} + L_y^{-1} + L_z^{-1}) \times \text{TR}}\right) \quad (2.16)$$

La source est identique à celle utilisée durant l'étape de calibrage géométrique de l'antenne. Elle émet un bruit blanc d'une durée de 10 secondes. Le signal de référence à l'émission est

enregistré sur l'une des voies analogiques du système *Megamicros*, pour fixer la référence temporelle de la mesure. Le champ émis est capté par les 1024 microphones MEMS. Les fonctions de transfert de la salle entre la source et chaque microphone sont estimées, desquelles sont directement extraites les pressions harmoniques. Les traitements des signaux appliqués sont détaillés en Annexe B.

Evolution du bruit de reconstruction La source est placée près du centre de la salle. Sa position de référence est relevée au télémètre-laser. Le champ est reconstruit à la fréquence $f = 950\text{Hz}$ dans le plan transverse (XY) par rapport à l'antenne. Les Figures 2.27b à 2.27d sont les cartographies reconstruites par formation de voies selon quatre configurations différentes, en fonction du modèle de propagation et du nombre de microphones sur l'antenne. Pour la formation de voies couplée aux microphones-images, la matrice des voies préformées est calculée en tenant compte des 129 premières antennes virtuelles ($\Lambda = 4$).

Pour les Figures 2.27a et 2.27b, 256 microphones sont utilisés pour reconstruire le champ dans le volume. Avec la formation de voies « champ libre », l'énergie acoustique portée par les réflexions néfastes provoque des interférences constructives et favorise les lobes secondaires. Le pic d'amplitude maximal est bien situé près de la source, mais le faible contraste rend sa localisation plus difficile. En couplant la formation de voies avec les microphones-images, l'influence de la réverbération est réduite et la dynamique de mesure est améliorée. Malgré quelques lobes secondaires persistants, la position de la source apparaît plus claire.

Pour les Figure 2.27c et 2.27d, tous les microphones disponibles sont employés. Avec la formation de voies « champ libre », la cartographie montre un contraste suffisant pour repérer la source au centre. En comparant avec 2.27b, l'influence du nombre de microphones apparaît clairement. Une fois couplée à la méthode IMM, le contraste est quelque peu amélioré.

La Figure 2.27e représente les cartographies moyennes associées à chaque configuration. Pour toutes, on identifie à l'origine le lobe principal dont la largeur est bien égale à $\lambda/2 = 0.16\text{cm}$. Le niveau du bruit de reconstruction n'atteint jamais la valeur théorique trouvée précédemment, suivant la distribution de Rayleigh. En utilisant le modèle de propagation « champ libre », la multiplication par 4 du nombre de microphones provoque bien une chute de -5dB en moyenne, proche de la valeur attendue

$$-10 \log_{10}(1024) + 10 \log_{10}(256) = -6\text{dB}$$

Avec le modèle de propagation tenant compte des sources-images, les résultats sont cependant

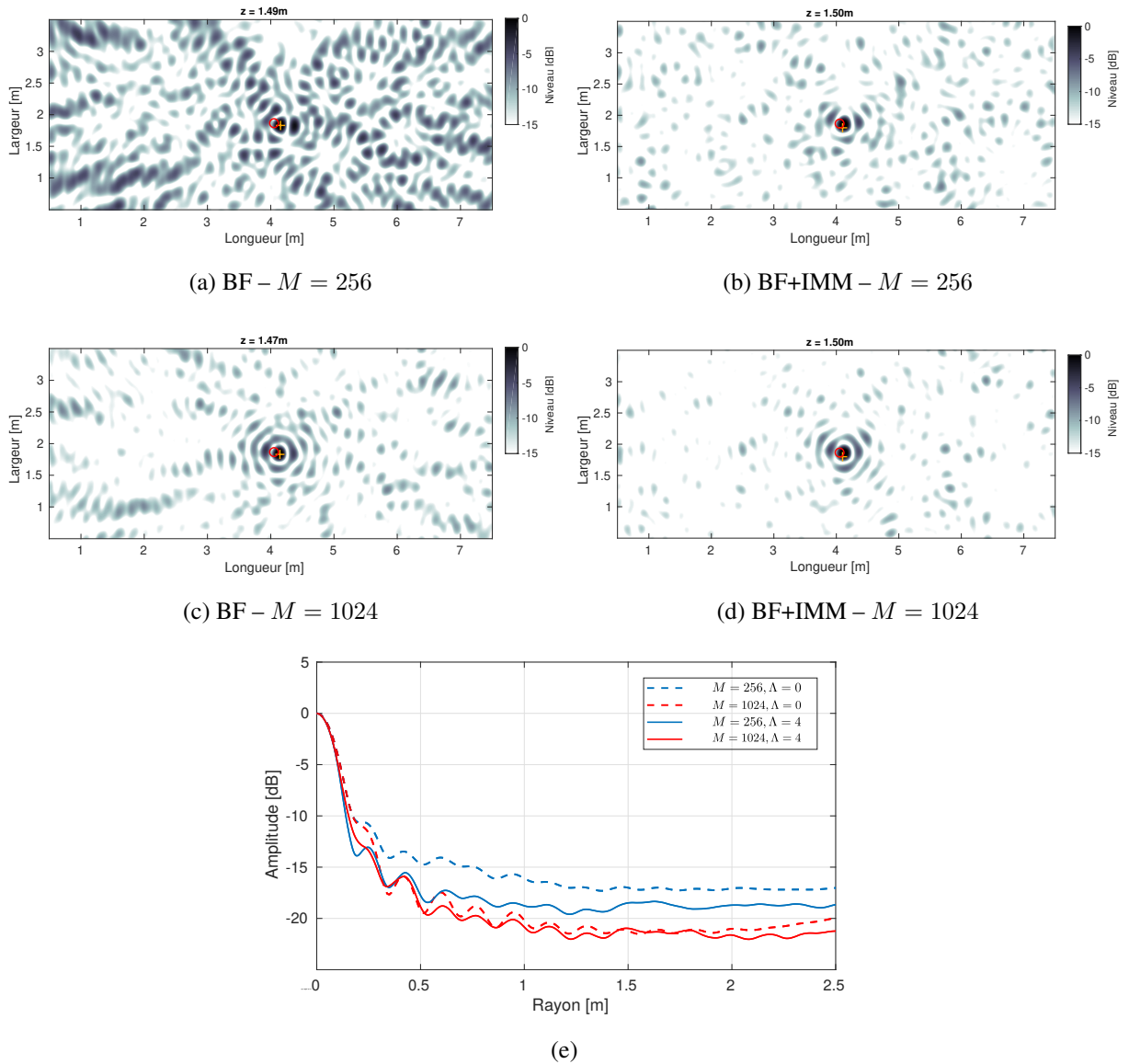


FIGURE 2.27 – (a)-(d) Cartographies obtenues à $f = 950\text{Hz}$ par formation de voies « champ libre » (BF) et couplée avec les microphones-images (BF-IMM). Le cercle rouge marque la position relevée et la croix orange marque la position estimée ; (e) Cartographie moyenne associée à chaque configuration.

plus nuancés. Pour $M = 256$, on gagne en moyenne 2dB sur le niveau du bruit de reconstruction, ce qui est relativement faible. Pour $M = 1024$, la méthode semble n'apporter aucune amélioration notable, avec un niveau de bruit de reconstruction égale à -22dB . Il est possible que ces écarts au modèle théorique soient causés par des décalages non-corrigés dans la méthode de calibrage géométrique. Les faibles désalignements sont alors amplifiés à mesure que l'antenne est répliquée dans le domaine virtuel.

2.6 Conclusion

Nous avons évalué dans ce chapitre les performances en focalisation des antennes 3D à travers une étude numérique dédiée. Par ces simulations, nous pouvons en déduire pour cette géométrie d'antenne :

- une résolution spatiale constante dans le milieu, toujours égale à $\lambda/2$.
- une résolution indépendante de la forme du réseau.
- une dynamique de reconstruction dont le niveau varie avec le nombre de microphones sur l'antenne.
- une forte robustesse au repliement spectral, même en condition de sous-échantillonnage.

Ces caractéristiques propres aux antennes 3D sont retrouvées en pratique grâce à l'antenne MODO. En introduisant le principe des antennes virtuelles, la formation de voies est facilement applicable en espace clos. Les cartographies reconstruites à l'intérieur de la salle présentent ainsi de meilleurs contrastes, permettant de localiser correctement les sources. Les bénéfices de la méthode apparaissent dès la prise en compte des 6 premières réflexions, et tendent à s'améliorer à mesure que l'ordre des réflexions augmente.

Le calibrage géométrique de l'antenne est réalisée via l'estimation des temps de vol entre les sources et les microphones. La géométrie estimée de l'antenne MODO est cependant obtenue à partir d'une géométrie de référence incertaine. Un relevé par pointage laser *in situ* permettrait d'accéder à la forme effective de l'antenne, avec un meilleur degré de précision. Il convient également de tester d'autres méthodes de calibrage, notamment celles tirant profit du champ diffus dans la salle.

Les expériences présentées dans ce manuscrit impliquent une seule source émettrice, de taille réduite. Des mesures supplémentaires sont donc à réaliser dans le cas de plusieurs sources simultanées, incohérentes et cohérentes. Ces scénarii sont nécessaires pour jauger de l'efficacité du principe des antennes virtuelles dans des configurations plus complexes.

Les antennes protéiformes 3D offrent finalement des possibilités accrues pour l'analyse de sources acoustiques complexes, et notamment pour la mesure de leur directivité. Nous présentons dans le chapitre suivant une méthode d'identification dédiée, permettant de rassembler la localisation et la caractérisation des sources dans un unique algorithme.

Chapitre 3

Analyse parcimonieuse en milieu réverbérant

Dans le Chapitre 1, le formalisme des harmoniques sphériques est introduit pour décomposer le champ rayonné par une source sonore. Ce modèle multipolaire offre une écriture simple du problème de rayonnement acoustique en champ libre. A l'aide d'une antenne sphérique très résolutive, la directivité de plusieurs sources électroacoustiques est évaluée avec précision. Dans le Chapitre 2, l'antenne MODO est déployée pour des applications d'imagerie acoustique 3D. La fonction de Green du milieu réverbérant est modélisée grâce au formalisme des antennes virtuelles. Elle est intégrée à la formation de voies pour améliorer la reconstruction du champ à l'intérieur de la salle MODO. Ce dernier chapitre fait la synthèse de ces méthodes pour répondre à l'objectif d'identification des sources à directivité complexe en milieu réverbérant.

L'échantillonnage d'un champ sonore est dicté par le critère de Shannon-Nyquist. La distance régulière entre chaque microphone permet de distinguer la plus petite longueur d'onde présente dans le champ. Suivant ce principe, une reconstruction du champ en basse et moyenne fréquence est possible avec relativement peu de points de mesure. En haute fréquence, la quantité requise d'échantillons devient impraticable avec des systèmes conventionnels d'acquisition. En parallèle, la théorie de l'échantillonnage compressé a connu récemment un essor considérable [128]. Ce nouveau paradigme d'acquisition est emprunté au domaine des mathématiques appliquées et du traitement du signal. L'objectif est de pouvoir dépasser la limite imposée par Shannon-Nyquist, tout en assurant une reconstruction exacte d'un signal. Les méthodes qui en découlent autorisent un sous-échantillonnage du champ avec, par exemple, une distribution aléatoire d'échantillons.

Pour l'utilisation de ces méthodes, le problème doit admettre une représentation dite parcimonieuse [129]. En ingénierie acoustique, différents modèles de propagation parcimonieux existent, que ce soit dans le domaine temporel, fréquentiel, spatial, etc. Par exemple, Chardon *et al.* ont employé une méthode d'analyse parcimonieuse pour une expérience d'holographie de champ proche [130]. Dans cette application, la parcimonie est liée au faible nombre de modes dans la déformée opérationnelle d'une plaque. Autre exemple, Xenaki et Gerstoft apportent une formulation "compressée" de la formation de voies pour la localisation de sources en champ lointain [131]. La parcimonie est dans ce cas liée au faible nombre de sources à détecter, qui sont marquées par des directions d'arrivée localisées. Enfin, Verburg et Fernandez-Grande exploitent un modèle parcimonieux pour reconstruire l'acoustique interne en tout point d'une salle [33]. La parcimonie concerne cette fois la faible quantité d'ondes planes utilisées pour l'interpolation des fonctions de transfert. Les modèles parcimonieux sont également exploités pour la localisation de sources en milieu réverbérant [132], pour la reproduction de scènes sonores spatialisées [133] ou pour la reconnaissance d'individus par apprentissage supervisé [134]. Une revue plus exhaustive sur le sujet est proposée par Gerstoft *et al.* [135].

L'objectif des méthodes d'analyse parcimonieuse est de trouver la décomposition K -parcimonieuse la plus pertinente d'un champ \mathbf{p} . Sous cette hypothèse, ce dernier s'exprime comme la combinaison exacte d'un faible nombre K de fonctions élémentaires \mathbf{h}_k appelées « atomes » :

$$\mathbf{p} = \sum_{k=1}^K x_k \mathbf{h}_k \quad (3.1)$$

La résolution de ce problème implique la minimisation de la norme ℓ_0 du vecteur de décomposition, qui traduit le décompte des termes x_k non-nuls :

$$\|\mathbf{x}\|_0 = \text{Card}\{k, \text{ tel que } x_k \neq 0\}$$

En apparence simple, la minimisation de la norme ℓ_0 est un problème combinatoire difficile et ne peut être traité directement. La décomposition K -parcimonieuse de \mathbf{p} est alors approchée par des méthodes d'analyse dédiées. Il existe deux grandes catégories d'algorithmes pour résoudre le problème sous contrainte de parcimonie :

Algorithme de relaxation : la norme ℓ_0 est remplacée par une autre norme, qui rend le problème de minimisation convexe et plus facile à calculer. On parle alors d'une « relaxation ». Les algorithmes *Basis Pursuit* [136] ou *Least Absolute Shrinkage and Selection Operator* [137] sont deux exemples populaires qui exploitent la norme ℓ_1 : $\|\mathbf{x}\|_1 =$

$\sum_{k=1}^K |x_k|$. Dans le cas où les atomes forment une base de décomposition suffisamment incohérente, et en présence d'un faible niveau de bruit, la minimisation ℓ_0 et ℓ_1 convergent vers la même solution [131]. Il existe également des algorithmes basés sur des normes intermédiaires $\ell_{0 < p < 1}$ ou des normes mixtes $\ell_{1,2}$ [129].

Algorithmes « gloutons » : le problème de minimisation est abordé par un processus récursif. A chaque itération, l'atome sélectionné parmi tous est celui qui reproduit au mieux le vecteur résidu, c'est-à-dire les mesures amputées de la contribution déjà représentée par les atomes sélectionnés aux itérations précédentes. Dans le cas où le signal est très parcimonieux, ce processus converge rapidement. L'algorithme *Matching Pursuit*, et son équivalent *Orthogonal Matching Pursuit*, sont deux exemples couramment employés du fait de leur implémentation aisée [138], avec par ailleurs de nombreuses variantes [129].

Dans ce chapitre, le problème de localisation des sources et de caractérisation de leur directivité est formulé selon une approche parcimonieuse. La parcimonie fait référence ici au nombre réduit de sources par rapport aux dimensions du maillage formant l'espace de reconstruction. Le modèle parcimonieux de propagation est construit sur la base des harmoniques sphériques, pour faciliter la recherche des sources directives. Son adaptation en milieu réverbérant est formulée grâce au principe des antennes virtuelles, présenté au Chapitre 2. Une extension de l'algorithme OMP est choisie pour résoudre efficacement ce problème. Ses performances sont étudiées en simulation puis validées expérimentalement.

3.1 Modèle de parcimonie structurée

3.1.1 Définition du modèle direct

Le modèle direct est explicité en conditions de champ libre, puis de champ réverbéré. Les équations qui en découlent serviront à simuler la pression aux microphones lors de l'étude numérique.

3.1.1.1 Rayonnement en champ libre

Le modèle de propagation introduit en détail dans le Chapitre 1 est rappelé brièvement ci-dessous. La source à identifier est placée à l'intérieur de l'antenne MODO. Sa position est définie dans le repère sphérique par le vecteur \mathbf{r}_0 . Elle émet un champ acoustique harmonique

capté par les M microphones, chacun situé en \mathbf{r}_m . Le signal de pression mesuré sur le $m^{\text{ième}}$ microphone suit le modèle multipolaire tronqué à l'ordre L :

$$p_m(k) = \sum_{l=0}^L \sum_{q=-l}^l \alpha_{lq}(k) h_l(kr_{m0}) Y_l^q(\theta_{m0}, \phi_{m0}) \quad (3.2)$$

avec le vecteur

$$\mathbf{r}_{m0} = \mathbf{r}_m - \mathbf{r}_0 = (r_{m0}, \theta_{m0}, \phi_{m0})$$

donnant la distance et l'orientation du $m^{\text{ième}}$ microphone par rapport à la source. Sous forme matricielle, le modèle (3.2) s'écrit comme :

$$\mathbf{p} = \mathbf{H}_0 \boldsymbol{\alpha}_0 \quad (3.3)$$

avec la matrice de transfert de taille $M \times (L + 1)^2$

$$\mathbf{H}_0 = \begin{pmatrix} h_1(kr_{10}) Y_1^1(\theta_{10}, \phi_{10}) & \cdots & h_L(kr_{10}) Y_L^L(\theta_{10}, \phi_{10}) \\ \vdots & h_l(kr_{m0}) Y_l^q(\theta_{m0}, \phi_{m0}) & \vdots \\ h_1(kr_{M0}) Y_1^1(\theta_{M0}, \phi_{M0}) & \cdots & h_L(kr_{M0}) Y_L^L(\theta_{M0}, \phi_{M0}) \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

Les $(L + 1)^2$ coefficients spectraux forment le vecteur $\boldsymbol{\alpha}_0$, qui permet de recomposer le champ rayonné par la source complexe en tout point de la salle.

3.1.1.2 Rayonnement en champ réverbéré

Le problème direct (3.2) est élargi au cas réverbérant. L'idée est de considérer un modèle de fonction de transfert « directive » de salle [139]. Pour cela, la matrice (3.4) est décomposée en trois composantes :

$$\mathbf{H}_0 = \mathbf{H}_{0,d} + \mathbf{H}_{0,r} + \mathbf{H}_{0,l} \quad (3.5)$$

Dans la suite, le terme $\mathbf{H}_{0,l}$ correspondant aux réflexions diffuses est écarté. Seuls les parties propres au trajet direct $\mathbf{H}_{0,d}$ et aux réflexions $\mathbf{H}_{0,r}$ sont modélisées. Il n'est pas possible de recourir à la méthode classique des sources-images pour le calcul de (3.5), du fait que les sources-images sont assimilées à des monopoles. Une adaptation de la méthode ISM est donc requise pour prendre en compte la nature complexe de la source.

Quelques travaux récents, portés sur la synthèse des fonctions de transfert de salle incluant la directivité des sources, existent dans la littérature. Bu *et al.* [140] et Samarasinghe *et al.* [141]

proposent ainsi une généralisation de la méthode ISM, basée sur les harmoniques sphériques. Dans les deux versions, la directivité des sources et des récepteurs est introduite sous la forme des coefficients spectraux. Les équations qui dérivent de cette formulation souffrent cependant d'une certaine lourdeur mathématique. Une autre méthode proposée par Brinkmann *et al.* [142] et Hafezi *et al.* [143] consiste à pondérer chaque rayon acoustique provenant des sources-images en fonction de l'angle d'émission. Les poids sont définis par la directivité connue dans une direction donnée. Seul l'angle formé par le rayon avec le récepteur est requis. Cette méthode est par ailleurs privilégiée dans les logiciels d'acoustique géométrique. Enfin, une approche plus simple, également proposée puis testée dans [140, 141], revient à remplacer une source multipolaire par un arrangement spatial de monopôles [32]. Ainsi, deux monopôles espacés d'une distance $d = \lambda/2$ et vibrant en opposition de phase forment un dipôle. De même, deux dipôles placés côte à côte, à une distance $d = \lambda/2$ et en opposition de phase, forment un quadripôle. En sommant les fonctions de transfert du milieu réverbérant de tous les points-sources, il est possible de reproduire une directivité souhaitée. Cette méthode se limite cependant à des rayonnements relativement simples.

