



**HAL**  
open science

# Méthodes d'identification et de caractérisation de source de bruit en environnement réverbérant

Yacine Braïkia

► **To cite this version:**

Yacine Braïkia. Méthodes d'identification et de caractérisation de source de bruit en environnement réverbérant. Autre. Conservatoire national des arts et métiers - CNAM, 2012. Français. NNT : 2012CNAM0817 . tel-00752098

**HAL Id: tel-00752098**

**<https://theses.hal.science/tel-00752098>**

Submitted on 14 Nov 2012

**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 Abbé Grégoire

Laboratoire de Mécanique des Structures et des Systèmes Couplés

## THÈSE DE DOCTORAT

présentée par : Yacine BRAÏKIA

soutenue le : 11 Septembre 2012

pour obtenir le grade de : **Docteur du Conservatoire National des Arts et Métiers**

*Discipline / Spécialité : Mécanique / Acoustique*

# Méthodes d'identification et de caractérisation de source de bruit en environnement réverbérant

### THÈSE DIRIGÉE PAR

M. GARCIA Alexandre

*Professeur, LMSSC, CNAM Paris*

*Directeur*

M. MELON Manuel

*Maître de Conférences, LMSSC, CNAM Paris*

*Co-Directeur*

### RAPPORTEURS

M. SIMON Franck

*Ingénieur de Recherche, ONERA DMAE, Toulouse*

M. THOMAS Jean-Hugh

*Maître de Conférences, ENSIM, Le Mans*

### EXAMINATEURS

M. DAUCHEZ Nicolas

*Professeur, LISMMA, UTC Compiègne*

M. DEPOLLIER Claude

*Professeur, LAUM, Université du Maine, Le Mans*

M. GRENIER Yves

*Professeur, Télécom ParisTech*

M. TOTARO Nicolas

*Maître de Conférences, INSA de Lyon*

### INVITÉS

M. LANGRENNE Christophe

*Ingénieur de Recherche, LMSSC, CNAM Paris*

M. PICARD Christophe

*Ingénieur chef de projet, MicrodB, Écully*



# Remerciements

J'aimerais tout d'abord remercier mes deux directeurs de thèse : Messieurs Alexandre Garcia et Melon Manuel pour leur grande sympathie, leur encadrement et compétence, et sans qui ce travail n'aurait pas pu aboutir. Ils m'ont laissé toute la latitude d'explorer mes propres voies tout en m'accompagnant et en me prodiguant conseils, aides et soutien. Parfois, ils m'ont laissé délibérément m'égarer afin de mieux m'aider à aller de l'avant. Je tiens également à remercier particulièrement Eric Bavu et Christophe Langrenne d'avoir toujours pris le temps nécessaire pour m'aider dans la réalisation des simulations et dans la campagne de mesures.

Merci à Messieurs Franck Simon, Ingénieur de Recherche à l'ONERA, et Jean-Hugh Thomas, Maître de Conférences à l'ENSIM, d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail. Leur rapport permettra, sans nul doute, de rehausser ce travail en ouvrant des perspectives nouvelles, et en me donnant l'opportunité d'apporter des précisions sur certains points.

Je remercie également Messieurs Nicolas Dauchez, Professeur au LISMMA, Claude Depollier, Professeur à l'Université du Maine, Yves Grenier, Professeur à Télécom ParisTech, et Totaro Nicolas, Maître de Conférence à l'INSA de Lyon, d'avoir accepté d'évaluer cette thèse et de faire partie de mon jury.

Je ne manquerai pas de remercier nos invités, Messieurs Langrenne Christophe, et Picard Christophe, Ingénieur chef de projet chez MicrodB, qui ont bien voulu m'honorer de leur présence.

Merci à tous les membres du laboratoire, Madame Isabelle Carel, Stéphanie Lobreau et Arnaud Guillou pour leur sympathie et gentillesse.

Toute ma gratitude à mes professeurs, dont certains avec un rare talent, qui ont su patiemment m'inculquer au fil de toutes ces années méthodes, connaissances et discipline, et sans lesquels je n'aurai certainement pas pu mener à bien ce travail.