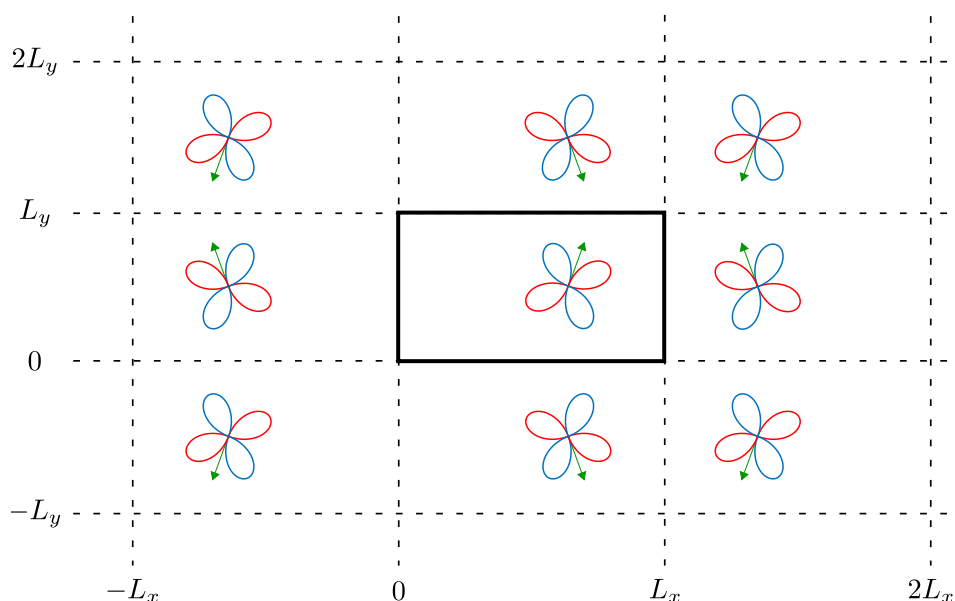


FIGURE 3.1 – Illustration de la rotation de la directivité au fil des réflexions. Les lobes bleus et rouges marquent respectivement l'amplitude positive et négative du quadripôle horizontal (Y_{-2}^2). La flèche verte indique la direction initiale de la vraie source.

Dans le cadre de la simulation du champ, une attention particulière doit être portée sur la

rotation des sources virtuelles après chaque réflexion [141, 142, 143]. La Figure 3.1 illustre ce constat pour une source quadripolaire, propre au mode Y_{-2}^2 . La flèche verte indique l'orientation initiale θ de la vraie source. Avec la symétrie, son image située derrière la paroi en $x = L_x$ est tournée d'un angle $\pi - \theta$ et émet en opposition de phase. La même chose se produit pour celle par rapport à la paroi en $y = L_y$, maintenant tournée d'un angle $2\pi - \theta$. Il est nécessaire de comptabiliser ces transformations lors du calcul de la fonction de transfert, pour conserver les relations d'amplitude entre les réflexions. Dans les travaux de Bu *et al.* [140] et Samarasinghe *et al.* [141], la parité des harmoniques sphériques simplifie grandement le calcul de ces rotations successives. Dans ceux de Brinkmann *et al.* [142] et Hafezi *et al.* [143], elles sont prises en compte géométriquement, avec les relations d'angles alternés-internes. Enfin, dans la méthode par combinaison de termes monopôlaire, cette rotation est automatique.

3.1.2 Problème inverse : localisation et identification conjointe

Les sources sont recherchées dans un domaine-source couvrant la salle. Une matrice \mathbf{H}_n , dont l'expression est semblable à (3.5), est calculée pour chaque point du maillage situé en \mathbf{r}_n . L'ensemble des N matrices sont rassemblées dans un unique dictionnaire $\tilde{\mathbf{H}} = \{\mathbf{H}_n\}_{n=1:N}$ de taille $M \times N(L+1)^2$. De la même manière, les N vecteurs α_n portant les coefficients spectraux sont rassemblés dans le vecteur $\tilde{\alpha} = \{\alpha_n\}_{n=1:N}$ de taille $N(L+1)^2 \times 1$. Comme dans les précédents chapitres, on considère dans la suite que les observations du champ sont entachées d'un bruit blanc gaussien noté \mathbf{n} . Ces considérations amènent finalement au nouveau système linéaire suivant :

$$\mathbf{y} = \tilde{\mathbf{H}}\tilde{\alpha} + \mathbf{n} \quad (3.6)$$

Compte tenu des dimensions de $\tilde{\mathbf{H}}$, le système (3.6) est sous-déterminé et possède une infinité de solutions analytiques admissibles. Une étape de régularisation est requise [144]. Elle consiste à inférer une information supplémentaire, d'ordre physique ou statistique, sur les grandeurs à reconstruire. L'ensemble des solutions se retreint à celles qui remplissent ces conditions strictes. La résolution du problème inverse est ainsi stabilisée.

Dans notre cas, l'étape de régularisation repose sur la parcimonie des sources dans la salle MODO. On suppose un nombre K de sources très petit par rapport à la dimension N du domaine-source ($K \ll N$). La position de chacune est notée \mathbf{r}_k et coïncide idéalement avec un des points du maillage. Quand ces sources émettent ensemble, la pression mesurée sur les M microphones résulte de la combinaison linéaire des contributions acoustiques de chacune. Le

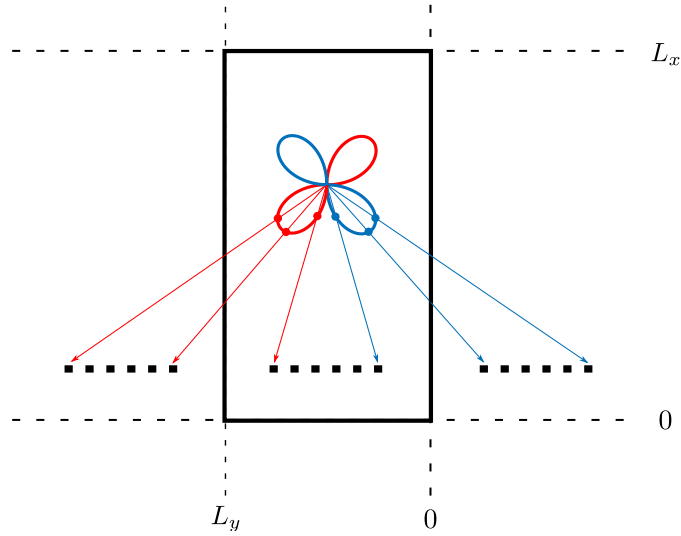


FIGURE 3.2 – Principe des antennes virtuelles appliqué pour le problème inverse. Les lobes bleus et rouges marquent respectivement l’amplitude positive et négative du quadripôle horizontal.

vecteur \mathbf{y} admet dans ce cas une décomposition en seulement K atomes issus du dictionnaire $\tilde{\mathbf{H}}$. Le vecteur de décomposition $\tilde{\alpha}$ comporte alors un faible nombre de coefficients non-nuls, eux même regroupés par lots de $(L + 1)^2$ coefficients $\alpha_{l,q}$ non-nuls. Cette structure de parcimonie est recensée dans la littérature sous le terme de « parcimonie groupée » ou « parcimonie par blocs » [145].

La construction de chaque bloc du dictionnaire $\tilde{\mathbf{H}}$ est adaptée à la réverbération de la salle. On couple la formulation (3.6) au principe des antennes virtuelles introduit dans le Chapitre 2. La Figure 3.2 illustre cette adaptation. Le trajet acoustique qui prend en compte la directivité de la source est modélisé comme en champ libre, en l’absence de paroi. Il est pondéré par rapport aux harmoniques sphériques en fonction de l’angle de fuite. Grâce à cette approche, le problème lié à la rotation de la directivité à chaque réflexion est simplifié. Pour une constellation de J antennes virtuelles, chaque bloc \mathbf{H}_n de taille $M \times (L + 1)^2$ se calcule comme la somme suivante :

$$\mathbf{H}_n = \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J \beta_j \mathbf{H}_n^j \quad (3.7)$$

avec

$$\mathbf{H}_n^j = \begin{pmatrix} h_0(kr_{1n}^j)Y_0^0(\theta_{1n}^j, \phi_{1n}^j) & \dots & h_L(kr_{1n}^j)Y_L^L(\theta_{1n}^j, \phi_{1n}^j) \\ \vdots & h_l(kr_{mn}^j)Y_l^l(\theta_{mn}^j, \phi_{mn}^j) & \vdots \\ h_0(kr_{Mn}^j)Y_0^0(\theta_{Mn}^j, \phi_{Mn}^j) & \dots & h_L(kr_{Mn}^j)Y_L^L(\theta_{Mn}^j, \phi_{Mn}^j) \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

la fonction de transfert « champ libre » entre la source complexe et la $j^{\text{ième}}$ antenne virtuelle. Le coefficient β_j traduit l'atténuation des ondes à chaque réflexion (voir Chapitre 2).

3.1.3 Résolution du problème inverse parcimonieux

Nous choisissons de résoudre le problème inverse associé au système (3.6) à l'aide de l'algorithme récursif *Orthogonal Matching Pursuit*, qui est ici adapté à la parcimonie par bloc [145, 146]. L'algorithme qui en découle est appelé BlockOMP, et permet de joindre les tâches de localisation des sources et d'estimation de la directivité. Les différentes étapes propres à sa réalisation sont résumées ci-dessous, tirées de Padois *et al.* [147]. Comme paramètres d'entrée, l'utilisateur impose le vecteur \mathbf{y} des observations du champ et le nombre N_{iter} d'itérations. Au lancement de l'algorithme, une étape d'initialisation permet de fixer le vecteur résidu \mathbf{y}_i et l'ensemble vide des indices \mathcal{K} . A chaque itération, ce résidu est projeté sur chaque bloc du dictionnaire. Celui le plus corrélé est sélectionné, et l'indice associé est stocké dans l'ensemble \mathcal{K} . Notons que nous ne travaillons pas directement avec les blocs \mathbf{H}_n , mais sur leur version orthogonalisée notée \mathbf{Q} et calculée via une décomposition QR [136] :

$$\mathbf{H}_n = \mathbf{Q}_n \mathbf{R}_n \quad (3.9)$$

Cette transformation est essentielle pour l'étape d'orthogonalisation qui suit, et son intérêt a été démontré numériquement par Peillot *et al.* [136]. On construit ensuite l'opérateur $\mathbf{\Pi}$ à partir de tous les blocs sélectionnés jusqu'alors. On actualise enfin le vecteur résidu, par une soustraction des contributions multipolaires déjà identifiées. Ces trois étapes se répètent jusqu'à atteindre N_{iter} .

Algorithm 1 Block Orthogonal Matching Pursuit (BlockOMP)**Entrées :** \mathbf{y} , $\tilde{\mathbf{Q}}$, N_{iter} *Initialisation :* $i \leftarrow 0$ *(indice associé aux boucles)* $\mathbf{y}_0 \leftarrow \mathbf{y}$ *(vecteur résidu)* $\mathcal{K} \leftarrow \emptyset$ *(Ensemble des indices des atomes)***while** $i < N_{\text{iter}}$ **do** $k \leftarrow \arg \max_n (\| \mathbf{Q}_n^H \cdot \mathbf{y}_i \|)$ *(Sélection de l'atome le plus corrélé)* $\mathcal{K} \leftarrow \mathcal{K} \cup k$ $\mathbf{\Pi} \leftarrow \mathbf{Q}_{\mathcal{K}} \mathbf{Q}_{\mathcal{K}}^\dagger$ *(Opérateur de projection orthogonal)* $\mathbf{y}_{i+1} \leftarrow \mathbf{y}_i - \mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{p}$ *(Actualisation du résidu)* $i \leftarrow i + 1$ **end while****Sortie :** \mathcal{K}

Finalement, l'estimation K -parcimonieuse de $\hat{\boldsymbol{\alpha}}$ se calcule analytiquement par une inversion généralisée :

$$\hat{\boldsymbol{\alpha}} = \mathbf{H}_{\mathcal{K}}^\dagger \mathbf{p} \quad (3.10)$$

Le nombre d'itérations est généralement fixé à partir du nombre de sources à identifier. S'il est connu, la reconstruction par l'algorithme BlockOMP est efficace. La solution (3.10) est estimée avec exactement le nombre de blocs nécessaire. En pratique, il est d'usage de le sur-estimer. Une fois les K sources détectées, les atomes suivants sont sélectionnés par corrélation avec des composantes de bruit. Il n'est pas utile de les conserver, au risque de biaiser l'estimation (3.10). Un indicateur pour restreindre la base de décomposition est l'évolution de la norme ℓ_2 du résidu à chaque itération [136, 147]. A partir de la $K^{\text{ième}}$ itération, l'énergie montre en effet une chute abrupte typique. Toute l'information utile pour décrire la pression \mathbf{p} est à ce moment extraite. Ce critère est intéressant quand la localisation de sources multipolaires est pratiquée à l'aveugle.

3.2 Simulation des performances de l'algorithme BlockOMP

BlockOMP

Plusieurs simulations permettent de jauger l'efficacité de l'algorithme BlockOMP. Elles sont conduites en condition de propagation en champ libre et en champ réverbéré. Le but est d'estimer la position de plusieurs sources dans la salle et leur directivité propre de façon correcte.

La configuration utilisée pour les simulations est illustrée en Figure 3.3. On simule le champ émis par trois sources directives à l'intérieur de l'antenne MODO. La lettre en indice fait référence dans la suite à leur nature complexe : **M**onopolaire (Y_0^0), **D**ipolaire (Y_1^1) et **Q**uadripolaire (Y_2^{-1}). Pour chacune, un unique coefficient $\alpha_{l,q}$ est activé, en imposant une amplitude unité et une phase égale à $-\pi/2$ ou $\pi/2$. Elles émettent de façon cohérente un même signal harmonique à la fréquence $f = 1700\text{Hz}$. Le RSB est imposé sur chaque signal par l'ajout d'un bruit blanc gaussien. Ces sources sont recherchées le long d'un domaine-source 3D de $4\text{m} \times 2\text{m} \times 2\text{m}$ centré sur l'antenne, et coïncident exactement sur des points du maillage. Le pas régulier est de $\Delta = 5\text{cm}$ soit 4 points par longueur d'onde. A ce degré de précision, si les sources sont estimées à tort sur une position voisine, les résultats de caractérisation seront fortement dégradés. Avec un total de 136161 positions candidates, elles présentent une distribution spatiale parcimonieuse ($K = 3$).

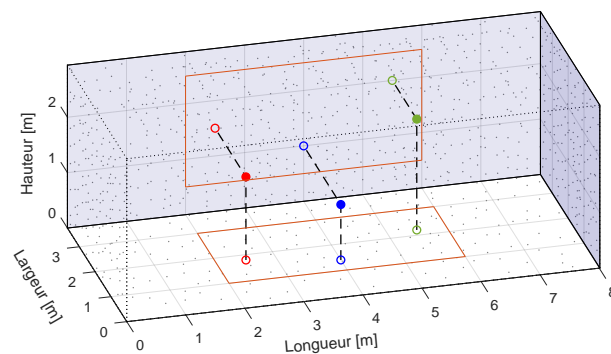


FIGURE 3.3 – Géométrie du problème simulé à l'intérieur de l'antenne MODO. Les sources à rayonnement monopolaire (rouge), dipolaire (bleu) et quadripolaire (vert) sont placées dans le domaine-source (rectangles oranges).

3.2.1 Condition de champ libre

Le milieu de propagation est libre de réflexions. Les parois de la salle sont supposées parfaitement absorbantes, en imposant un coefficient de réflexion nul. La pression aux microphones est calculée par la somme linéaire des contributions de chaque source, suivant le modèle multipolaire en champ libre (3.3). Pour la résolution du problème inverse, le dictionnaire $\tilde{\mathbf{H}}$ est construit suivant ce même modèle. Chaque bloc \mathbf{H}_n porte 9 composantes HS pour décrire la directivité des sources ($L = 2$).

Sur la Figure 3.4, les positions sélectionnées à chaque itération par l'algorithme BlockOMP sont marquées par une croix orange. Trois d'entre elles coïncident avec les positions vraies des

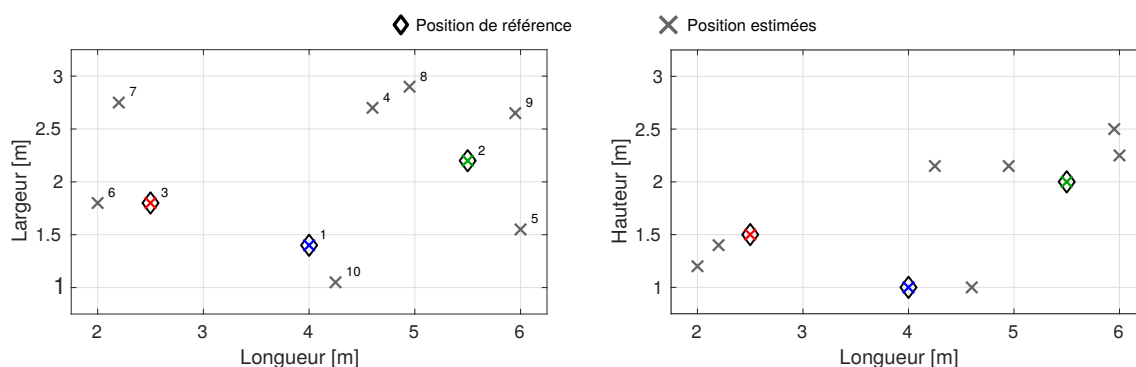


FIGURE 3.4 – Positions dans l'antenne MODO associées aux blocs sélectionnés successivement par l'algorithme BlockOMP. Les numéros correspondent à l'ordre de sélection.

sources. Ainsi, le dipôle est d'abord détecté, puis le quadripôle et enfin le monopôle. La localisation précise des sources complexes assure une estimation fiable de leur rayonnement. Si les blocs choisis représentent au mieux les contributions multipolaires émanant de chaque position, l'actualisation du résidu se réalise correctement à chaque itération. La finesse du domaine-source est à adapter par rapport à la fréquence d'étude. Avec un nombre de points suffisant par longueur d'onde, on réduit ainsi l'écart possible entre la position réelle et celle estimée. La principale contrainte de l'algorithme BlockOMP est son application en haute fréquence : la dimension du maillage demande automatiquement une demande en ressource mémoire plus élevée.

L'évolution de l'énergie du résidu est tracée en Figure 3.5. Après la troisième itération, l'énergie subit une chute brutale puis stagne autour d'un seuil égal au RSB imposé dans la

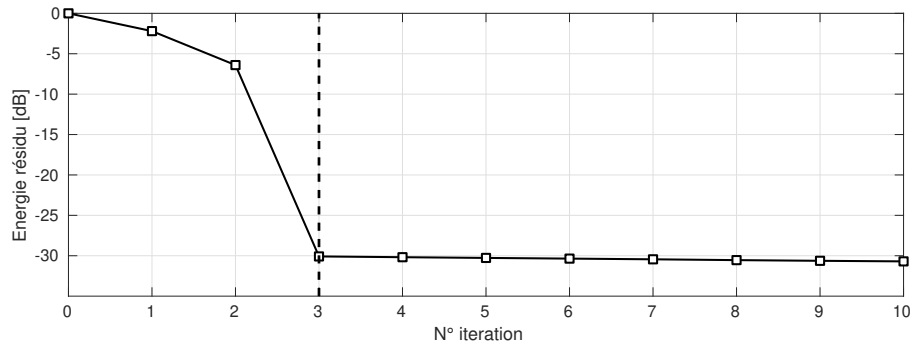


FIGURE 3.5 – Evolution de l'énergie du résidu calculée à chaque itération de l'algorithme BlockOMP. La limite en pointillées marque le nombre de sources présentes.

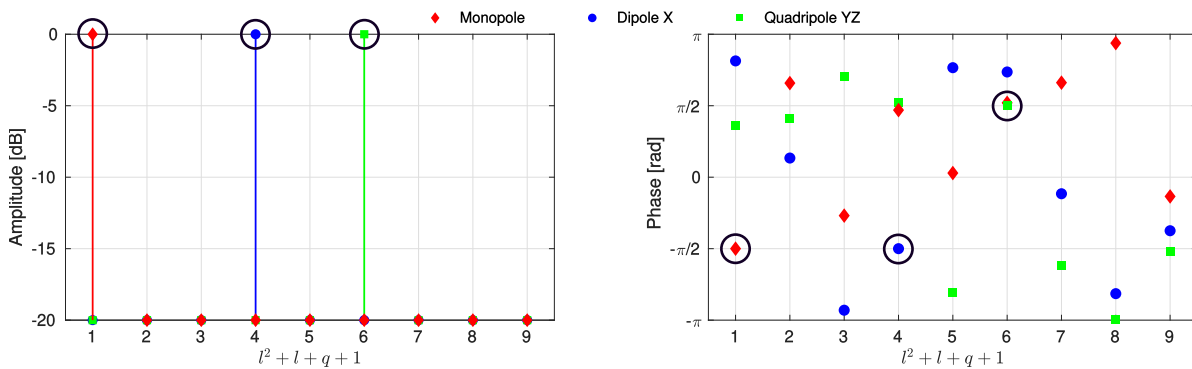


FIGURE 3.6 – Décomposition HS pour les trois sources simulées. Les composantes harmoniques à identifier sont marquées par un cercle noir.

simulation. A partir de ce moment, toutes les sources ont été détectées et le résidu ne contient alors que du bruit. Une fois l'algorithme stoppé, la matrice $\mathbf{H}_{\mathcal{K}}$ est formée en ne retenant que les trois premiers blocs sélectionnés.

Les coefficients spectraux estimés sont présentés en Figure 3.6. Les composantes HS propres à chaque source sont activés. On retrouve les bonnes valeurs en amplitude et en phase. Pour les coefficients de très faible amplitude, les valeurs de phase aléatoire n'ont que peu d'influence dans la reconstruction du champ.

3.2.2 Condition de champ réverbéré

La pression aux microphones est simulée de façon à reproduire un milieu de propagation réverbérant. Le temps de réverbération à l'intérieur de la salle est fixée à 1 seconde. Par la relation de Eyring, on impose un unique coefficient $\beta_m = 0.6$ à toutes les parois. La fonction de

transfert entre chaque source directive et chaque microphone est calculée en tenant compte des 1560 premières réflexions ($\Lambda = 10$). La Figure 3.7 montre une des réponses synthétisées dans le cas de la source dipolaire.

Afin de calibrer chaque source complexe, les fonctions de transfert directives sont comparées à une solution analytique de référence proposée par Pollow *et al.* [148]. Cette solution repose sur l’approche modale formulée pour une salle rectangulaire. La directivité des sources est intégrée par dérivation de l’expression du mode propre. Sur la Figure 3.7, les deux courbes présentent une évolution similaire. Elles se superposent sur la majorité des résonances, en amplitude comme en phase. Les différences de modèle restent négligeables, avec un écart moyen de -5dB .

L’objectif de cette simulation est de valider l’adaptation de l’algorithme BlockOMP grâce au principe des antennes virtuelles. On s’assure tout d’abord de la bonne convergence de l’algorithme, à travers l’évolution de l’énergie du résidu. Comme précédemment, le dictionnaire $\tilde{\mathbf{H}}$ est calculé en posant $L = 2$, soit 9 modes HS par bloc. Le nombre d’antennes virtuelles utiles est ici le paramètre testé, en faisant varier la valeur de l’ordre Λ . Sur la Figure 3.8, cette évolution est tracée pour $\Lambda = [1, 5, 10]$, soit une constellation de 6, 230 ou 1560 antennes virtuelles respectivement. La chute abrupte de l’énergie est plus facile à discerner à mesure que l’ordre Λ augmente. A $\Lambda = 1$ et $\Lambda = 5$, des problèmes surviennent lors de l’étape d’actualisation. En effet, la part d’énergie soustraite à chaque itération est issue du champ direct et d’un

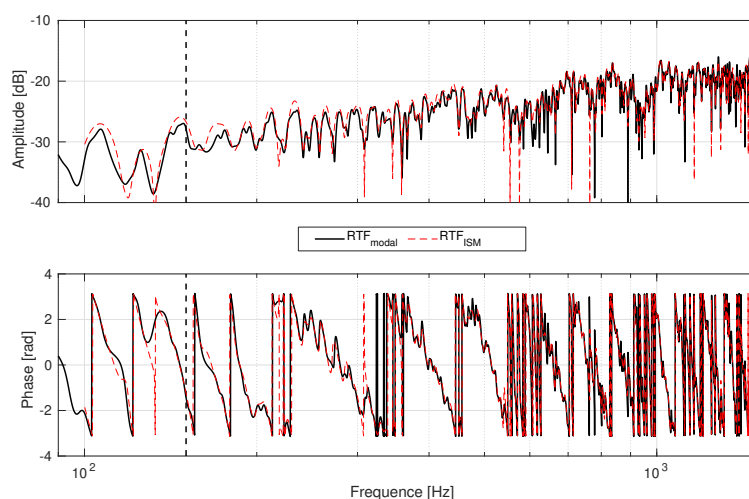


FIGURE 3.7 – Comparaison de deux fonctions de transfert simulées dans la salle MODO pour une source dipolaire, obtenue par combinaison de termes monopolaires déphasés (en rouge) ou par approche modale d’après Pollow *et al.* [148] (en noire). La ligne verticale marque la fréquence de Schröder du volume.

nombre limité de réflexions. Elle ne représente pas la totalité de la contribution multipolaire et réverbérée apportée par la source identifiée. La part d'énergie restante, apportée par les 1554 réflexions suivantes pour $\Lambda = 1$ (ou aux 1330 réflexions suivantes pour $\Lambda = 5$), persiste alors dans le résidu au fil des itérations. La décroissance est de ce fait très faible. Pour $\Lambda = 1$, cette évolution n'apporte pas d'information sur le nombre de sources présentes. Pour $\Lambda = 5$, la chute d'énergie apparaît légèrement à partir de la troisième itération. En revanche, pour $\Lambda = 10$, l'évolution ressemble plus à celle observée sur la Figure 3.5. Une fois les trois sources identifiées, la chute d'énergie est nettement visible, signe d'une convergence de l'algorithme BlockOMP. Pour cause, les blocs sélectionnés représentent de façon exacte le modèle direct. La quantité d'énergie extraite à chaque itération est celle réellement apportée par la vraie source. Après la transition, le niveau stagne autour d'une valeur qui n'est pas celle du RSB imposé. Cette surestimation de 10dB n'est ici pas un problème, dans le sens où la différence de niveau reste suffisante.

Construire le dictionnaire $\tilde{\mathbf{H}}$ demande toutefois des ressources en calcul d'autant plus importantes que l'ordre Λ est grand. Nous cherchons donc un compromis entre une identification des sources correcte et un temps de calcul optimisé. Pour cela, nous introduisons le facteur de corrélation

$$C = \frac{|\langle \mathbf{p}_{\text{interp}}, \mathbf{p}_{\text{ref}} \rangle|}{\|\mathbf{p}_{\text{interp}}\| \|\mathbf{p}_{\text{ref}}\|} \quad (3.11)$$

où les vecteurs \mathbf{p}_{ref} et $\mathbf{p}_{\text{interp}}$ sont respectivement le champ de référence et interpolé. Ils sont tous les deux reconstruits à partir de la relation (3.2), respectivement avec les coefficients spectraux théoriques et estimés. La valeur de la corrélation varie entre 0 et 100%, selon si les deux vecteurs sont différents ou équivalents. La Figure 3.9 représente la variation de cette corrélation en

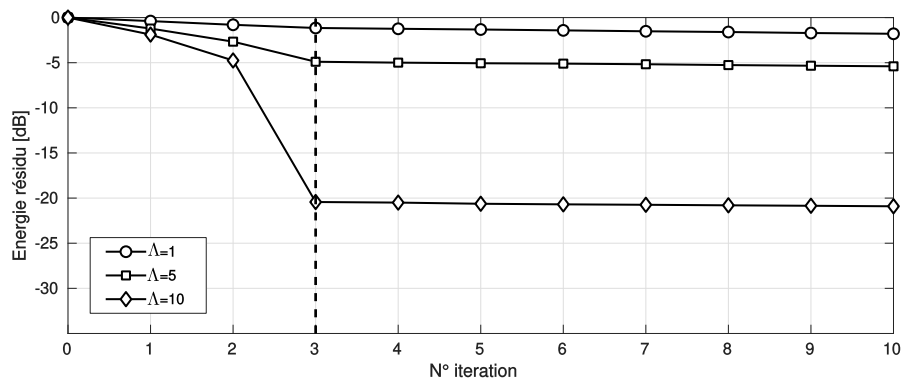
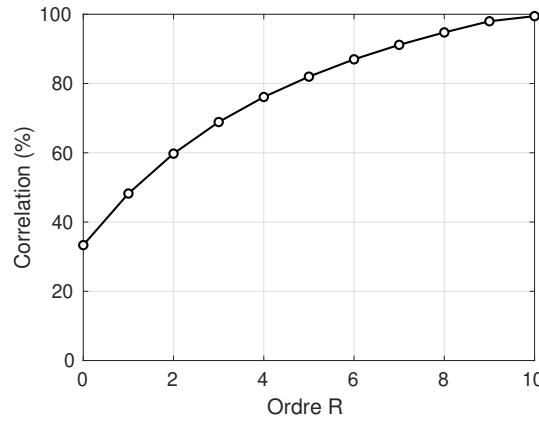
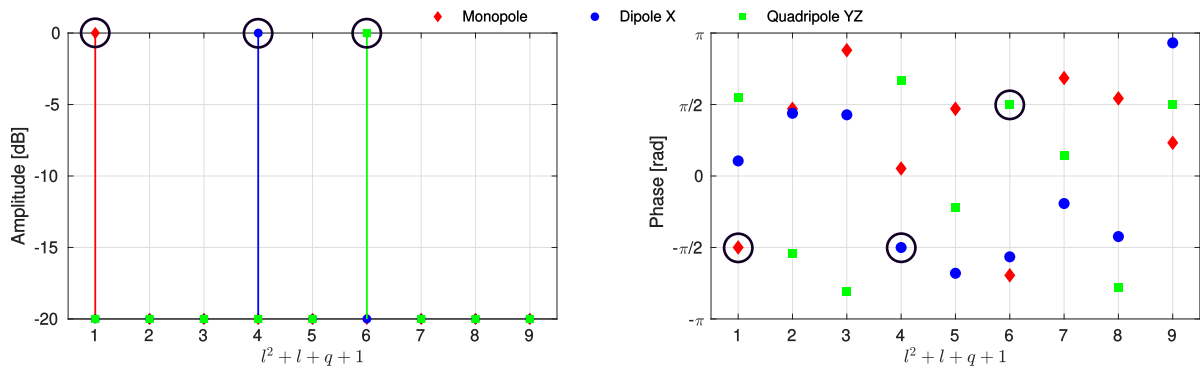


FIGURE 3.8 – Evolution de l'énergie du résidu en fonction de l'ordre des réflexions Λ . La limite en pointillées indique le nombre de sources présentes.

FIGURE 3.9 – Variation de la corrélation (3.11) en fonction de l'ordre des réflexions Λ .FIGURE 3.10 – Décomposition HS pour les trois sources, pour un ordre de réflexion $\Lambda = 7$. Les composantes harmoniques à identifier sont marquées par le cercle noir.

fonction de Λ . Comme espéré, le maximum de corrélation est atteint pour $\Lambda = 10$. L'estimation devient toutefois acceptable dès $\Lambda = 7$, avec $C = 91\%$. Les coefficients spectraux estimés à cet ordre sont présentés sur la Figure 3.10. Pour chaque source, l'unique composante activée est correctement identifiée en amplitude et en phase, en comparaison avec la Figure 3.6. Les autres composantes de la décomposition sont estimées avec une amplitude très faible, en partie à cause de l'énergie apportée par les réflexions non-comptabilisées dans le modèle. Toutefois, leur influence est très négligeable dans la reconstruction du champ.

En réalité, le couplage entre l'algorithme BlockOMP et la méthode IMM présente une limite liée à l'ordre Λ . À titre d'exemple, si les blocs \mathbf{H}_n sont calculés avec $\Lambda = 11$, le nombre d'antennes virtuelles utiles (2046) est surestimé par rapport au nombre nécessaire (1560). Dans ce cas, lors de l'étape d'actualisation, une contribution énergétique supplémentaire issue des 486 antennes virtuelles supérieures est ajoutée au résidu. La taille de la constellation formée

par les antennes virtuelles est à adapter au mieux par rapport aux conditions expérimentales. On peut par exemple imposer une limite physique, en ne retenant que les images éloignées d'une distance proportionnelle au temps de mélange de la salle.

3.3 Expérience d'identification de sources complexes

Une série d'expériences est menée à l'intérieur de la salle MODO. L'objectif est de valider en pratique la méthode d'identification proposée. Les directivités des sources électroacoustiques étalonnées dans le Chapitre 1 sont utilisées comme mesure de référence. Nous souhaitons retrouver la nature complexe de chaque source à l'aide de l'algorithme BlockOMP adapté.

Les sources sont placées arbitrairement à l'intérieur de la salle. La positions relevée au télémètre laser et l'orientation (θ_0, ϕ_0) de chacune sont listées dans le Tableau 3.1. Contrairement à une translation, la rotation d'une source amène à une nouvelle distribution d'amplitude entre les coefficients d'un même ordre. Les décompositions HS de référence doivent être transformées pour tenir compte de ces orientations. Nous appliquons une méthode récursive développée par Ivanic et Ruedenberg [149]. Elle permet de calculer, à partir des orientations selon chaque axe, les matrices de transformation à appliquer sur les coefficients spectraux. L'implémentation choisie est tirée des travaux de Politis [150].

La localisation dans la salle s'effectue le long d'un domaine-source de $4\text{m} \times 2.5\text{m} \times 1.5\text{m}$, avec un pas du maillage $\Delta = 5\text{cm}$. Dans tout ce domaine, une distribution spatiale très parci-

	Position (1)	Position (2)	Position (3)
Nature	Dipole	Dipole	Quadripole
Position [m]	[4.02, 2.04, 1.40]	[5.09, 1.28, 1.83]	[3.15, 1.30, 1.12]
Orientation [°]	(0, 0)	(40, 0)	(0, 0)
	Position (4)	Position (5)	
Nature	Quadripole	Cardioïde	
Position [m]	[5.25, 1.43, 0.95]	[4.57, 3.04, 1.69]	
Orientation [°]	(-90, -45)	(-90, 0)	

TABLE 3.1 – Liste des positions et orientations affectées à chaque source testée.

monieuse des sources est admise, avec $K = 1$. Ainsi, l'algorithme BlockOMP est stoppé après la première itération, et le rayonnement est reconstruit avec l'unique bloc sélectionné. Pour la construction de la matrice $\tilde{\mathbf{H}}$, une constellation formée par les 129 premières antennes virtuelles ($\Lambda = 4$) est considérée. Chaque bloc \mathbf{H}_n forme une base de 9 modes HS ($L = 2$).

Dans chaque scenario, le protocole expérimental est identique. Séparément, les sources émettent une séquence de bruit blanc d'une durée de 10 secondes. Le champ acoustique est enregistré par les 1024 voies de l'antenne MODO. En parallèle, le signal en sortie de l'amplificateur est redirigé vers l'une des voies analogiques de l'interface *Megamicros*. Cette mesure annexe sert de référence temporelle de l'enregistrement, pour estimer un interspectre entre le signal de référence et la sortie de chaque MEMS. Le calcul est effectué via une procédure de Welch, avec une fenêtre de Hanning de 4096 points et un recouvrement de 2048 points. Le vecteur mesure \mathbf{y} à la fréquence f est finalement extrait de ces interspectres, servant comme variable d'entrée pour l'algorithme BlockOMP.

Dans cette simulation, la précision de localisation et l'erreur de reconstruction de la directivité sont évaluées en fonction du nombre de microphones utilisés sur l'antenne. On cherche ainsi le nombre minimal de microphones requis pour une identification correcte des sources. Pour cela, nous utilisons plusieurs métriques pour noter en pratique l'efficacité de l'algorithme BlockOMP. D'une part, la précision de localisation de chaque source, en chaque position, est définie par l'erreur absolue Δr entre la position relevée *in situ* et la position estimée par BlockOMP. D'autres part, la qualité d'identification des sources est définie par le facteur de coefficient définie en (3.11) entre les champs p_{ref} et p_{interp} . Ces derniers sont reconstruits sur la sphère unité d'après (3.2), à partir des $(L + 1)^2$ coefficients spectraux de référence et estimés. Quand

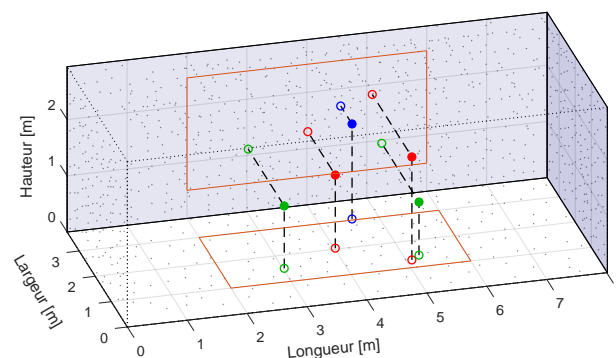


FIGURE 3.11 – Géométrie de l'expérience menée à l'intérieur de l'antenne MODO. La source D (rouge), la source Q (vert) et la source Y (bleu) sont placées dans le domaine-source (rectangles oranges).

ce facteur vaut 1, les deux champs sont similaires en amplitude et en phase. Nous définissons également l'erreur moyenne

$$\epsilon = \frac{\|\mathbf{p}_{\text{ref}} - \mathbf{p}_{\text{interp}}\|^2}{\|\mathbf{p}_{\text{ref}}\|^2}$$

donnant une valeur proche de 0dB quand les deux champs présentent des écarts importants. Seul le facteur de corrélation importe dans ces expériences, puisqu'il est quasiment invariant par rotation de la source. L'erreur moyenne est apportée ici pour indiquer si la vraie orientation de la source est bien retrouvée en pratique.

3.3.1 Scenario n°1 : analyse d'une source dipolaire

Un haut-parleur nu est placé en deux positions successives dans la salle, marquées en rouge sur la Figure 3.11. L'analyse est réalisée à la fréquence $f = 500\text{Hz}$, où le régime de la source est purement dipolaire et s'accorde au mieux avec le modèle théorique du piston non-bafflé (voir Chapitre 1).

La source est placée sur sa première position (notée (1) dans le Tableau 3.1). Sa décomposition HS est présentée sur la Figure 3.18a.

La nature dipolaire de la source est retrouvée. Les valeurs d'amplitude et de phase du coefficient n°4 (Y_2^2) sont bien estimées. L'amplitude des autres coefficients reste contenue sur de faibles niveaux. Les champs \mathbf{p}_{ref} et $\mathbf{p}_{\text{interp}}$ recomposés sur la sphère unité sont présentés sur les Figures 3.18b et 3.18c, montrant le comportement dipolaire attendu.

La source est placée sur sa deuxième position (notée (2) dans le Tableau 3.1). Elle est cette fois tournée à 40° en azimut. Sa décomposition HS est présentée sur la Figure 3.19a. La composante n°4 est légèrement atténuée au profit de la composante n°2 (Y_1^{-1}). Comme attendu, l'énergie contenue dans les coefficients d'ordre $l = 1$ est répartie suite à la rotation. Les valeurs d'amplitude et de phase sur ces deux composantes sont correctement estimées. La différence relative entre leur phase est maintenue. Les champs \mathbf{p}_{ref} et $\mathbf{p}_{\text{interp}}$ recomposés sur la sphère unité sont présentés sur les Figure 3.19b et 3.19c. De légères distorsions apparaissent sur $\mathbf{p}_{\text{interp}}$, avec un aplatissement du lobe par rapport à la reconstruction 3.19c.

Pour cette source, la Figure 3.12 présente l'erreur de localisation, le facteur de corrélation et l'erreur de reconstruction en fonction du nombre de microphones sur l'antenne. Les distorsions visibles sur la Figure 3.18c expliquent l'erreur de reconstruction plus élevée sur la position (2).

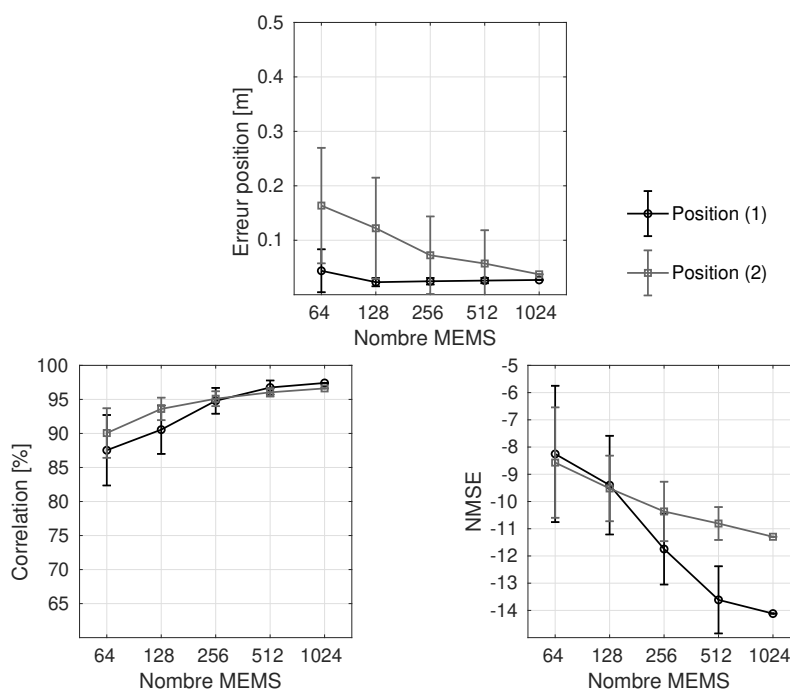


FIGURE 3.12 – Pour la source dipolaire, en fonction du nombre de microphones sur l'antenne : (a) Erreur de localisation Δr ; (b) Erreur d'identification (corrélation et NMSE).

3.3.2 Scenario n°2 : analyse d'une source quadripolaire

Cette source est formée par deux haut-parleurs identiques, espacés d'une distance de 26cm et orientés dans des directions opposées (voir Figure 3.13). Le rayonnement attendu pour ce type de configuration est quadripolaire [32]. La directivité n'a pas été étalonnée en amont grâce à l'antenne *Demilune*. Elle est donc synthétisée numériquement à partir de la décomposition HS propre à chaque haut-parleur. On reconstruit ainsi le rayonnement produit par une combinaison de deux dipôles, en parallèle et en opposition de phase. L'expérience d'identification de la source permettra ainsi de valider cette synthèse. Ce couple de haut-parleurs est placé en deux positions successives dans la salle, marquées en vert sur la Figure 3.11. L'application de BlockOMP est réalisée à la fréquence $f = 500\text{Hz}$.