Je n'oublierai pas de remercier le soutien de mes parents et de ma famille proche qui ont toujours été présents à mes côtés dans les moments de joie et de doutes, et sans qui je n'aurai probablement pas écrit ces quelques lignes.

Merci à tous.



# Résumé

Ce travail de thèse a été financé par le projet LICORVE (Développement de garnitures légères, innovantes, recyclables et poly-sensorielles pour les applications de coffres de véhicule). Il consiste à développer une méthodologie de mesure pour localiser et caractériser les sources de bruit dans un coffre de voiture. L'environnement de mesure se caractérise par un petit volume où les réflexions de la source d'intérêt et des sources perturbatrices sur les parois ne peuvent être négligées. La méthode doit donc permettre de séparer les différentes contributions pour estimer le plus précisément possible les sources étudiées (déconfinement). Dans un premier temps, deux méthodes de séparation : Double Layer Microphone Array SONAH (Statistically Optimized Near-Field Acoustical Holography) et Field Separation Method (FSM) sont étudiées numériquement. Les limites et avantages de chacune ont été déterminés dans un environnement de mesure confiné. Cela a permis de choisir la méthode la plus adaptée à notre problématique. Dans un deuxième temps les principales conclusions de l'étude numérique sont validées expérimentalement. Dans ce cadre, un ensemble de mesures sont réalisées dans une maquette avec la méthode FSM pour localiser et caractériser des sources maîtrisées. Après avoir validée la fiabilité de la méthode de séparation, FSM a été mise en oeuvre dans le coffre d'une Peugeot 508 SW en condition de roulement. Les résultats obtenus ont permis d'orienter le choix des garnitures pour un traitement acoustique optimal.

**Mots clés :** Imagerie acoustique, holographie acoustique de champ proche, déconfinement, rétropropagation, harmoniques sphériques, vibroacoustique.



# Abstract

This thesis consists in developing, through the LICORVE project (light garnitures, innovative, recyclable and multi-sensorial for vehicle boots applications), a measurement method for localizing and characterizing noise sources in a vehicle trunk. The measuring environment is distinguished by a small volume where the reflections on the partitions generated by the source of interest and the interfering sources cannot be neglected. Therefore, the method must allow the separation of the different contributions in order to assess accurately the studied sources. As a first step, two separation methods : Double Layer Microphone Array SONAH (Statistically Optimized Near-Field Acoustical Holography) and Field Separation Method (FSM) are numerically studied. The limitations and advantages of each of them are determined in a confined measuring environment ; this allowed to select the most appropriate method to tackle our problem. As a second step, the main conclusions of the numerical study are confirmed experimentally. In this context, measurements are performed, using the FSM method, in a trunk mock-up to localize and characterize the controlled sources. So confirmed the reliability of the separation method, it has been tested in the boot of a Peugeot 508 SW on a roller bench. The obtained results allowed guiding the selection of garniture for the acoustic treatment.

**Keywords :** acoustic imaging, near-field acoustic holography, deconfinement, backpropagation, spherical harmonics, vibroacoustic.



# Table des matières

<b>Problématique</b>	<b>15</b>
<b>I Principes et méthodes théoriques</b>	<b>21</b>
<b>1 Méthodes d'imagerie dans les milieux confinés</b>	<b>23</b>
1.1 Introduction . . . . .	23
1.2 La méthode IFRF (Inverse Frequency Response Function) . . . . .	24
1.2.1 Limitations et restrictions . . . . .	25
1.3 Méthode des éléments de frontière (MEF) . . . . .	26
1.3.1 Mise en oeuvre de la méthode MEF dans un milieu confiné . . . . .	26
1.4 Méthode iPTF (inverse Patch Transfer Functions) . . . . .	31
1.4.1 Exemple d'application de la Méthode iPTF (inverse Patch Transfert Functions) . . . . .	32
1.5 L'holographie acoustique de champ proche NAH (Nearfield Acoustical Ho- lography) . . . . .	33
1.5.1 La méthode NAH à références multiples STSF (Spatial Transforma- tion of Sound Field) . . . . .	34
1.6 La méthode SONAH (Statistically Optimal Near field Acoustical Holography)	36
1.6.1 Principe de la méthode SONAH simple couche . . . . .	37
1.6.2 Calculs des coefficients d'estimation $c(r)$ . . . . .	39