La source est placée sur sa première position (notée (3) dans le Tableau 3.1). La décomposition HS en cette position est présentée en Figure 3.14a. La composante n°5 (Y_2^{-2}) de plus forte amplitude, ainsi que la composante n°2 (Y_1^{-1}), sont bien identifiées, en accord avec la mesure de référence. Leur différence de phase relative est également maintenue. Toutefois, la décomposition HS est altérée par les composantes n°1 (Y_0^0), n°3 (Y_1^0) et n°9 (Y_2^2) d'amplitude



FIGURE 3.13 – Photographie de la source Q testée dans la salle MODO.

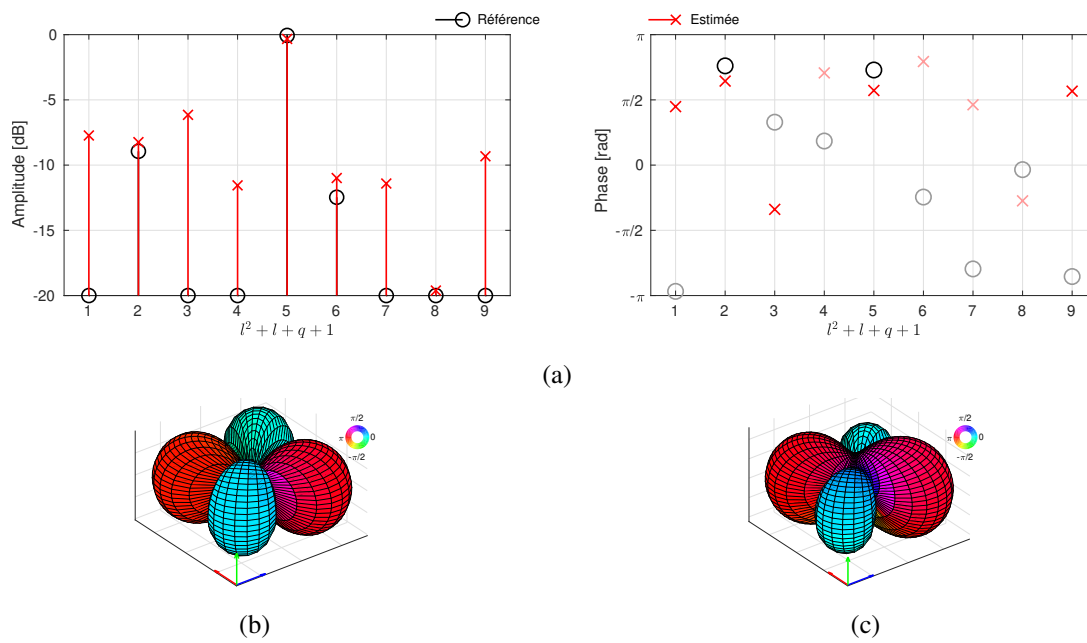


FIGURE 3.14 – Pour la source quadripolaire en position (3), (a) estimation des coefficients spectraux par BlockOMP; puis reconstruction sur la sphère unité à partir des coefficients (b) de référence et (c) estimés.

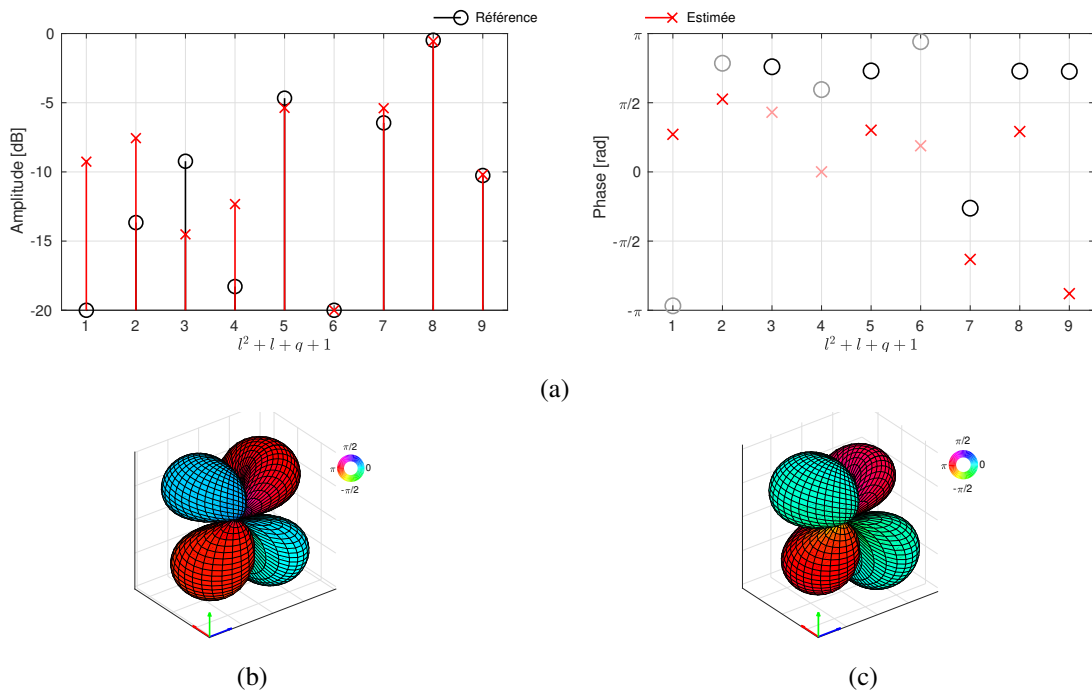


FIGURE 3.15 – Pour la source quadripolaire en position (4), (a) estimation des coefficients spectraux par BlockOMP; puis reconstruction sur la sphère unité à partir des coefficients (b) de référence et (c) estimés.

non-négligeable. Les champs \mathbf{p}_{ref} et $\mathbf{p}_{\text{interp}}$ recomposés sur la sphère unité sont présentés en Figure 3.14b et 3.14c. La reconstruction 3.14c est distordue, avec une dissymétrie des quatre lobes. Ceci peut être expliqué par la présence de la barre de maintien vertical, qui interfère sur le rayonnement. Nous retrouvons malgré tout le comportement quadripolaire attendu pour cette source.

La source est placée sur sa deuxième position (notée (4) dans le Tableau 3.1). Elle est tournée de -90° en azimut et de -45° en élévation. L'erreur de localisation sur cette position est de $\Delta r \approx 2\text{cm}$. Du fait de la fixation flexible sur la barre métallique, les haut-parleurs sont légèrement inclinés sous l'effet de leur poids. Les membranes cohabitent dans un plan très légèrement oblique. Ce décalage est pris en compte dans la rotation de la mesure de référence. La décomposition HS en cette position est présentée en Figure 3.15a. Les composantes n°5 (Y_2^{-2}), n°7 (Y_2^0) et n°8 (Y_2^1) sont correctement estimées, comme prévu en théorie. Pour ces coefficients, l'écart de phase avec la mesure de référence est plus prononcé. Néanmoins, leur différence relative de phase est conservée. La composante n°3 (Y_1^0) est en revanche mal identifiée. Comme précédemment, l'amplitude sur-estimée des autres composantes altère la reconstruction de la source. Les champs \mathbf{p}_{ref} et $\mathbf{p}_{\text{interp}}$ recomposés sur la sphère unité sont présentés en Figure 3.15b et 3.15c, le comportement quadripolaire est celui attendu. Le champ estimé est très distordu.

Pour cette source, la Figure 3.16 présente l'erreur de localisation, le facteur de corrélation et l'erreur de reconstruction en fonction du nombre de microphones sur l'antenne. Pour la deuxième source, on retrouve un seuil limite similaire à partir $M = 256$, autant pour le facteur de corrélation que pour l'erreur de reconstruction.

3.3.3 Scenario n°3 : analyse d'une enceinte amplifiée

L'enceinte pré-amplifiée est placée en une position dans la salle, marquée en bleu sur la Figure 3.11. Sur cette position, la source est tournée à -90° en azimut. L'application de BlockOMP est réalisée à la fréquence $f = 1000\text{Hz}$.

La décomposition HS en cette position est présentée sur la Figure 3.17a. Les composantes n°1 (Y_0^0) et n°2 (Y_1^{-1}) sont correctement identifiées, en amplitude et en phase. On retrouve ainsi le comportement cardioïde attendu. L'identification est fortement bruitée, avec une amplitude sur-estimée pour les autres composantes. Les champs \mathbf{p}_{ref} et $\mathbf{p}_{\text{interp}}$ recomposés sur la sphère unité sont présentés en Figure 3.17b et 3.17c, montrant le comportement cardioïde attendu avec

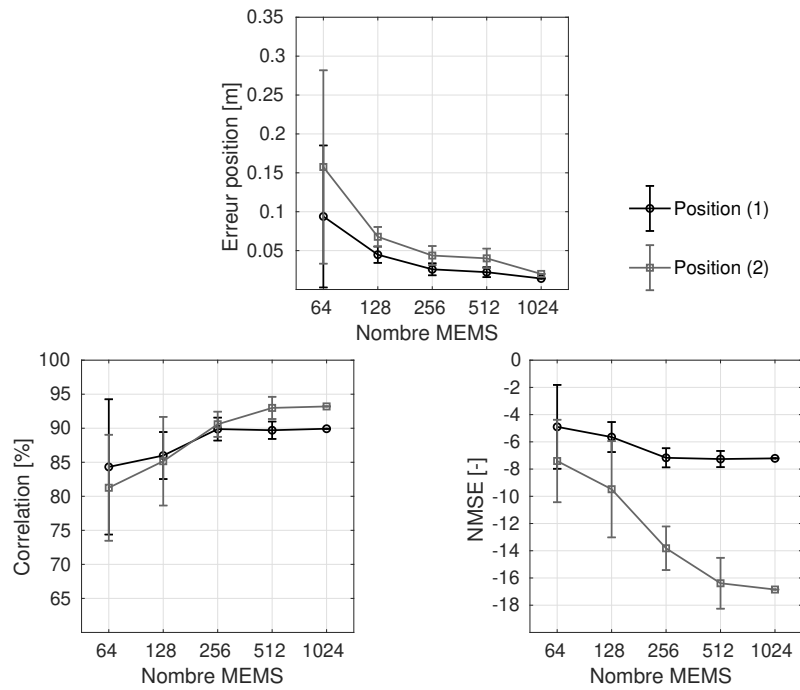


FIGURE 3.16 – Pour la source quadripolaire, (en haut) Erreur de localisation Δr ; (à gauche) Facteur de Corrélation; (à droite) Erreur de reconstruction.

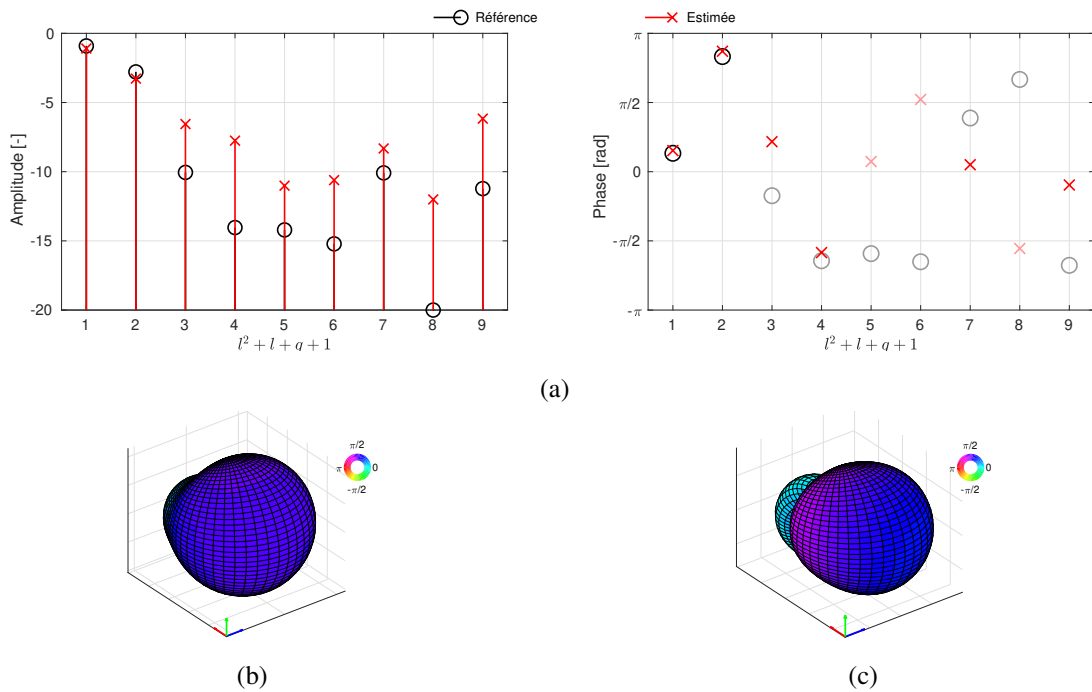


FIGURE 3.17 – Pour l'enceinte amplifiée en position (5), (a) estimation des coefficients spectraux par BlockOMP; puis reconstruction sur la sphère unité à partir des coefficients (b) de référence et (c) estimés.

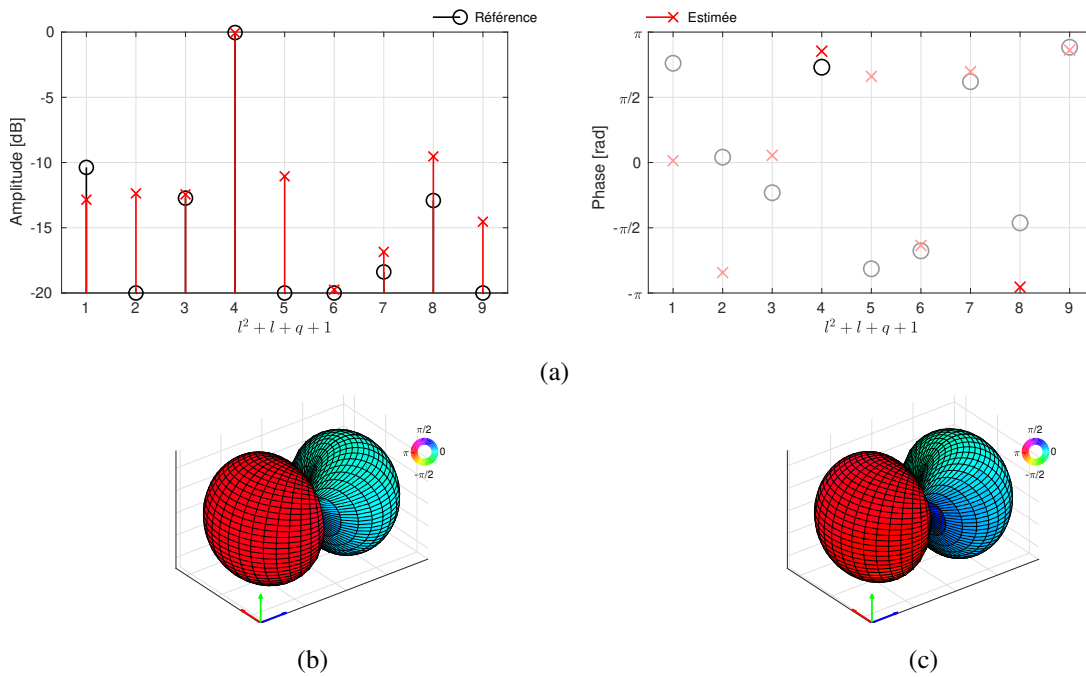


FIGURE 3.18 – Pour la source dipolaire en position (1), (a) estimation des coefficients spectraux par BlockOMP ; puis reconstruction sur la sphère unité à partir des coefficients (b) de référence et (c) estimés.

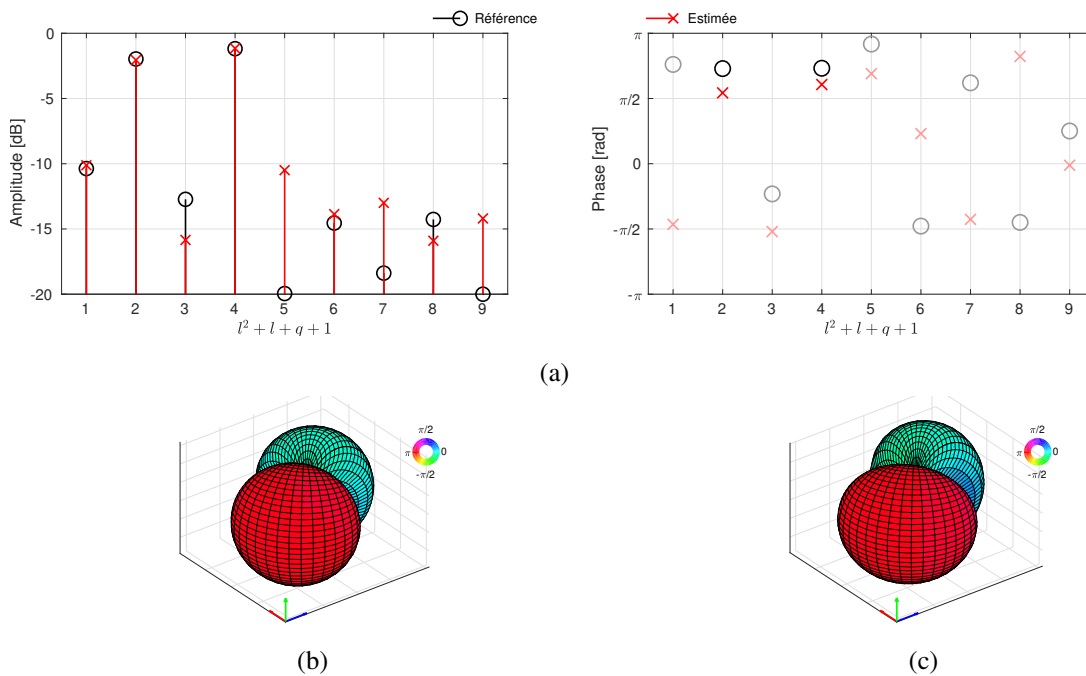


FIGURE 3.19 – Pour la source dipolaire en position (2), (a) estimation des coefficients spectraux par BlockOMP ; puis reconstruction sur la sphère unité à partir des coefficients (b) de référence et (c) estimés.

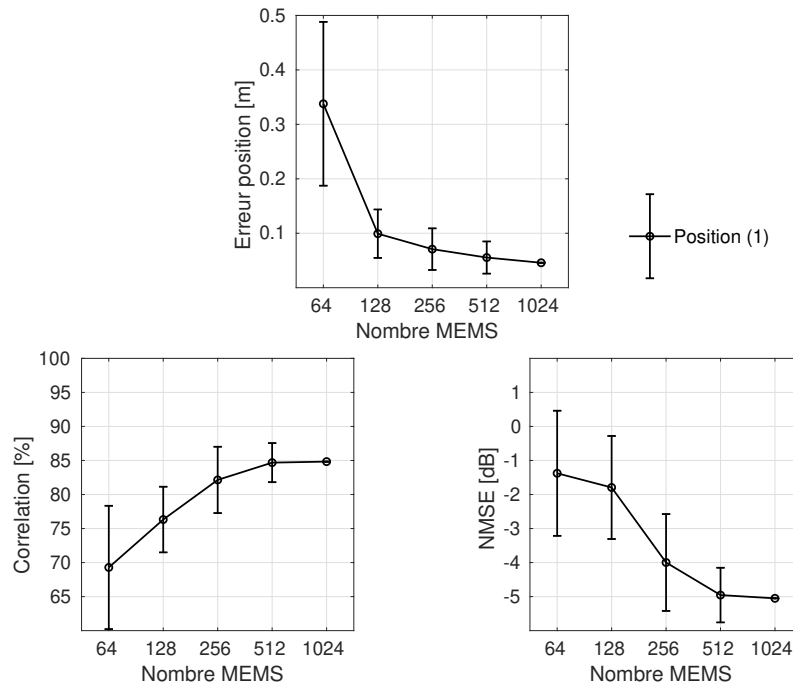


FIGURE 3.20 – Pour l’enceinte amplifiée : (en haut) Erreur de localisation Δr ; (à gauche) Facteur de Corrélation; (à droite) Erreur de reconstruction.

une légère proéminence du lobe arrière.

Pour cette source, la Figure 3.20 présente l’erreur de localisation, le facteur de corrélation et l’erreur de reconstruction en fonction du nombre de microphones sur l’antenne.

3.3.4 Scenario n°4 : localisation d’une voix humaine

Pour cette dernière expérience, nous cherchons à identifier à l’aveugle un locuteur à l’intérieur de la salle MODO. Les résultats qui suivent sont issus d’essais portant sur la mesure de directivité de la voix chantée. Une personne émet le phonème /a/, avec une intonation normale et de façon stable. Pour accélérer la recherche, nous effectuons en premier lieu une pré-étape de localisation par formation de voies. Les fonctions de transfert de la salle sont calculées avec 129 antennes virtuelles ($\Lambda = 4$). La Figure 3.21 présente le champ ainsi reconstruit à 985Hz, à une hauteur de 1.80m.

La cartographie présente une très bonne dynamique, avec très peu de lobes secondaires. On distingue le locuteur au niveau du lobe principal, situé en $\mathbf{r}_0 = [2.50, 1.98, 1.80]$ m. L’algorithme BlockOMP est ensuite appliqué sur un domaine contraint autour de cette position, pour placer

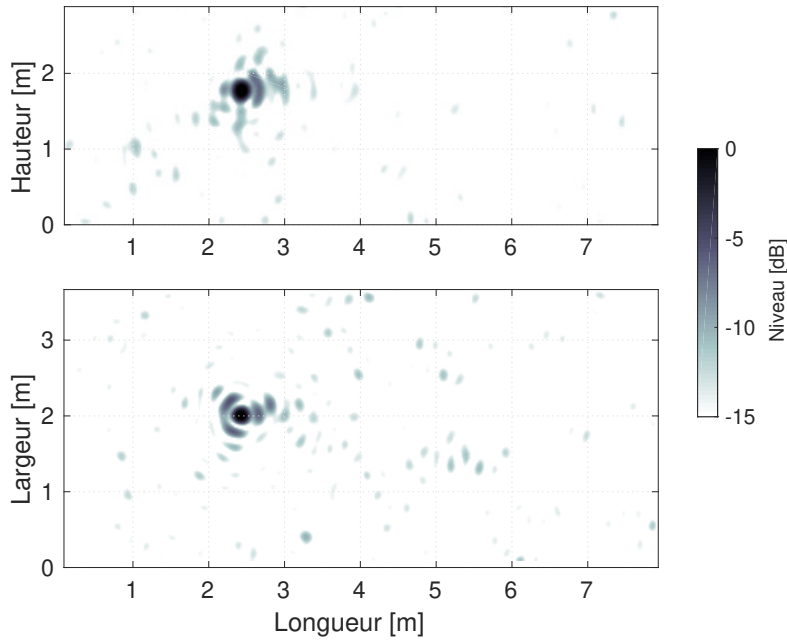


FIGURE 3.21 – Résultat de l’algorithme BF selon le plan horizontal (en bas) et vertical (en haut) passant par le locuteur.

l’origine de la base de décomposition sur le centre acoustique du locuteur. La décomposition HS et la projection sur la sphère unité sont présentées en Figure 3.22 Seules les valeurs d’amplitudes sont représentés, par manque de mesure de référence pour comparaison. On retrouve le comportement cardioïde propre à la directivité de la voix. Ce résultat concorde par exemple avec les résultats expérimentaux obtenus par Monson *et al.* [34].

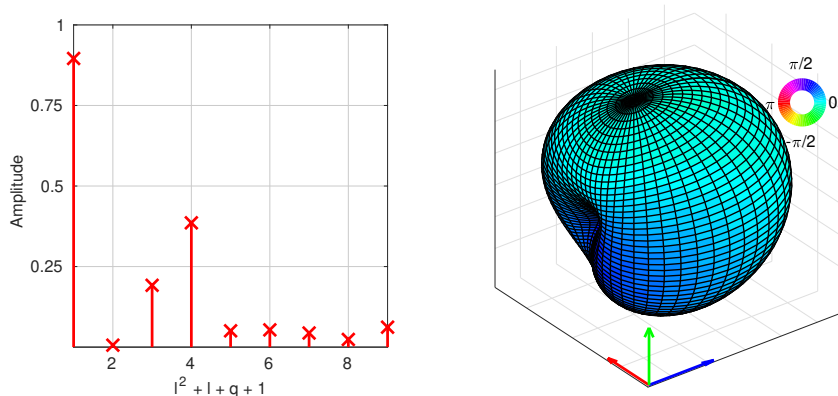


FIGURE 3.22 – A droite, identification HS obtenue à l’ordre $L = 2$ pour un locuteur situé dans la salle ; à gauche, Reconstruction du champ de pression sur la sphère unité à partir des coefficients estimés.

3.3.5 Discussion

Le Tableau 3.2 synthétise les résultats de caractérisation des sources par l'algorithme BlockOMP en milieu réverbérant. Ils sont évalués sachant une sélection aléatoire de $M = 256$ microphones sur l'antenne MODO. Pour chaque source, l'écart de positionnement, le facteur de corrélation ainsi que l'erreur de reconstruction sont indiqués.

Source	N° Position	Δr	C	ϵ
Dipolaire	Position (1)	$4 \pm 0.6\text{cm}$	95%	$-10 \pm 1\text{dB}$
	Position (2)	$7 \pm 7\text{cm}$	95%	$-11 \pm 1\text{dB}$
Quadripolaire	Position (3)	$4 \pm 1\text{cm}$	91%	$-7 \pm 1\text{dB}$
	Position (4)	$3 \pm 0.7\text{cm}$	90%	$-14 \pm 1.6\text{dB}$
Cardioïde	Position (5)	$7 \pm 4\text{cm}$	82%	$-4 \pm 1.4\text{dB}$

TABLE 3.2 – Synthèse des résultats d'expérience : écart de positionnement, facteur de corrélation et erreur de reconstruction pour chaque source, sachant une sélection aléatoire de $M = 256$ microphones sur l'antenne.

Les Figures 3.12, 3.16 et 3.20 montrent ainsi une augmentation des performances de l'algorithme à mesure que M augmente. Dans l'ensemble, même en choisissant un nombre réduit de microphones, les sources directives sont correctement détectées et identifiées. L'écart Δr est toujours équivalent au pas Δ du maillage du domaine-source. Avec l'intégration du modèle de propagation multipolaire, on localise le vrai centre acoustique des sources. La corrélation supérieure ou égale à 90% pour les sources dipolaires et quadripolaires valide leur identification. Dans le cas de l'enceinte amplifiée, la corrélation est plus faible mais reste correcte. La méthode de caractérisation proposée permet ainsi de retrouver la directivité des sources testées. Enfin, les reconstructions se révèlent précises, avec un taux d'erreur faible. L'enceinte amplifiée est la source la plus difficile à identifier. Dans ce cas, les 1024 microphones de l'antenne doivent être employés pour maximiser la qualité de l'identification.

Un point important concerne le problème du *polar gap* [151]. L'estimation de la directivité suppose de mesurer le champ rayonné suivant une sphère complètement fermée. C'est par exemple le cas dans le Chapitre 1, où le rayonnement des sources est évalué suivant un angle 4π stéradian. Or, principalement pour des problèmes d'ingénierie, il arrive parfois que ce champ

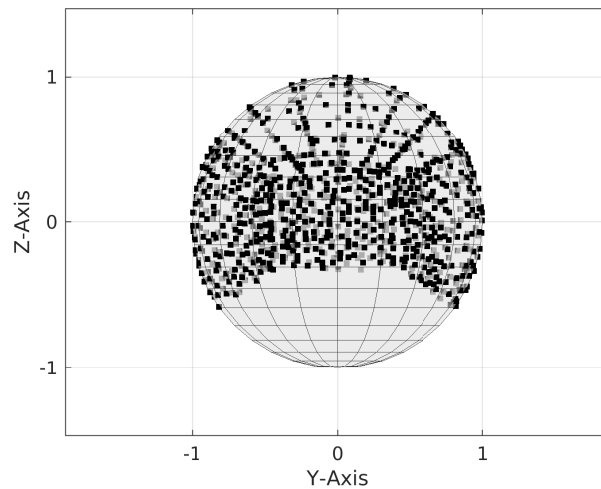


FIGURE 3.23 – Projection de l’antenne sur une sphère unité, vue depuis le centre de la salle, montrant la présence du *polar gap*.

soit inconnu dans plusieurs directions angulaires, par exemple au niveau du pôle inférieur. La décomposition en harmoniques sphériques est dans ce cas réalisée avec une information incomplète issue d’un maillage tronqué. Ce problème est rencontré dans la littérature sous le terme de *polar gap* [151]. En acoustique, il survient par exemple lors de l’évaluation expérimentale des fonctions HRTF d’une personne. Dans l’expérience menée par Carpentier *et al.*, le dispositif de mesure ne couvre pas la portion angulaire située en-dessous de -50° en élévation, amenant à une perte d’environ 20% de la surface totale [152]. Des solutions existent pour contourner le *polar gap*. Nafees *et al.* proposent un nouveau schéma d’échantillonnage sur la sphère [153]. Les valeurs d’élévation ϕ_m sur les portions accessibles sont choisies pour stabiliser au mieux le problème. Simons et Dahlen préconisent l’emploi d’une autre base de décomposition, comme la base de fonctions de Slepian [151].

Dans le cas de l’antenne MODO, le *polar gap* est à considérer. La Figure 3.23 illustre une projection de l’antenne sur la sphère unité, vue par rapport au centre de la salle. Au pôle inférieur, un cône de 55° d’ouverture est vide de capteurs, ce qui fausse possiblement la description de la directivité avec les composantes HS orientées verticalement ($\forall q = 0$). Dans les résultats de simulation en condition libre, ce phénomène n’a pas été observé. La source quadripolaire verticale est en effet correctement localisée et caractérisée. En condition réverbérée, l’utilisation de la méthode IMM devient un atout. Le champ rayonné en direction du sol devient visible par les antennes virtuelles situées en $z \leq 0$. La surface microphonique enferme complètement la salle. Toutefois, le *polar gap* peut être une explication plausible aux erreurs d’identification

pour la source quadripolaire. Puisqu'il n'est pas possible de supprimer la réverbération propre à la salle MODO, cette hypothèse reste difficile à vérifier en pratique.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé une méthode de caractérisation des sources à directivité complexe en milieu réverbérant. La parcimonie fait référence ici au faible nombre de sources dans l'espace. La méthode est fondée sur une contrainte de parcimonie structurée, qui intègre la décomposition en harmoniques sphériques pour décrire le rayonnement des sources avec une bonne approximation. L'algorithme BlockOMP est employé pour résoudre le problème conjoint de localisation et d'identification des sources complexes. Les résultats expérimentaux prennent place dans l'antenne MODO décrite dans le Chapitre 2. Pour lever la contrainte liée à la réverbération de la salle, la fonction de transfert de la salle est intégrée dans l'inversion de ce problème inverse. On fait appel au formalisme des microphones-images, également introduit au Chapitre 2, pour tirer parti des premières réflexions.

Les directivités des sources étalonnées dans le Chapitre 1 servent comme mesure de référence. Dans l'ensemble, ces sources sont précisément localisées, avec une erreur limitée par le pas du maillage. De plus, leur directivité est correctement retrouvée. Nous retrouvons les composantes HS principales formant leur rayonnement. La caractérisation de sources dipolaires, quadripolaires et cardioïdes est concluante. Enfin, nous démontrons qu'il est possible de travailler avec un nombre restreint de microphones tout en assurant une qualité d'identification stable.

Des mesures complémentaires sont à réaliser, notamment dans le cas de plusieurs sources cohérentes ou incohérentes. L'algorithme BlockOMP est alors employé pour la caractérisation des sources, mais aussi pour la séparation de leur contribution respective. Par ailleurs, les sources testées dans ce manuscrit présentent un rayonnement relativement simple. La méthode d'identification doit être testée sur des sources naturelles, dont l'analyse devient possible avec ce type d'antenne.

Cependant, l'inversion (3.10) est très sensible aux perturbations de la mesure, qui influencent naturellement le conditionnement du problème. Le recours à des algorithmes de relaxation ℓ_1 s'avère une solution plus viable. La solution du problème inverse serait numériquement plus stable, au prix d'un temps de calcul beaucoup plus important. Ces algorithmes ont par ailleurs

été adaptés à la parcimonie structurée [154].

Certaines conditions propres à la construction du modèle parcimonieux, comme la propriété d'isométrie restreinte [155] ou la cohérence inter-blocs [156], n'ont pas été abordés dans ce manuscrit. Ces critères apportent cependant des informations dictant la bonne application des méthodes d'échantillonnage compressé. Il serait intéressant de vérifier le respect de ces conditions dans le cas de notre application, pour optimiser la résolution du problème inverse.

Conclusion générale

Les méthodes inverses classiques en traitement d'antennes se limitent généralement aux tâches de localisation des sources, ou bien d'estimation du niveau sonore émis par les sources. Ces dernières sont alors caractérisées uniquement par leur position dans l'espace et leur signature spectrale. Rarement la notion de directivité complexe est introduite dans ces méthodes. Cette signature spatiale est utile dans de nombreuses applications en ingénierie acoustique. En acoustique virtuelle, elle est nécessaire pour apporter à l'auditeur une simulation sonore plus immersive et réaliste. En spatialisation audio, l'optimisation du rayonnement d'une antenne de haut-parleur permet de recréer une ambiance sonore particulière, ou bien permet de contrôler activement les sources de bruit nuisibles dans une zone donnée. Elle est également importante pour comprendre le fonctionnement des systèmes vibroacoustiques, comme un instrument de musique ou un moteur d'avion. De nombreux phénomènes physiques sont ainsi définis par un motif de rayonnement particulier, et peuvent être mieux détectés en connaissant cette caractéristique intrinsèque. Enfin, la directivité joue un rôle important dans la communication entre individus, humain ou animal. Comprendre le rayonnement de la voix est un plus pour l'optimisation des systèmes de téléconférence ou des appareils mobiles multimedia.

La mesure de directivité nécessite de répartir les microphones en trois dimensions, de sorte à entourer partiellement ou totalement les sources à analyser. Les géométries d'antennes planes couramment employées dans la littérature ne permettent pas une telle captation du champ. De plus, dans certains cas, il n'est pas possible d'analyser les sources en conditions anéchoïques, et l'antenne doit alors se greffer autour de la source à analyser, dans des conditions peu favorables. La présence de la réverbération ajoute un facteur supplémentaire à traiter, afin de produire des résultats d'identification optimaux.

Les travaux présentés dans ce manuscrit visent à proposer une méthode métrologique pour caractériser complètement la complexité spatiale et spectrale des sources audibles en condi-

tions réelles. Elle comprend notamment la conception de l'antenne MODO, un réseau microphonique tridimensionnel de 1024 microphones MEMS digitaux répartis sur les parois d'une salle standard. L'antenne profite de la technologie *Megamicros* pour s'affranchir des limites technologiques imposées par les systèmes d'acquisition conventionnels. L'allègement matériel apporté par notre dispositif permet un déploiement massif de microphones MEMS, primordial pour englober totalement une zone spatiale étendue.

Étalonnage de sources par antenne sphérique à haute résolution Nous avons mis en pratique dans le Chapitre 1 le protocole expérimental classique propre à la mesure de directivité des sources sonores. La base de données de directivité de référence ainsi créée nous sert à valider la méthode proposée dans ce manuscrit. L'antenne sphérique déployée dans cette expérience d'étalonnage dispose d'un nombre de microphones jusqu'alors peu atteignable pour ce type de géométrie. Nous pouvons ainsi mesurer la directivité de sources électroacoustiques grâce à un réseau très dense, qui reste par ailleurs relativement facile à concevoir. Nous analysons ensuite une source à rayonnement dipolaire et deux sources à rayonnement cardioïde. Leur directivité est rapprochée à un modèle analytique simple, qui montre de bonnes concordances. La géométrie en arc de cercle est dans notre étude une solution efficace. La méthode peut être améliorée en rajoutant des microphones pour densifier la sphère. Une autre amélioration possible est de recourir à une sphère complète, mieux adaptée pour étudier n'importe quelle source naturelle, instationnaire ou transitoire. La grande quantité de microphones nécessaire n'est plus un problème grâce au système *Megamicros*.

Utilisation des antennes 3D pour l'imagerie acoustique Le Chapitre 2 a apporté les outils numériques pour caractériser les antennes 3D de forme arbitraire. Des indices de performances en focalisation ont été définis en analysant la réponse spatiale de ces antennes. Ces outils ont été appliqués à l'antenne MODO en simulation numérique. Les expériences menées ont vérifié leur pertinence. Ainsi, les antennes 3D possèdent : une résolution spatiale constante dans tout le volume, indépendante de la position des sources ; une dynamique supérieure grâce au nombre élevé de microphones ; une forte réjection des phénomènes de repliement spatial. Ces premiers résultats motivent l'utilisation des techniques haute-résolution, comme les algorithmes de déconvolution [157, 158]. Cependant, travailler avec autant de microphones, sur des maillages très fins de l'espace, provoque automatiquement une augmentation du temps de calcul et de la demande en ressources mémoires. Très récemment, de nouvelles stratégies basées sur une

formulation continue du problème d'imagerie ont vu le jour. Les techniques classiques de focalisation deviennent alors "*grid free*" [159, 160]. Ces méthodes apporteraient ici une solution intéressante afin de lever la limite liée aux grandes dimensions du problème.

Adaptation des techniques de focalisation en milieu réverbérant Nous avons également traité le problème lié à de la réverbération, en proposant l'utilisation de la méthode des microphones-images. Elle exploite l'information des signaux issus des réflexions aux parois de la salle. Son efficacité est surtout notable avec une antenne de plus petite dimension, permettant d'améliorer la dynamique de mesure et la qualité des cartographies reconstruites. Avec l'antenne MODO entière, la méthode des microphones-images n'est utile que pour la localisation des sources, en cassant les ambiguïtés entre champ direct et réflexions précoces. Dans ce manuscrit, la synthèse des fonctions de transfert repose sur un modèle analytique simple, qui ne prend pas en compte des phénomènes physiques plus complexes comme la diffusion aux parois ou la réverbération tardive. Malgré tout, l'approche du problème par les microphones-images a montré en pratique des performances concluantes. L'intégration des véritables fonctions de transfert de la salle sera forcément bénéfique. Si une mesure *in situ* complète n'est pas praticable, l'interpolation de ces fonctions de transfert reste une solution envisageable. Des méthodes existent et requièrent généralement une antenne compacte placée dans la salle. En revanche, la littérature ne recense pas de méthodes qui impliquent une antenne placée en bordure de la salle. Cette approche permettrait de reconstruire aisément les trajets de propagation en tout point de la salle MODO.

Parcimonie des sources directives Le Chapitre 3 propose une méthode d'analyse parcimonieuse qui facilite la caractérisation des sources directives en milieu réverbérant. Elle suppose un faible nombre de sources à l'intérieur de la salle. Le rayonnement des sources est intégré dans le modèle sous la forme d'harmoniques sphériques. Les fonctions de transfert de la salle sont comptabilisées grâce à la méthode des microphones-images, précédemment citée. L'algorithme récursif BlockOMP est choisi pour résoudre le problème inverse associé, pour obtenir rapidement et efficacement une bonne approximation de la solution. Les simulations numériques ont permis de montrer l'efficacité de la méthode pour localiser et caractériser des sources jusqu'à l'ordre 2 (monopoles, dipôles et quadripôles). Nous avons également pu retrouver la directivité des sources étalonnées dans le Chapitre 1 avec une bonne précision.

Pour conclure, l'antenne MODO est un outil de recherche unique, adapté à la validation des méthodes de résolution pour les problèmes inverses en milieu réverbérant. Elle pourra être

exploitée dans de nombreuses situations, comme par exemple :

- l'étude des mécanismes physiologiques propres à la voix chantée et parlée. La reproduction réaliste de la parole suppose de connaître ses caractéristiques de rayonnement dynamique complexe. La mesure expérimentale de la directivité de la voix fournira des clés pour améliorer les méthodes de synthèse physique.
- la mesure de directivité des instruments de musique. De nombreuses bases de données existent, réalisées en chambre anéchoïque avec des antennes sphériques comportant peu de microphones [161]. L'utilisation de l'antenne MODO permettrait d'accéder à une représentation plus précise de leur directivité, afin de déceler toutes les composantes complexes formant leur rayonnement.
- l'étude de la propagation dans des espaces habités, comme dans une salle de classe ou une chambre. On peut alors reproduire un scénario particulier à l'intérieur de la salle MODO en installant du mobilier spécifique (chaise, table, lit...), dans le but d'analyser les phénomènes de diffusion et de diffraction engendrés par ces obstacles. De tels expériences permettraient de mieux calibrer les modèles numériques pour ce type de lieu, pour par exemple optimiser les solutions de traitement acoustique.

Ces travaux démontrent également l'intérêt de déployer des grands réseaux 3D pour la métrologie acoustique. Ces systèmes ont l'avantage d'être adaptables à toutes les circonstances, pour par exemple :

- l'étude d'instruments de musique anciens, qui sont bien souvent impossibles à déplacer par soucis de conservation. L'analyse de leur rayonnement suggère alors d'adapter le dispositif de mesure à leur morphologie. Le déploiement d'un réseau englobant totalement un clavecin ou un piano à queue devient ainsi plus facile, et les méthodes développées dans ce manuscrit permettent de supprimer les contraintes liées à l'environnement de mesure.
- l'enregistrement complet d'un orchestre dans une salle de spectacle. Actuellement, seul une dizaine de microphones sont employés durant les concerts, pour optimiser la prise de son. Avec la possibilité d'une antenne 3D protéiforme, l'idée est de pouvoir englober totalement l'orchestre. En connaissant la signature acoustique du lieu, on peut facilement amoindrir l'influence néfaste de la réverbération. On peut alors analyser la nature directive de chaque instrument en situation de jeu, ou bien tenter d'optimiser la disposition de l'orchestre pour favoriser une projection homogène vers le public.

- le déploiement d'antennes dans des habitats écologiques complexes. On peut imaginer un grand réseau 3D déployé dans une jungle ou une forêt, pour détecter les individus par rapport à leurs cris. Le dispositif d'acquisition est très peu intrusif, grâce à la faible complexité matérielle. Avec des méthodes de classification par apprentissage supervisé, il est alors possible de recenser ou de dénombrer les espèces de façon automatique. La prise en compte des trajets de propagation acoustique dans ces milieux complexes (arbre, feuille, branche...) permet ainsi d'améliorer la robustesse de techniques de localisation et d'extraction du signal.