TABLE DES MATIÈRES

---

1.6.3	Évaluation des deux versions directe et indirecte de la méthode SONAH simple couche . . . . .	41
1.6.4	Séparation des contributions avec la méthode SONAH . . . . .	43
1.7	La méthode SONAH double couche . . . . .	46
1.7.1	Principe de la méthode SONAH double couche . . . . .	46
1.7.2	Comparaison des performances de la méthode SONAH double couche et simple couche . . . . .	51
1.8	La méthode FSM (Field Separation Method) . . . . .	53
1.8.1	Principe de la méthode FSM . . . . .	53
1.8.2	Ondes sphériques . . . . .	54
1.8.3	Séparation par la méthode FSM . . . . .	56
1.9	Conclusion . . . . .	63
<b>II</b>	<b>Simulations</b>	<b>67</b>
<b>2</b>	<b>Étude numérique</b>	<b>69</b>
2.1	Introduction . . . . .	69
2.2	Méthode SONAH double couche . . . . .	70
2.2.1	Rétropropagation avec la méthode SONAH double couche . . . . .	70
2.2.2	Séparation des contributions avec les méthodes SONAH double couche et simple couche . . . . .	73
2.2.3	Influence de l'angle d'incidence sur les méthodes de séparation avec la méthode SONAH double couche et simple couche . . . . .	75
2.2.4	Erreur sur la position des sources . . . . .	78
2.2.5	Source encastrée . . . . .	80
2.2.6	Source étendue . . . . .	82
2.2.7	Simulation d'un champ acoustique dans une cavité . . . . .	85

## TABLE DES MATIÈRES

---

2.2.8	Synthèse de l'étude numérique de la méthode SONAH . . . . .	87
2.3	Méthode FSM . . . . .	89
2.3.1	Limitation fréquentielle pour la validité de la méthode FSM . . . . .	90
2.3.2	Évaluation numérique de la méthode FSM . . . . .	91
2.3.3	Erreurs de séparation par la méthode FSM . . . . .	92
2.3.4	Effet de la distance entre les deux surfaces hémisphériques de mesure . . . . .	95
2.3.5	Erreurs de calcul FSM p-p . . . . .	99
2.3.6	Robustesse de FSM p-p en milieu difficile . . . . .	100
2.3.7	Source étendue . . . . .	102
2.3.8	Effet de paroi . . . . .	107
2.3.9	Échantillonnage des mesures sur les demi-sphères . . . . .	110
2.3.10	Ordre de décomposition des harmoniques sphériques ( $N$ ) . . . . .	113
2.3.11	Influence des erreurs de mesure . . . . .	117
2.3.12	Synthèse de l'étude numérique de la méthode FSM . . . . .	121
2.4	Conclusion . . . . .	123
<b>III Validation expérimentale et Applications</b>		<b>125</b>
<b>3 Étude expérimentale</b>		<b>127</b>
3.1	Introduction . . . . .	127
3.2	Protocole expérimental . . . . .	128
3.2.1	Sondes de mesures . . . . .	128
3.2.2	Antenne de mesure . . . . .	128
3.2.3	Chaîne et protocole d'acquisition . . . . .	128
3.3	Cas de laboratoire . . . . .	130