Bibliographie

- [1] C. Vanwynsberghe, R. Marchiano, F. Ollivier, P. Challande, H. Moingeon, and J. Marchal, “Design and implementation of a multi-octave-band audio camera for realtime diagnosis,” *Applied Acoustics*, vol. 89, pp. 281–287, 2015.
- [2] U. Michel, J. Helbig, B. Barsikow, M. Hellmig, and M. Schüttpelz, “Flyover noise measurements on landing aircraft with a microphone array,” in *4th AIAA/CEAS aeroacoustics conference*, p. 2336, 1998.
- [3] E. Latorre Iglesias, D. J. Thompson, M. Smith, T. Kitagawa, and N. Yamazaki, “Anechoic wind tunnel tests on high-speed train bogie aerodynamic noise,” *International Journal of Rail Transportation*, vol. 5, no. 2, pp. 87–109, 2017.
- [4] M. C. Wouter Ouwens and R. Scholte, “Transient acoustic analysis of a run-up of a car using a modular 4096 channel mems microphone array,” in *EuroNoise*, 31 May - 3 June, Maastricht 2015.
- [5] Y. T. Cho and M. J. Roan, “Adaptive near-field beamforming techniques for sound source imaging,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 125, no. 2, pp. 944–957, 2009.
- [6] T. Padois and A. Berry, “Two and three-dimensional sound source localization with beamforming and several deconvolution techniques,” *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 103, no. 3, pp. 392–400, 2017.
- [7] J.-L. Le Carrou, Q. Leclere, and F. Gautier, “Some characteristics of the concert harp’s acoustic radiation,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 127, no. 5, pp. 3203–3211, 2010.
- [8] X. E. Bernal, R. A. Page, M. J. Ryan, T. F. Argo IV, and P. S. Wilson, “Acoustic radiation patterns of mating calls of the túngara frog (*physalaemus pustuosus*) : Implications for

- multiple receivers,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 126, no. 5, pp. 2757–2767, 2009.
- [9] R. Porteous, Z. Prime, C. J. Doolan, D. J. Moreau, and V. Valeau, “Three-dimensional beamforming of dipolar aeroacoustic sources,” *Journal of Sound and Vibration*, vol. 355, pp. 117–134, 2015.
- [10] K. Nakadai, H. Nakajima, K. Yamada, Y. Hasegawa, T. Nakamura, and H. Tsujino, “Sound source tracking with directivity pattern estimation using a 64 ch microphone array,” in *2005 IEEE/RSJ International Conference on Intelligent Robots and Systems*, pp. 1690–1696, IEEE, 2005.
- [11] T. Halkosaari, M. Vaalgamaa, and M. Karjalainen, “Directivity of artificial and human speech,” *Journal of the Audio Engineering Society*, vol. 53, no. 7/8, pp. 620–631, 2005.
- [12] B. Katz and C. d’Alessandro, “Directivity measurements of the singing voice,” in *International Congress on Acoustics (ICA 2007)*, p. 6p, 2007.
- [13] M. Noisternig, F. Zotter, and B. F. Katz, “Reconstructing sound source directivity in virtual acoustic environments,” in *Principles and Applications of Spatial Hearing*, pp. 357–372, World Scientific, 2011.
- [14] M. Brandner, M. Frank, and D. Rudrich, “Dirpat—database and viewer of 2d/3d directivity patterns of sound sources and receivers,” in *Audio Engineering Society Convention 144*, Audio Engineering Society, 2018.
- [15] F. Zotter, “Sampling strategies for acoustic holography/holophony on the sphere,” *Proceedings of the 35th German Annual Conference on Acoustics (DAGA)*, 2009.
- [16] G. Behler, M. Pollow, and M. Vorländer, “Measurements of musical instruments with surrounding spherical arrays,” in *Proceedings of the Acoustics 2012 Nantes Conference*, Avril 2012.
- [17] O. Warusfel, E. Corteel, N. Misdariis, and T. Caulkins, “Reproduction of sound source directivity for future audio applications,” in *Proc. International Congress on Acoustics*, 2004.
- [18] C. Waltham, E. Koster, N. Smit-Anseeuw, and A. Zimmer, “Acoustic imaging of string instrument soundboxes,” in *Proceedings of Meetings on Acoustics ICA2013*, vol. 19, p. 035004, ASA, 2013.
- [19] P. Malcovati and A. Baschiroto, “The evolution of integrated interfaces for mems microphones,” *Micromachines*, vol. 9, no. 7, p. 323, 2018.

- [20] C. Vanwynsberghe, *Réseaux à grand nombre de microphones : applicabilité et mise en œuvre*. PhD thesis, Paris 6, 2016.
- [21] R. Leiba, R. Marchiano, N. Misdariis, and J. Marchal, “Urban acoustic imaging : from measurement to the soundscape perception evaluation,” in *INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings*, vol. 253, pp. 6803–6809, Institute of Noise Control Engineering, 2016.
- [22] A. Bussonnière, A. Antkowiak, F. Ollivier, M. Baudoin, and R. Wunenburger, “Sound of interfacial flows : Unraveling the forces shaping fast capillary flows using their acoustic signature,” *arXiv preprint arXiv :1810.05599*, 2018.
- [23] A. Mimani, D. Moreau, Z. Prime, and C. Doolan, “Enhanced focal-resolution of dipole sources using aeroacoustic time-reversal in a wind tunnel,” *Mechanical Systems and Signal Processing*, vol. 72, pp. 925–937, 2016.
- [24] J. Starkhammar, P. W. Moore, L. Talmadge, and D. S. Houser, “Frequency-dependent variation in the two-dimensional beam pattern of an echolocating dolphin,” *Biology letters*, vol. 7, no. 6, pp. 836–839, 2011.
- [25] W.-J. Lee, B. Falk, C. Chiu, A. Krishnan, J. H. Arbour, and C. F. Moss, “Tongue-driven sonar beam steering by a lingual-echolocating fruit bat,” *PLoS biology*, vol. 15, no. 12, p. e2003148, 2017.
- [26] K.-H. Frommolt and A. Gebler, “Directionality of dog vocalizations,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 116, no. 1, pp. 561–565, 2004.
- [27] M. M. Holt, B. L. Southall, S. J. Insley, and R. J. Schusterman, “Call directionality and its behavioural significance in male northern elephant seals, *mirounga angustirostris*,” *Animal Behaviour*, vol. 80, no. 3, pp. 351–361, 2010.
- [28] B. N. Postma, H. Demontis, and B. F. Katz, “Subjective evaluation of dynamic voice directivity for auralizations,” *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 103, no. 2, pp. 181–184, 2017.
- [29] M. Poletti and T. Betlehem, “Design of a prototype variable directivity loudspeaker for improved surround sound reproduction in rooms,” in *Audio Engineering Society Conference : 52nd International Conference : Sound Field Control-Engineering and Perception*, Audio Engineering Society, 2013.

- [30] H. Dunn and D. Farnsworth, "Exploration of pressure field around the human head during speech," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 10, pp. 184–199, Janvier 1939.
- [31] J. L. Flanagan, "Analog measurements of sound radiation from the mouth," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 32, no. 12, pp. 1613–1620, 1960.
- [32] D. A. Russell, J. P. Titlow, and Y.-J. Bommen, "Acoustic monopoles, dipoles, and quadrupoles : An experiment revisited," *American Journal of Physics*, vol. 67, no. 8, pp. 660–664, 1999.
- [33] S. A. Verburg and E. Fernandez-Grande, "Reconstruction of the sound field in a room using compressive sensing," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 143, no. 6, pp. 3770–3779, 2018.
- [34] B. B. Monson, E. J. Hunter, and B. H. Story, "Horizontal directivity of low-and high-frequency energy in speech and singing," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 132, no. 1, pp. 433–441, 2012.
- [35] J. Pätynen and T. Lokki, "Directivities of symphony orchestra instruments," *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 96, no. 1, pp. 138–167, 2010.
- [36] J. Pätynen and T. Lokki, "Evaluation of concert hall auralization with virtual symphony orchestra," *Building Acoustics*, vol. 18, no. 3-4, pp. 349–366, 2011.
- [37] M. Pollow, G. K. Behler, and B. Masiero, "Measuring directivities of natural sound sources with a spherical microphone array," in *Proceedings of the Ambisonics Symposium*, pp. 166–169, 2009.
- [38] F. Hohl and F. Zotter, "Similarity of musical instrument radiation-patterns in pitch and partial," *Proceedings of the 36th German Annual Conference on Acoustics (DAGA)*, 2010.
- [39] M. Noisternig and F. Zotter, "On the decomposition of acoustic source radiation patterns measured with surrounding spherical microphone arrays," *Proceedings of the 37th German Annual Conference on Acoustics (DAGA)*, 2011.
- [40] B. Rafaely, "Analysis and design of spherical microphone arrays," *IEEE Transactions on speech and audio processing*, vol. 13, no. 1, pp. 135–143, 2005.
- [41] B. Rafaely, *Fundamentals of Spherical Array Processing*. Springer, 2015.

- [42] D. Malham, “The early years of ambisonics at york,” in *Audio Engineering Society Conference : 2019 AES International Conference on Immersive and Interactive Audio*, Audio Engineering Society, 2019.
- [43] P. Lecomte, P.-A. Gauthier, C. Langrenne, A. Garcia, and A. Berry, “On the use of a lebedev grid for ambisonics,” in *Audio Engineering Society Convention 139*, Audio Engineering Society, 2015.
- [44] S. Kaneko, T. Suenaga, H. Akiyama, Y. Miyake, S. Tominaga, F. Shirakihara, and H. Okumura, “Development of a 64-channel spherical microphone array and a 122-channel loudspeaker array system for 3d sound field capturing and reproduction technology research,” in *Audio Engineering Society Convention 144*, Audio Engineering Society, 2018.
- [45] N. Hahn and S. Spors, “Continuous measurement of spatial room impulse responses on a sphere at discrete elevations,” in *Audio Engineering Society Convention 144*, Audio Engineering Society, 2018.
- [46] S. Hafezi, A. H. Moore, and P. A. Naylor, “3d acoustic source localization in the spherical harmonic domain based on optimized grid search,” in *2016 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing (ICASSP)*, pp. 415–419, IEEE, 2016.
- [47] G. Balmino, K. Lambeck, and W. M. Kaula, “A spherical harmonic analysis of the earth’s topography,” *Journal of Geophysical Research*, vol. 78, no. 2, pp. 478–481, 1973.
- [48] M. Rexer and C. Hirt, “Ultra-high-degree surface spherical harmonic analysis using the gauss–legendre and the driscoll/healy quadrature theorem and application to planetary topography models of earth, mars and moon,” *Surveys in Geophysics*, vol. 36, no. 6, pp. 803–830, 2015.
- [49] R. Green, “Spherical harmonic lighting : The gritty details,” in *Archives of the Game Developers Conference*, vol. 56, p. 4, 2003.
- [50] F. Guilloux, *Analyse harmonique et Estimation spectrale sur la Sphère. Applications à l’étude du Fond diffus cosmologique*. PhD thesis, Université Paris-Diderot-Paris VII, 2008.
- [51] E. G. Williams, *Fourier acoustics : sound radiation and nearfield acoustical holography*. Elsevier, 1999.

- [52] A. Pasqual and V. Martin, "Optimal secondary source position in exterior spherical acoustical holophony," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 331, no. 4, pp. 785–797, 2012.
- [53] M. Poletti, "Unified description of ambisonics using real and complex spherical harmonics," in *Ambisonics Symp*, vol. 1, pp. 2–2, 2009.
- [54] T. D. Abhayapala and D. B. Ward, "Theory and design of high order sound field microphones using spherical microphone array," in *2002 IEEE International Conference on Acoustics, Speech, and Signal Processing*, vol. 2, IEEE, 2002.
- [55] V. I. Lebedev, "Quadratures on a sphere," *USSR Computational Mathematics and Mathematical Physics*, vol. 16, no. 2, pp. 10–24, 1976.
- [56] J. R. Driscoll and D. M. Healy, "Computing fourier transforms and convolutions on the 2-sphere," *Advances in applied mathematics*, vol. 15, no. 2, pp. 202–250, 1994.
- [57] Z. Martinec and D. Einšpigel, "Shavel : A program for the spherical harmonic analysis of a horizontal vector field sampled in an equiangular grid on a sphere," *Computer Physics Communications*, vol. 233, pp. 206–214, 2018.
- [58] V. Lebedev, "Values of the nodes and weights of ninth to seventeenth order gauss-markov quadrature formulae invariant under the octahedron group with inversion," *USSR Computational Mathematics and Mathematical Physics*, vol. 15, no. 1, pp. 44–51, 1975.
- [59] V. I. Lebedev, "Spherical quadrature formulas exact to orders 25–29," *Siberian Mathematical Journal*, vol. 18, no. 1, pp. 99–107, 1977.
- [60] B. Bajnok, "Construction of designs on the 2-sphere," *European journal of combinatorics*, vol. 12, no. 5, pp. 377–382, 1991.
- [61] R. H. Hardin and N. J. Sloane, "McLaren's improved snub cube and other new spherical designs in three dimensions," *Discrete & Computational Geometry*, vol. 15, no. 4, pp. 429–441, 1996.
- [62] N. Sneeuw, "Global spherical harmonic analysis by least-squares and numerical quadrature methods in historical perspective," *Geophysical Journal International*, vol. 118, no. 3, pp. 707–716, 1994.
- [63] M. Noisternig, T. Carpentier, and O. Warusfel, "Espro 2.0—implementation of a surrounding 350-loudspeaker array for 3d sound field reproduction," in *Audio Engineering Society Conference : UK 25th Conference : Spatial Audio in Today's 3D World*, Audio Engineering Society, 2012.

- [64] F. Zotter, *Analysis and synthesis of sound-radiation with spherical arrays*. Citeseer, 2009.
- [65] K. M. Gorski, E. Hivon, A. J. Banday, B. D. Wandelt, F. K. Hansen, M. Reinecke, and M. Bartelmann, “Healpix : A framework for high-resolution discretization and fast analysis of data distributed on the sphere,” *The Astrophysical Journal*, vol. 622, no. 2, p. 759, 2005.
- [66] S. Moreau, J. Daniel, and S. Bertet, “3d sound field recording with higher order ambisonics—objective measurements and validation of a 4th order spherical microphone,” in *120th Convention of the AES*, pp. 20–23, 2006.
- [67] R. Mallart and M. Fink, “The van cittert–zernike theorem in pulse echo measurements,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 90, no. 5, pp. 2718–2727, 1991.
- [68] F. Jacobsen, S. Barrera Figueroa, and K. Rasmussen, “A note on the concept of acoustic center,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 115, no. 4, pp. 1468–1473, 2004.
- [69] B. Rafaely, “Spatial alignment of acoustic sources based on spherical harmonics radiation analysis,” in *2010 4th International Symposium on Communications, Control and Signal Processing (ISCCSP)*, pp. 1–5, IEEE, 2010.
- [70] D. Deboy and F. Zotter, “Acoustic center and orientation analysis of sound-radiation recorded with a surrounding spherical microphone array,” in *Proceedings of the 2nd International Symposium on Ambisonics and Spherical Acoustics*, vol. 21, 2010.
- [71] I. Ben Hagai, M. Pollow, M. Vorländer, and B. Rafaely, “Acoustic centering of sources measured by surrounding spherical microphone arrays,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 130, no. 4, pp. 2003–2015, 2011.
- [72] N. R. Shabtai and M. Vorländer, “Acoustic centering of sources with high-order radiation patterns,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 137, no. 4, pp. 1947–1961, 2015.
- [73] R. M. Aarts and A. J. Janssen, “Sound radiation from a resilient spherical cap on a rigid sphere,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 127, no. 4, pp. 2262–2273, 2010.
- [74] A. Peillot, F. Ollivier, G. Chardon, and L. Daudet, “Acoustic sources joint localization and characterization using compressive sampling,” 2012.
- [75] R. Kirby and W. Duan, “Sound radiation from the open end of pipes and ducts in the presence of mean flow,” in *Proceedings of the Acoustics 2017*, vol. 19, 2017.

- [76] N. R. Shabtai and M. Vorländer, “Acoustic centering of a baffled piston in the circular harmonics domain,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 139, no. 3, pp. 1372–1380, 2016.
- [77] A. Canclini, L. Mucci, F. Antonacci, A. Sarti, and S. Tubaro, “A methodology for estimating the radiation pattern of a violin during the performance,” in *2015 23rd European Signal Processing Conference (EUSIPCO)*, pp. 1546–1550, IEEE, 2015.
- [78] N. Chu, J. Picheral, A. Mohammad-Djafari, and N. Gac, “A robust super-resolution approach with sparsity constraint in acoustic imaging,” *Applied Acoustics*, vol. 76, pp. 197–208, 2014.
- [79] M. Legg and S. Bradley, “Automatic 3d scanning surface generation for microphone array acoustic imaging,” *Applied Acoustics*, vol. 76, pp. 230–237, 2014.
- [80] Z. Prime and C. Doolan, “A comparison of popular beamforming arrays,” in *Proceedings of ACOUSTICS 2013—Victor Harbor*, Australian Acoustical Society, November 2013.
- [81] E. Sarradj, “A generic approach to synthesize optimal array microphone arrangements,” in *6th Berlin Beamforming Conference, February*, 2016.
- [82] J. Gomes, J. Hald, and B. Ginn, “Localizing noise sources on a rail vehicle during pass-by,” in *Noise and Vibration Mitigation for Rail Transportation Systems*, pp. 133–140, Springer, 2015.
- [83] S. Oerlemans, P. Sijtsma, and B. M. López, “Location and quantification of noise sources on a wind turbine,” *Journal of sound and vibration*, vol. 299, no. 4-5, pp. 869–883, 2007.
- [84] R. Leiba, *Conception d’un outil de diagnostic de la gêne sonore en milieu urbain*. PhD thesis, Université Pierre & Marie Curie-Paris 6, 2017.
- [85] H. F. Silverman, W. R. Patterson, and J. L. Flanagan, “The huge microphone array,” *IEEE concurrency*, vol. 6, no. 4, pp. 36–46, 1998.
- [86] T. Padois, O. Robin, and A. Berry, “3d source localization in a closed wind-tunnel using microphone arrays,” in *19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, (Berlin, Germany), American Institute of Aeronautics and Astronautics, May 2013.
- [87] D. Döbler, J. Ocker, and C. Puhle, “On 3d-beamforming in the wind tunnel,” in *Berlin Beamforming Conference S*, vol. 10, 2016.
- [88] D. Cassereau and M. Fink, “Time-reversal of ultrasonic fields. III. theory of the closed time-reversal cavity,” *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, vol. 39, no. 5, pp. 579–592, 1992.

- [89] E. Sarradj, “Three-dimensional acoustic source mapping with different beamforming steering vector formulations,” *Advances in Acoustics and Vibration*, vol. 2012, 2012.
- [90] C. J. Bahr, N. S. Zawodny, B. Bertolucci, J. Li, M. Sheplak, and L. N. Cattafesta, “A plasma-based non-intrusive point source for acoustic beamforming applications,” *Journal of Sound and Vibration*, vol. 344, pp. 59–80, 2015.
- [91] S. Yon, M. Tanter, and M. Fink, “Sound focusing in rooms : The time-reversal approach,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 113, no. 3, pp. 1533–1543, 2003.
- [92] J. Flanagan, J. Johnston, R. Zahn, and G. Elko, “Computer-steered microphone arrays for sound transduction in large rooms,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 78, no. 5, pp. 1508–1518, 1985.
- [93] G. Chardon, W. Kreuzer, and M. Noisternig, “Design of spatial microphone arrays for sound field interpolation,” *IEEE Journal of Selected Topics in Signal Processing*, vol. 9, no. 5, pp. 780–790, 2015.
- [94] S. A. Verburg and E. Fernandez-Grande, “Volumetric sampling of the sound field in a room,” in *INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings*, vol. 258, pp. 3669–3677, Institute of Noise Control Engineering, 2018.
- [95] T. Gallot, *Imagerie acoustique en milieux reverberants*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2010.
- [96] T. Padois, C. Prax, V. Valeau, and D. Marx, “Experimental localization of an acoustic sound source in a wind-tunnel flow by using a numerical time-reversal technique,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 132, no. 4, pp. 2397–2407, 2012.
- [97] P. Druault, R. Marchiano, and P. Sagaut, “Localization of aeroacoustic sound sources in viscous flows by a time reversal method,” *Journal of Sound and Vibration*, vol. 332, no. 15, pp. 3655–3669, 2013.
- [98] I. Rakotoarisoa, J. Fischer, V. Valeau, D. Marx, C. Prax, and L.-E. Brizzi, “Time-domain delay-and-sum beamforming for time-reversal detection of intermittent acoustic sources in flows,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 136, no. 5, pp. 2675–2686, 2014.
- [99] S. Catheline, N. Benech, J. Brum, and C. Negreira, “Time reversal of elastic waves in soft solids,” *Physical review letters*, vol. 100, no. 6, p. 064301, 2008.