TABLE DES MATIÈRES

---

3.3.1	Optimisation du paramètre de régularisation pour la mise en oeuvre de SONAH . . . . .	131
3.3.2	Influence des réflexions sur la séparation par SONAH double couche et FSM p-p . . . . .	132
3.3.3	Les méthodes FSM p-p et FSM p-v . . . . .	136
3.3.4	Effet de paroi . . . . .	138
3.3.5	Mise en oeuvre de FSM p-p dans un milieu confiné . . . . .	140
3.4	Application de FSM p-p en conditions réelles . . . . .	149
3.4.1	Introduction . . . . .	149
3.4.2	Mise en oeuvre de FSM p-p dans le coffre de voiture . . . . .	150
3.4.3	Validité des solutions proposées pour réduire les bruits dans le coffre de la 508 sw . . . . .	154
3.4.4	Calibration des microphones . . . . .	156
3.5	Synthèse de l'étude expérimentale . . . . .	157
3.6	Conclusion . . . . .	159
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>163</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>166</b>
	<b>Annexes</b>	<b>171</b>
<b>A</b>	<b>Éléments des matrices <math>A^\dagger A</math> et <math>A^\dagger \alpha</math> utilisés dans la méthode SONAH simple couche</b>	<b>175</b>
A.1	Calculs des éléments de la matrice $A^\dagger A$ . . . . .	175
A.2	Calculs des éléments de la matrice $A^\dagger \alpha$ . . . . .	177
A.3	Calculs des éléments de la matrice $A^\dagger \beta$ . . . . .	177

TABLE DES MATIÈRES

---

A.4	Calculs des éléments de la matrice $A^\dagger \gamma$ . . . . .	178
<b>B</b>	<b>Éléments des matrices <math>A^\dagger A</math> et <math>A^\dagger \alpha</math> utilisées dans la méthode SONAH</b>	
	<b>double couche</b>	<b>181</b>
B.1	Calculs de $G_{11}$ . . . . .	182
B.2	Calculs de $G_{12}$ . . . . .	183
B.3	Les éléments de $A^\dagger A$ et $A^\dagger \alpha$ . . . . .	183
<b>C</b>	<b>Solutions de l'équation d'onde sur la base des harmoniques sphériques</b>	<b>185</b>
C.1	Fonctions de Bessel et de Hankel . . . . .	185
C.2	Harmoniques sphériques . . . . .	186
<b>D</b>	<b>Approximations de la pression acoustique et de la vitesse des particules</b>	
	<b>par différences finies</b>	<b>189</b>
D.1	Limitations fréquentielle imposé par l'approximation par différences finies .	189
D.2	Choix de la distance de mesure entre les capteurs . . . . .	190
<b>E</b>	<b>Haut-parleur N° 3 centré par rapport à l'antenne de mesure hémisphérique</b>	<b>191</b>
<b>F</b>	<b>Coefficient d'absorption <math>\alpha</math></b>	<b>193</b>

## TABLE DES MATIÈRES

---

# Problématique

Il y a de cela quelques dizaines d'années, les industriels du transport évaluaient la qualité par un ensemble de critères assez restreints, tels que l'efficacité et la robustesse. De nos jours, ces critères sont devenus insuffisants. De nouveaux critères de sélection ont émergé tels que :

- l'impact sur l'environnement. En effet, depuis 2008, la norme Euro5 contraint les industriels automobiles européens de l'ACEA<sup>1</sup> à la réduction des émissions des particules (CO, Nox, hydrocarbures imbrûlés...) des véhicules, ce qui passe entre autres par une stratégie de réduction du poids. L'allègement de 20 % du poids d'une voiture entraîne une diminution des émissions de CO<sub>2</sub> d'environ 13 % ;
- la sécurité et le confort des passagers nécessitent également l'amélioration acoustique, lors d'un long trajet, un véhicule bruyant engendre chez les passagers un stress et une fatigue augmentant les risques d'accidents. Aujourd'hui, pour homologuer un nouveau modèle de voiture, la norme ISO 362 impose aux industriels une limitation d'émission du niveau sonore d'un véhicule : celui-ci doit être inférieur ou égal à 74 dB (A).

Pour répondre aux contraintes liées à l'évolution de la réglementation européenne, les équipementiers du secteur automobile développent des stratégies d'allègement du poids des garnitures tout en optimisant leurs performances. Dans le cas, par exemple, d'un coffre de voiture les équipementiers sont sollicités pour des sous-ensembles d'un périmètre (garniture latérale de coffre, tapis de coffre, tablette, protection intérieure d'aile...) pouvant générer des pièces de qualités supérieures et des surcoûts. Cela résulte du fait que chacun des sous-ensembles constituant l'habillage du coffre est traité séparément pour répondre

---

1. Association des constructeurs européens d'automobiles

aux spécifications des industriels sans prendre en compte les interdépendances que peuvent avoir ces différents garnitures dans leur ensemble (cf. fig. 1).