- [100] E. Bavu, C. Besnainou, V. Gibiat, J. de Rosny, and M. Fink, “Subwavelength sound focusing using a time-reversal acoustic sink,” *Acta Acustica United with Acustica*, vol. 93, no. 5, pp. 706–715, 2007.
- [101] J. M. Sachar, H. F. Silverman, and W. R. Patterson, “Large vs small aperture microphone arrays : Performance over a large focal area,” in *2001 IEEE International Conference on Acoustics, Speech, and Signal Processing. Proceedings (Cat. No. 01CH37221)*, vol. 5, pp. 3049–3052, IEEE, 2001.
- [102] J. L. Flanagan, R. Mammone, and G. W. Elko, “Autodirective microphone systems for natural communication with speech recognizers,” in *Speech and Natural Language : Proceedings of a Workshop Held at Pacific Grove, (California), February 19-22 1991*.
- [103] T.-K. Le and N. Ono, “Closed-form and near closed-form solutions for toa-based joint source and sensor localization,” *IEEE Transactions on Signal Processing*, vol. 64, no. 18, pp. 4751–4766, 2016.
- [104] S. Khanal, H. F. Silverman, and R. R. Shakya, “A free-source method (frsm) for calibrating a large-aperture microphone array,” *IEEE Transactions on Audio, Speech, and Language Processing*, vol. 21, no. 8, pp. 1632–1639, 2013.
- [105] C. Vanwysberghe, P. Challande, F. Ollivier, J. Marchal, and R. Marchiano, “Geometric calibration of very large microphone arrays in mismatched free field,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 145, no. 1, pp. 215–227, 2019.
- [106] T.-K. Le, N. Ono, T. Nowakowski, L. Daudet, and J. De Rosny, “Experimental validation of toa-based methods for microphones array positions calibration,” in *2016 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing (ICASSP)*, pp. 3216–3220, IEEE, 2016.
- [107] J. Fischer and C. Doolan, “Beamforming in a reverberant environment using numerical and experimental steering vector formulations,” *Mechanical Systems and Signal Processing*, vol. 91, pp. 10–22, 2017.
- [108] T. Ajdler, L. Sbaiz, and M. Vetterli, “The plenacoustic function and its sampling,” *IEEE transactions on Signal Processing*, vol. 54, no. 10, pp. 3790–3804, 2006.
- [109] R. Mignot, G. Chardon, and L. Daudet, “Compressively sampling the plenacoustic function,” in *Wavelets and Sparsity XIV*, vol. 8138, p. 813808, International Society for Optics and Photonics, 2011.

- [110] B. Fenech and K. Takeda, "Towards more accurate beamforming levels in closed-section wind tunnels via de-reverberation," in *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (28th AIAA Aeroacoustics Conference)*, p. 3431, 2007.
- [111] S. Guidati, C. Brauer, and S. Wagner, "The reflection canceller-phased array measurements in a reverberating environment," in *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference & Exhibit*, p. 2462, 2002.
- [112] R. Mignot, L. Daudet, and F. Ollivier, "Room reverberation reconstruction : Interpolation of the early part using compressed sensing," *IEEE Transactions on Audio, Speech, and Language Processing*, vol. 21, no. 11, pp. 2301–2312, 2013.
- [113] E. A. Lehmann and A. M. Johansson, "Prediction of energy decay in room impulse responses simulated with an image-source model," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 124, no. 1, pp. 269–277, 2008.
- [114] L. Savioja and U. P. Svensson, "Overview of geometrical room acoustic modeling techniques," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 138, no. 2, pp. 708–730, 2015.
- [115] P. Roux and M. Fink, "Time reversal in a waveguide : Study of the temporal and spatial focusing," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 107, no. 5, pp. 2418–2429, 2000.
- [116] A. Meyer, M. Pelz, and D. Dobler, "Microphone arrays an a wind tunnel environment with a hard reflective floor," in *INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings*, vol. 258, pp. 3520–3530, Institute of Noise Control Engineering, 2018.
- [117] H. Kuttruff, *Room acoustics*. Crc Press, 2016.
- [118] J.-D. Chazot, O. Robin, J.-L. Guyader, and N. Atalla, "Diffuse acoustic field produced in reverberant rooms : A boundary diffuse field index," *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 102, no. 3, pp. 503–516, 2016.
- [119] J. H. Rindel, "A note on modal reverberation times in rectangular rooms," *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 102, no. 3, pp. 600–603, 2016.
- [120] J. B. Allen and D. A. Berkley, "Image method for efficiently simulating small-room acoustics," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 65, no. 4, pp. 943–950, 1979.

- [121] J. Borish, “Extension of the image model to arbitrary polyhedra,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 75, no. 6, pp. 1827–1836, 1984.
- [122] G. I. Koutsouris, J. Brunskog, C.-H. Jeong, and F. Jacobsen, “Combination of acoustical radiosity and the image source method,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 133, no. 6, pp. 3963–3974, 2013.
- [123] M. Aretz, P. Dietrich, and M. Vorländer, “Application of the mirror source method for low frequency sound prediction in rectangular rooms,” *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 100, no. 2, pp. 306–319, 2014.
- [124] T. Korhonen, “Acoustic localization using reverberation with virtual microphones,” in *Proc. of International Workshop on Acoustic Echo and Noise Control (IWAENC)*, pp. 211–223, Citeseer, 2008.
- [125] D. Di Carlo, A. Deleforge, and N. Bertin, “Mirage : 2d source localization using microphone pair augmentation with echoes,” in *ICASSP 2019-2019 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing (ICASSP)*, pp. 775–779, IEEE, 2019.
- [126] M. Vorländer, *Auralization : fundamentals of acoustics, modelling, simulation, algorithms and acoustic virtual reality*. Springer Science & Business Media, 2007.
- [127] F. Brinkmann and S. Weinzierl, “Aktools - an open software toolbox for signal acquisition, processing, and inspection in acoustics,” in *Audio Engineering Society Convention 142*, Audio Engineering Society, 2017.
- [128] E. J. Candès and M. B. Wakin, “An introduction to compressive sampling [a sensing/sampling paradigm that goes against the common knowledge in data acquisition],” *IEEE signal processing magazine*, vol. 25, no. 2, pp. 21–30, 2008.
- [129] Z. Zhang, Y. Xu, J. Yang, X. Li, and D. Zhang, “A survey of sparse representation : algorithms and applications,” *IEEE access*, vol. 3, pp. 490–530, 2015.
- [130] G. Chardon, L. Daudet, A. Peillot, F. Ollivier, N. Bertin, and R. Gribonval, “Near-field acoustic holography using sparse regularization and compressive sampling principles,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 132, no. 3, pp. 1521–1534, 2012.
- [131] A. Xenaki, P. Gerstoft, and K. Mosegaard, “Compressive beamforming,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 136, no. 1, pp. 260–271, 2014.
- [132] J. Le Roux, P. T. Boufounos, K. Kang, and J. R. Hershey, “Source localization in reverberant environments using sparse optimization,” in *2013 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing*, pp. 4310–4314, IEEE, 2013.

- [133] A. Wabnitz, N. Epain, A. McEwan, and C. Jin, “Upscaling ambisonic sound scenes using compressed sensing techniques,” in *2011 IEEE Workshop on Applications of Signal Processing to Audio and Acoustics (WASPAA)*, pp. 1–4, IEEE, 2011.
- [134] A. Thakur, V. Abrol, P. Sharma, and P. Rajan, “Local compressed convex spectral embedding for bird species identification,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 143, no. 6, pp. 3819–3828, 2018.
- [135] P. Gerstoft, C. Mecklenbräuker, W. Seong, and M. Bianco, “Introduction to compressive sensing in acoustics,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 143, no. 6, p. 3731, 2018.
- [136] A. Peillot, *Imagerie acoustique par approximations parcimonieuses des sources*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2012.
- [137] T. Yardibi, J. Li, P. Stoica, and L. N. Cattafesta III, “Sparsity constrained deconvolution approaches for acoustic source mapping,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 123, no. 5, pp. 2631–2642, 2008.
- [138] J. A. Tropp, A. C. Gilbert, and M. J. Strauss, “Algorithms for simultaneous sparse approximation. part i : Greedy pursuit,” *Signal processing*, vol. 86, no. 3, pp. 572–588, 2006.
- [139] M. Pollow, *Directivity patterns for room acoustical measurements and simulations*, vol. 22. Logos Verlag Berlin GmbH, 2015.
- [140] B. Bu, C. Bao, and M. Jia, “Simulating the three-dimensional room transfer function for a rotatable complex source,” *IEICE TRANSACTIONS on Fundamentals of Electronics, Communications and Computer Sciences*, vol. 100, no. 11, pp. 2487–2492, 2017.
- [141] P. N. Samarasinghe, T. D. Abhayapala, Y. Lu, H. Chen, and G. Dickins, “Spherical harmonics based generalized image source method for simulating room acoustics,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 144, no. 3, pp. 1381–1391, 2018.
- [142] F. Brinkmann, V. Erbes, and S. Weinzierl, “Extending the closed form image source model for source directivity,” *Proceedings of the 44th German Annual Conference on Acoustics (DAGA)*, 2018.
- [143] S. Hafezi, A. H. Moore, and P. A. Naylor, “Modelling source directivity in room impulse response simulation for spherical microphone arrays,” in *2015 23rd European Signal Processing Conference (EUSIPCO)*, pp. 574–578, IEEE, 2015.

- [144] Q. Leclere, “Acoustic imaging using under-determined inverse approaches : Frequency limitations and optimal regularization,” *Journal of Sound and Vibration*, vol. 321, no. 3-5, pp. 605–619, 2009.
- [145] Y. C. Eldar, P. Kuppinger, and H. Bolcskei, “Block-sparse signals : Uncertainty relations and efficient recovery,” *IEEE Transactions on Signal Processing*, vol. 58, no. 6, pp. 3042–3054, 2010.
- [146] A. Peillot, F. Ollivier, G. Chardon, and L. Daudet, “Localization and identification of sound sources using "compressive sampling" techniques.,” in *Proceedings of the 18th International Congress on Sound and Vibration, Rio de Janeiro, Brazil*, 2011.
- [147] T. Padois and A. Berry, “Orthogonal matching pursuit applied to the deconvolution approach for the mapping of acoustic sources inverse problem,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 138, no. 6, pp. 3678–3685, 2015.
- [148] M. Pollow, P. Dietrich, and M. Vorländer, “Room impulse responses of rectangular rooms for sources and receivers of arbitrary directivity,” *Proceedings of the 40th Italian (AIA) Annual Conference on Acoustics and the 39th German Annual Conference on Acoustics (DAGA)*, 2013.
- [149] J. Ivanic and K. Ruedenberg, “Rotation matrices for real spherical harmonics. direct determination by recursion,” *The Journal of Physical Chemistry*, vol. 100, no. 15, pp. 6342–6347, 1996.
- [150] A. Politis, “<https://github.com/polarch/spherical-harmonic-transform>,” Date de consultation : 15 septembre 2019.
- [151] F. J. Simons and F. Dahlen, “Spherical slepian functions and the polar gap in geodesy,” *Geophysical Journal International*, vol. 166, no. 3, pp. 1039–1061, 2006.
- [152] T. Carpentier, H. Bahu, M. Noisternig, and O. Warusfel, “Measurement of a head-related transfer function database with high spatial resolution,” in *Proceedings of the 7th Forum Acusticum (EAA)*, September 2014.
- [153] W. Nafees, Z. Khalid, and R. A. Kennedy, “Spatially-limited sampling of band-limited signals on the sphere,” in *2018 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing (ICASSP)*, pp. 4579–4583, IEEE, 2018.
- [154] X. Lv, G. Bi, and C. Wan, “The group lasso for stable recovery of block-sparse signal representations,” *IEEE Transactions on Signal Processing*, vol. 59, no. 4, pp. 1371–1382, 2011.

- [155] E. J. Candes, “The restricted isometry property and its implications for compressed sensing,” *Comptes rendus mathématique*, vol. 346, no. 9-10, pp. 589–592, 2008.
- [156] J. Bigot, C. Boyer, and P. Weiss, “An analysis of block sampling strategies in compressed sensing,” *IEEE transactions on information theory*, vol. 62, no. 4, pp. 2125–2139, 2016.
- [157] T. F. Brooks and W. M. Humphreys, “A deconvolution approach for the mapping of acoustic sources (damas) determined from phased microphone arrays,” *Journal of Sound and Vibration*, vol. 294, no. 4-5, pp. 856–879, 2006.
- [158] P. Sijtsma, “CLEAN based on spatial source coherence,” *International Journal of Aeroacoustics*, vol. 6, no. 4, pp. 357–374, 2007.
- [159] A. Xenaki and P. Gerstoft, “Grid-free compressive beamforming,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 137, no. 4, pp. 1923–1935, 2015.
- [160] Y. Yang, Z. Chu, and G. Ping, “Two-dimensional multiple-snapshot grid-free compressive beamforming,” *Mechanical Systems and Signal Processing*, vol. 124, pp. 524–540, 2019.
- [161] G. Behler, N. R. Shabtai, S. Weinzierl, and M. Vorländer, “Musical instrument directivity database for simulation and auralization,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 140, no. 4, pp. 3175–3175, 2016.

Annexe A

Définition des opérateurs propres à la Transformée de Fourier sphérique

A.1 Harmoniques sphériques

Les harmoniques sphériques Y_l^q , d'ordre l et de degré q , sont utilisées pour décomposer toute fonction $f(\theta, \phi)$ de carré sommable sur la sphère unité $S^2 := \{\mathbf{x} \equiv (x, y, z) \in \mathbb{R}^3 : |\mathbf{x}| = 1\}$:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi |f(\theta, \phi)|^2 \sin \theta d\theta d\phi < \infty$$

En premier lieu, il convient de définir les polynômes de Legendre associés P_l^q , qui s'écrivent par rapport aux polynômes de Legendre P_l :

$$P_l^q(x) = (-1)^q (1-x^2)^{\frac{q}{2}} \frac{d^q}{dx^q} P_l(x)$$

La Figure A.1 présente les polynômes de Legendre associées P_l^q pour $l = 0, 1, 2, 3$ et $q = 1$. Pour $q \leq 0$, les polynômes de Legendre sont définis comme :

$$P_l^{-q}(x) = (-1)^q \frac{(n-m)!}{(n+m)!} P_l^m(x)$$

Sous leur forme complexe, les harmoniques sphériques s'écrivent :

$$Y_l^q(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-q)!}{(l+q)!}} P_l^q(\cos \theta) e^{iq\phi} \quad \text{pour } l \geq 0, -l < q < l$$

Dans ce manuscrit, les harmoniques sphériques sont uniquement employées sous leur forme réelle, définie comme :

$$\tilde{Y}_l^q(\theta, \phi) = \begin{cases} \sqrt{2} \sqrt{\frac{2n+1}{4\pi} \frac{(l-|q|)!}{(l+|q|)!}} P_l^{|q|}(\cos \phi) \sin(|q|\theta) & \text{si } q < 0 \\ \sqrt{\frac{2n+1}{4\pi}} P_l^0(\cos \phi) & \text{si } q = 0 \\ \sqrt{2} \sqrt{\frac{2n+1}{4\pi} \frac{(l-q)!}{(l+q)!}} P_l^q(\cos \phi) \cos(q\theta) & \text{si } q > 0 \end{cases}$$

La Figure A.2 présente les harmoniques sphériques réelles jusqu'à l'ordre $l = 4$.

A.2 Fonctions de Bessel sphériques

Les fonctions de Bessel de première espèce J_l et de deuxième espèce Y_l sont des solutions canoniques de l'équation différentielle

$$x^2 \frac{d^2 y}{dx^2} + x \frac{dy}{dx} + (x^2 - \alpha^2) y = 0$$

et s'écrivent :

$$J_l(z) = \left(\frac{z}{2}\right)^2 \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k! \Gamma(l+k+1)} \left(\frac{-z^2}{4}\right)^k$$

$$Y_l(z) = \frac{J_l(z) \cos l\pi - J_l(z)}{\sin l\pi}$$

La Figure A.3 présente l'évolution des fonctions J_l et Y_l en fonction de l'ordre l . Les fonctions de Hankel H_l , aussi appelées fonction de Bessel de troisième espèce, sont une combinaison des fonctions de Bessel telle que :

$$H_l^{(1)}(z) = J_l(z) + iY_l(z)$$

$$H_l^{(2)}(z) = J_l(z) - iY_l(z)$$

Les fonctions de Bessel sphériques, notées respectivement j_l et y_l , s'écrivent :

$$j_l(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2z}} J_{l+1/2}(z)$$

$$y_l(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2z}} Y_{l+1/2}(z)$$

La Figure A.4 présente l'évolution des fonctions j_l et y_l en fonction de l'ordre l . Les fonctions de Hankel sphériques h_l sont une combinaison des fonctions de Bessel sphériques telle que :

$$h_l^{(1)}(z) = j_l(z) + iy_l(z)$$

$$h_l^{(2)}(z) = j_l(z) - iy_l(z)$$

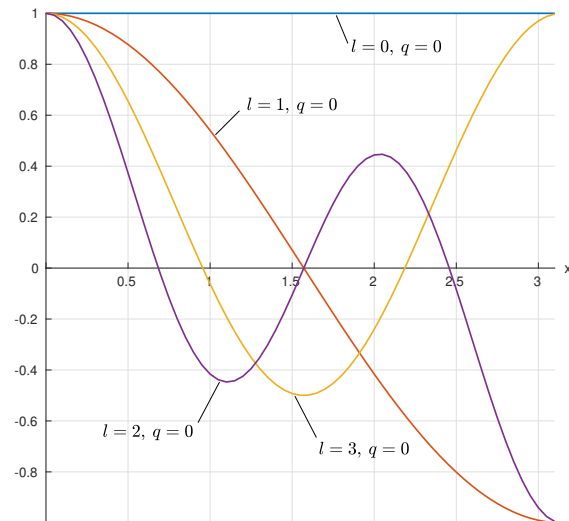


FIGURE A.1 – Visualisation des polynômes de Legendre associés P_l^q , pour $l = 0, 1, 2, 3$ et $q = 0$.

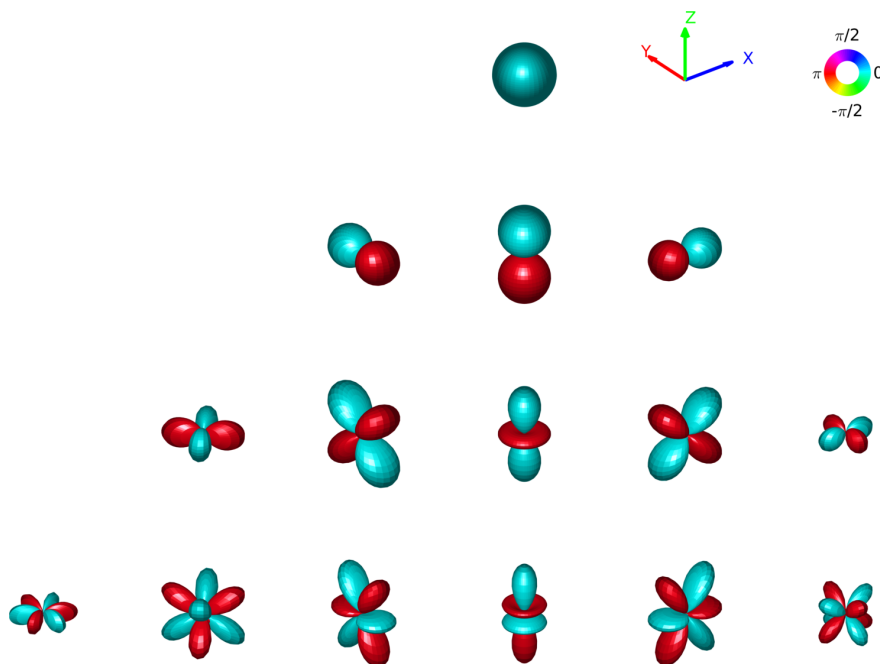


FIGURE A.2 – Visualisation des harmoniques sphériques Y_l^q sous leur forme (a) complexe et (b) réelle, entre $l = 0$ (première ligne) et $l = 3$ (dernière ligne). Chaque colonne représente un degré degré $-q \leq l \leq q$. Le rayon et l'échelle de couleur indiquent l'amplitude et la phase de chaque harmonique.

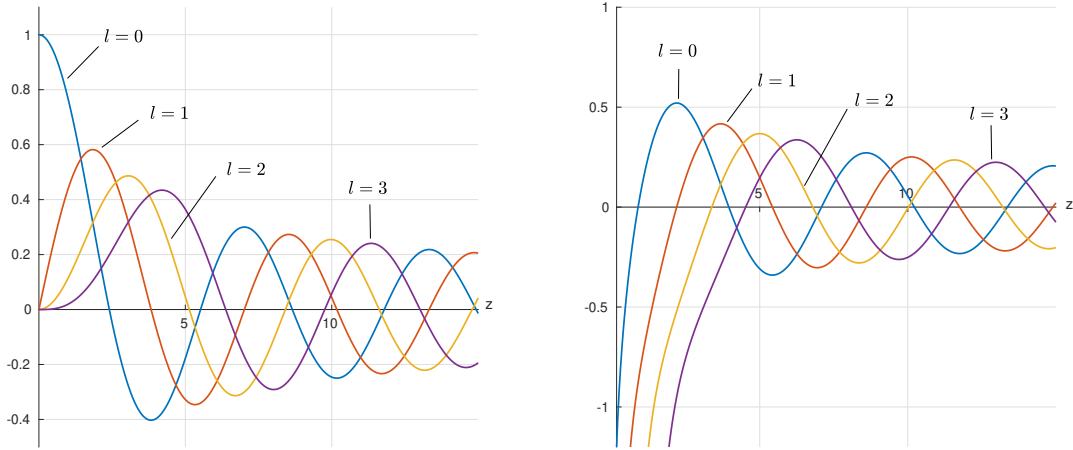


FIGURE A.3 – Fonctions de Bessel de première espèce J_l (à gauche) et de seconde espèce Y_l (à droite), pour $l = 0, 1, 2, 3$.

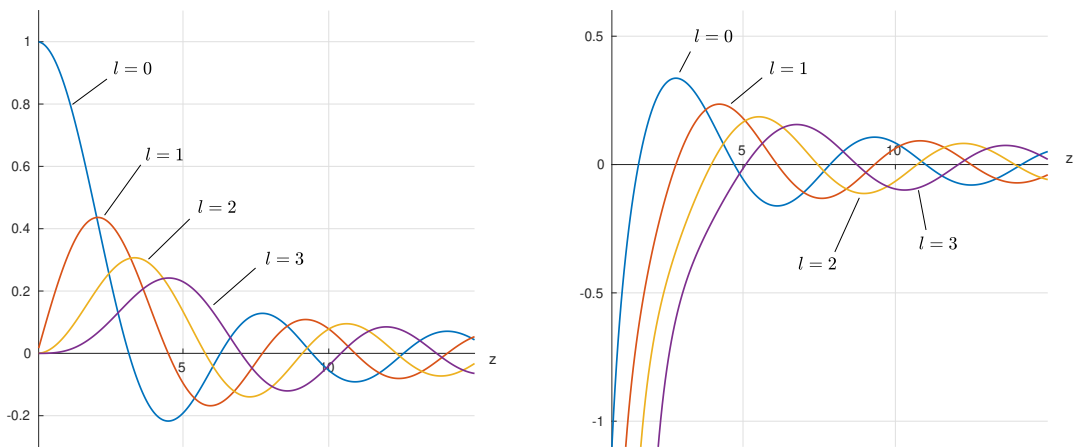


FIGURE A.4 – Fonctions de Bessel de première espèce J_l (à gauche) et de seconde espèce Y_l (à droite), pour $l = 0, 1, 2, 3$.

Annexe B

Description des méthodes de calcul de l'inter-corrélation

Cette annexe présente les méthodes de traitements numériques des signaux employées dans ce manuscrit. Pour toutes les mesures réalisées, les sources employées sont électroacoustiques. De cette façon, on s'assure d'une certaine répétabilité de la mesure et d'un bon contrôle du signal émis par la source. La plupart des signaux utilisés sont des sinus glissants, à croissance logarithmique, pour couvrir la bande passante la plus large possible. La mise en marche du système *Megamicros* est synchronisée avec l'émission. Après acquisition, on dispose de 1024 signaux temporels $p_m(t)$ captés par l'antenne MODO et d'un signal de référence $x(t)$. Ce dernier peut être le signal source émis, ou bien un signal enregistré par un microphone de précision dans la salle. On préserve ainsi l'origine temporelle de l'enregistrement, et donc une même référence de phase pour tous les signaux.

B.1 Calcul de la fonction de transfert

Pour estimer les 1024 fonctions de transfert, la première étape consiste à calculer la fonction d'intercorrélation entre le signal de référence et chacun des signaux captés par les MEMS :

$$R_{xm}(\tau) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t)p_m(t + \tau)dt = E[x(t)p_m(t + \tau)] \quad (\text{B.1})$$

avec $E[\]$ l'espérance mathématique. Par Transformée de Fourier de $R_{xm}(\tau)$, on accède alors à la densité interspectrale de puissance, ou interspectre, notée $S_{xm}(\omega)$. En pratique, par soucis de

temps de calcul, cet interspectre est estimé via une procédure de Welch. On effectue alors une fonction moyennée sur K trames temporelles de L échantillons, pondérées par une fenêtre w (Hamming, Hanning, Bartlett...):

$$\hat{S}_{xm}(\omega) = \frac{1}{KL} \sum_{i=0}^{K-1} \left| \sum_{n=0}^{L-1} w p_m^{(k)} e^{-j\omega n \Delta t} \right|^2 \quad (\text{B.2})$$

De façon équivalente, on peut également définir la fonction d'autocorrélation R_x et la densité autospectrale de puissance S_x . On corrèle dans ce cas un signal avec lui-même. Finalement, on peut calculer la fonction de transfert telle que :

$$H_{xm}(\omega) = \frac{\hat{S}_{xm}}{\hat{S}_x} \quad (\text{B.3})$$

Après Transformée de Fourier inverse de $H_{xm}(\omega)$, on accède à la réponse impulsionnelle, qui traduit le trajet de propagation entre la source et le $m^{\text{ième}}$ récepteur dans la salle. Dans les Chapitres 1 et 2, on emploie ce traitement pour construire les vecteurs mesures libres de réflexion, après un fenêtrage temporel autour du premier pic de corrélation.

B.2 Estimation du temps de vol

Ce traitement particulier est basé sur les notions précédentes. L'idée est de multiplier l'interspectre $S_{xm}(\omega)$ par une pondération $\Psi(\omega)$ pour diminuer la largeur des pics de corrélation. Cette étape est primordiale pour avoir une évaluation des temps de vol la plus précise possible. Dans la méthode baptisée *Generalized Cross-Correlation with PHase Transform* (GCC-PHAT), cela revient à blanchir l'interspectre :

$$\Psi(\omega) = \frac{1}{|\hat{S}_{xm}|^a} \quad (\text{B.4})$$

où a prend une valeur arbitraire comprise entre 0 et 1. On calcule alors l'intercorrélation généralisée suivante :

$$\hat{R}_g(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\hat{S}_{xm}}{|\hat{S}_{xm}|} e^{j\omega\tau} d\omega \quad (\text{B.5})$$

Le temps de propagation entre la source et le $m^{\text{ième}}$ microphone est finalement estimé au niveau du premier pic de corrélation.

Liste des figures

1	Cartographie par bande d’octave du champ produit par un aspirateur, réalisée par traitement d’antennes – Extrait de Vanwynsberghe <i>et al.</i> [1]	2
2	Variation de la directivité de la voix en fonction de la fréquence, pour trois phonèmes prononcés – Extrait de Katz et d’Alessandro [12].	3
3	(a) Photographie d’un microphone MEMS utilisé dans ces travaux ; (b) Schéma simplifiée du fonctionnement d’un MEMS – Extrait de Malcovati et Baschiroto [19].	4
4	Schéma fonctionnel d’une interface <i>Megamicros</i> de 1024 voies d’acquisition.	5
1.1	Deux réalisations d’antenne sphérique complète : (a) icosaèdre de 32 microphones, par Pollow <i>et al.</i> [37]; (b) sphère de 64 microphones, par Hohl et Zotter [38].	10
1.2	Définition des coordonnées d’un point attaché à la surface de contrôle.	11
1.3	Représentation 3D de trois maillage sur la sphère avec $L = 7$	15
1.4	(a) Photographie de l’antenne circulaire à l’intérieur de la salle d’expérience ; (b) Représentation 3D de la sphère complète.	16
1.5	Nombre de conditionnement $\kappa(\mathbf{H})$ en fonction de l’ordre l . (hi= <i>hyperinterpolation</i> , eq= <i>equal area partition</i> , sp= <i>generalized spiral points</i> , hp= <i>HEALPix</i> , gl= <i>Gauss-Legendre</i>) – Modifiée depuis Zotter [64].	18
1.6	Pour l’antenne <i>Demilune</i> , évolution du nombre de conditionnement κ en fonction de l’ordre de décomposition L	19

1.7	Cartographie de la matrice \mathbf{E} pour un maillage de Gauss-Legendre à l'ordre $L = 3$. Le carré pointillé délimite les ordres où la décomposition HS se réalise sans repliement.	20
1.8	Schéma présentant la source équivalente de rayon caractéristique r_{min} . Le champ qu'elle rayonne est représentée comme la superposition d'un nombre infini d'ondes planes.	21
1.9	Schéma fonctionnel du protocole expérimental d'étalonnage des sources.	22
1.10	Ensemble des réponses impulsionnelles obtenues pour la mesure en $\theta = 0$	23
1.11	(a) Photographie de la source cubique; (b) schema du modèle du dôme sphérique – extrait de Aarts <i>et al.</i> [73].	26
1.12	Diagramme de directivité pour l'enceinte cubique, représenté suivant le plan $\phi = 0$ en fonction du produit ka . Les courbes sont normalisées par le maximum de pression (10 dB/div) : (a) Modèle théorique (1.27); (b) Mesure par l'antenne <i>Demilune</i>	27
1.13	(a) Photographie de la source dipolaire; (b) schema du modèle du piston circulaire non-bafflé.	28
1.14	Diagramme polaire du rayonnement de la source D. Le champ est représenté suivant le plan $\phi = 0$ en fonction du produit ka . Les courbes sont normalisées par le maximum de pression (10 dB/div).; (a) Modèle théorique (1.29); (b) Mesure par l'antenne <i>Demilune</i>	29
1.15	Photographie de l'enceinte amplifiée.	30
1.16	Analyse de la source cubique à $f = 800\text{Hz}$: (a) Décomposition HS à l'ordre $l = 5$ en amplitude (à gauche) et en phase (à droite); (b) Variation de l'énergie du résidu en fonction de l'ordre de reconstruction; (c) Visualisation 3D de la directivité mesurée; (d) Visualisation 3D de la directivité reconstruite à l'ordre $l = 1$	31
1.17	Analyse de la source cubique à $f = 3\text{kHz}$: (a) Décomposition HS à l'ordre $l = 8$ en amplitude (à gauche) et en phase (à droite); (b) Variation de l'énergie du résidu en fonction de l'ordre de reconstruction; (c) Visualisation 3D de la directivité mesurée; (d) Visualisation 3D de la directivité reconstruite à l'ordre $l = 5$	32

1.18	Analyse du haut-parleur nu à $f = 500\text{Hz}$: (a) Décomposition HS à l'ordre $l = 5$ en amplitude (à gauche) et en phase (à droite); (b) Variation de l'énergie du résidu en fonction de l'ordre de reconstruction; (c) Visualisation 3D de la directivité mesurée; (d) Visualisation 3D de la directivité reconstruite à l'ordre $l = 1$	33
1.19	Analyse du haut-parleur nu à $f = 2\text{kHz}$: (a) Décomposition HS à l'ordre $l = 8$ en amplitude (à gauche) et en phase (à droite); (b) Variation de l'énergie du résidu en fonction de l'ordre de reconstruction; (c) Visualisation 3D de la directivité mesurée; (d) Diagramme 3D de la directivité reconstruite à l'ordre $l = 1$	34
1.20	Analyse de l'enceinte amplifiée à $f = 1\text{kHz}$: (a) Décomposition HS à l'ordre $l = 5$ en amplitude (à gauche) et en phase (à droite); (b) Variation de l'énergie du résidu en fonction de l'ordre de reconstruction; (c) Visualisation 3D de la directivité mesurée; (d) Diagramme 3D de la directivité reconstruite à l'ordre $l = 1$	35
2.1	Deux exemples de réalisations d'antenne de grande dimensions, dans le cadre du projet <i>Megamicros</i> : (a) Antenne rectangulaire de 256 microphones, déployé sur la piste d'essai de la Ferté Vidame. (b) Antenne linéaire posé le long d'un axe routier parisien.	38
2.2	Dans la soufflerie de l'entreprise Porsche, les trois structures de 192 microphones chacune peuvent se mouvoir autour d'une voiture soumise à un écoulement – Extrait de Döbler <i>et al.</i> [87].	39
2.3	Géométrie du problème d'imagerie acoustique par formation de voies.	41
2.4	Schéma d'une antenne plane focalisant dans sa zone de champ proche. La profondeur de champ W_1 et l'ouverture latérale W_2 sont mesurées directement sur la tâche focale.	43
2.5	(a) Schéma de l'antenne de référence, à géométrie cubique de côté 5λ ; (b) Réponse spatiale suivant les deux plans orthogonaux passant par le point focal. . .	45
2.6	Zoom autour du lobe principal, visible sur la Figure 2.5b. La résolution spatiale de l'antenne se mesure à partir de l'isosurface à -3dB.	46

2.7	Evolution de l'ouverture R_v pour une antenne cubique de $5\lambda \times 5\lambda \times 5\lambda$	47
2.8	Comparaison entre le modèle (2.9) et la réponse spatiale moyenne de l'antenne de référence.	48
2.9	Réponse spatiale suivant les deux plans orthogonaux passant par le point focal pour une antenne de $10\lambda \times 5\lambda \times 5\lambda$	49
2.10	Variation du diamètre volumétrique R_v en fonction de la position r_o sur le plan horizontal (XY).	50
2.11	Pour l'antenne de référence, réponse spatiale moyenne calculée pour $f = 3\text{kHz}$, $4, 5\text{kHz}$ et 6kHz . Le seuil en pointillé noir marque le niveau du bruit de reconstruction à -28dB	51
2.12	Pour l'antenne de référence, variation de la réponse spatiale moyenne en fonction de la fréquence. La limite discontinue rouge marque l'apparition de la « bosse » à une distance 5λ du point focal.	52
2.13	Géométrie de référence de l'antenne MODO. Les microphones (points noirs) sont répartis sur les murs et le plafond selon une distribution pseudo-aléatoire. La paroi bleue de droite correspond à celle sur la photographie 2.14c.	53
2.14	(a) L'interface d'acquisition <i>Megamicros</i> située dans la salle de contrôle annexe; (b) Les capteurs MEMS sont collés à flanc de paroi directement à l'aide d'un ruban adhésif; (c) Photographie du mur situé à l'extrême opposé de l'entrée; (d) Panorama pris à l'intérieur de l'antenne MODO;	54
2.15	Résultat de calibrage de l'antenne MODO par l'algorithme RMDU. Le quadrillage indique l'agencement des rails du plafond suspendu. Les positions des microphones sont repérées par les points noirs.	56
2.16	Pour l'antenne MODO : (a) Réponse spatiale simulée par formation de voies à $f = 600\text{Hz}$; (b) Réponse spatiale moyenne pour trois fréquences différentes.	57
2.17	Schéma de l'antenne MODO avec ajout de microphones au sol (marqueurs rouges).	58
2.18	Pour l'antenne MODO avec ajout de microphones au sol : (a) Réponse spatiale simulée par formation de voies à $f = 600\text{Hz}$; (b) Réponse spatiale moyenne pour trois fréquences différentes.	59

2.19	Résultats de localisation de la source monopolaire dans la salle MODO. L'erreur de localisation est de 4cm.	60
2.20	Mesure du diamètre volumétrique R_v sur chaque position. La surface colorée est bordée par l'écart-type des mesures. La droite indique la résolution théorique en $\lambda/2$	61
2.21	Simulation des modes propres de la salle MODO à l'aide de l'équation (2.11). .	64
2.22	Représentation 2D de la constellation des sources virtuelles d'ordre $\Lambda = 1$ (points rouges) et $\Lambda = 2$ (points bleus) par rapport à la source réelle (point noir). .	65
2.23	Schéma illustrant l'algorithme BF-ISM. La rétro-propagation des réflexions équivaut à focaliser les signaux depuis les microphones (\square) sur une constellation de points virtuels (\circ).	66
2.24	Schéma illustrant l'algorithme BF-IMM. La rétro-propagation des réflexions équivaut à focaliser les signaux provenant de microphones virtuels (\square) sur le domaine-source (\circ).	66
2.25	Comparaison en amplitude des fonctions de transfert obtenus par la méthode ISM et par la méthode IMM.	67
2.26	Cartographie acoustique reconstruite par formation de voies. La position des quatre monopoles est marquée par les cercles oranges.	69
2.27	(a)-(d) Cartographies obtenues à $f = 950\text{Hz}$ par formation de voies « champ libre »(BF) et couplée avec les microphones-images (BF-IMM). Le cercle rouge marque la position relevée et la croix orange marque la position estimée; (e) Cartographie moyenne associée à chaque configuration.	71
3.1	Illustration de la rotation de la directivité au fil des réflexions. Les lobes bleus et rouges marquent respectivement l'amplitude positive et négative du quadripôle horizontal (Y_{-2}^2). La flèche verte indique la direction initiale de la vraie source.	77
3.2	Principe des antennes virtuelles appliqué pour le problème inverse. Les lobes bleus et rouges marquent respectivement l'amplitude positive et négative du quadripôle horizontal.	79

3.3	Geométrie du problème simulé à l'intérieur de l'antenne MODO. Les sources à rayonnement monopolaire (rouge), dipolaire (bleu) et quadripolaire (vert) sont placées dans le domaine-source (rectangles oranges).	82
3.4	Positions dans l'antenne MODO associées aux blocs sélectionnés successivement par l'algorithme BlockOMP. Les numéros correspondent à l'ordre de sélection.	83
3.5	Evolution de l'énergie du résidu calculée à chaque itération de l'algorithme BlockOMP. La limite en pointillées marque le nombre de sources présentes. . .	84
3.6	Décomposition HS pour les trois sources simulées. Les composantes harmoniques à identifier sont marquées par un cercle noir.	84
3.7	Comparaison de deux fonctions de transfert simulées dans la salle MODO pour une source dipolaire, obtenue par combinaison de termes monopolaires déphasés (en rouge) ou par approche modale d'après Pollow <i>et al.</i> [148] (en noire). La ligne verticale marque la fréquence de Schröeder du volume.	85
3.8	Evolution de l'énergie du résidu en fonction de l'ordre des réflexions Λ . La limite en pointillées indique le nombre de sources présentes.	86
3.9	Variation de la corrélation (3.11) en fonction de l'ordre des réflexions Λ	87
3.10	Decomposition HS pour les trois sources, pour un ordre de réflexion $\Lambda = 7$. Les composantes harmoniques à identifier sont marquées par le cercle noir.	87
3.11	Geométrie de l'expérience menée à l'intérieur de l'antenne MODO. La source D (rouge), la source Q (vert) et la source Y (bleu) sont placées dans le domaine-source (rectangles oranges).	89
3.12	Pour la source dipolaire, en fonction du nombre de microphones sur l'antenne : (a) Erreur de localisation Δr ; (b) Erreur d'identification (corrélation et NMSE).	91
3.13	Photographie de la source Q testée dans la salle MODO.	92
3.14	Pour la source quadripolaire en position (3), (a) estimation des coefficients spectraux par BlockOMP ; puis reconstruction sur la sphère unité à partir des coefficients (b) de référence et (c) estimés.	92

3.15	Pour la source quadripolaire en position (4), (a) estimation des coefficients spectraux par BlockOMP ; puis reconstruction sur la sphère unité à partir des coefficients (b) de référence et (c) estimés.	93
3.16	Pour la source quadripolaire, (en haut) Erreur de localisation Δr ; (à gauche) Facteur de Corrélation ; (à droite) Erreur de reconstruction.	95
3.17	Pour l'enceinte amplifiée en position (5), (a) estimation des coefficients spectraux par BlockOMP ; puis reconstruction sur la sphère unité à partir des coefficients (b) de référence et (c) estimés.	95
3.18	Pour la source dipolaire en position (1), (a) estimation des coefficients spectraux par BlockOMP ; puis reconstruction sur la sphère unité à partir des coefficients (b) de référence et (c) estimés.	96
3.19	Pour la source dipolaire en position (2), (a) estimation des coefficients spectraux par BlockOMP ; puis reconstruction sur la sphère unité à partir des coefficients (b) de référence et (c) estimés.	96
3.20	Pour l'enceinte amplifiée : (en haut) Erreur de localisation Δr ; (à gauche) Facteur de Corrélation ; (à droite) Erreur de reconstruction.	97
3.21	Résultat de l'algorithme BF selon le plan horizontal (en bas) et vertical (en haut) passant par le locuteur.	98
3.22	A droite, identification HS obtenue à l'ordre $L = 2$ pour un locuteur situé dans la salle ; à gauche, Reconstruction du champ de pression sur la sphère unité à partir des coefficients estimés.	98
3.23	Projection de l'antenne sur une sphère unité, vue depuis le centre de la salle, montrant la présence du <i>polar gap</i>	100
A.1	Visualisation des polynômes de Legendre associés P_l^q , pour $l = 0, 1, 2, 3$ et $q = 0$. 128	
A.2	Visualisation des harmoniques sphériques Y_l^q sous leur forme (a) complexe et (b) réelle, entre $l = 0$ (première ligne) et $l = 3$ (dernière ligne). Chaque colonne représente un degré degré $-q \leq l \leq q$. Le rayon et l'échelle de couleur indiquent l'amplitude et la phase de chaque harmonique.	128
A.3	Fonctions de Bessel de première espèce J_l (à gauche) et de seconde espèce Y_l (à droite), pour $l = 0, 1, 2, 3$	129

A.4 Fonctions de Bessel de première espèce J_l (à gauche) et de seconde espèce Y_l (à droite), pour $l = 0, 1, 2, 3$	129
---	-----