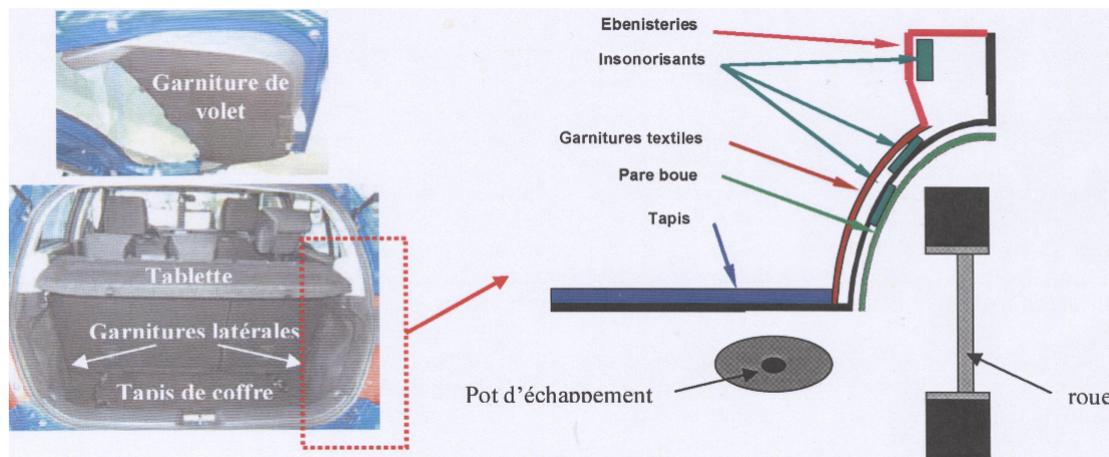


FIGURE 1 – Exemple de traitement d'un sous-ensemble de périmètre par les équipementiers.

Dans ce contexte, le projet LICORVE (Développement de garnitures légères, innovantes, recyclables et poly-sensorielles pour les applications de coffres de véhicule), financé par le fond interministériel d'appui aux projets de recherche et de développement des pôles de compétitivité, a pour objet de développer des pièces à hautes performances, garnissant l'arrière d'un véhicule dans son ensemble, et répondant aux attentes des industriels de l'automobile, dont notamment :

- l'allégement des pièces à performance égale ou supérieure, à des prix compétitifs et qui contribuent à l'effort de réduction du poids global du véhicule ;
- l'amélioration des performances acoustiques de l'habitacle en traitant uniquement les zones de bruit du coffre pour en limiter les remontées dans l'habitacle permettant ainsi de réduire les coûts de traitement, de répondre aux attentes des industriels, et de contribuer à l'effort d'amélioration de la sécurité et du confort des passagers ;
- l'amélioration des performances mécaniques des pièces du coffre les plus sollicitées : tablette, garnitures latérales et pare-boue ;
- l'intégration, lors du développement des garnitures, des critères de performance concernant principalement : la résistance au feu, l'isolation thermique, l'élimination des composés organiques volatils (COV) et la luminescence du coffre ;

- la prise en compte du critère environnemental par l'utilisation de matériaux recyclés ou l'intégration des déchets textiles, qui présentent l'avantage d'avoir un coût réduit par rapport aux matériaux vierges, mais qui nécessitent de nouveaux procédés de traitement pour une utilisation industrielle optimale.

La multiplicité et la diversité des critères de performance des garnitures recherchées, objet du projet LICORVE, ne peuvent être évaluées par des méthodes classiques, qui sont le plus souvent incompatibles avec les exigences des industriels, et difficiles à appliquer dans un petit volume. Elles peuvent constituer un frein important dans le cycle de développement des solutions visant à orienter la conception des pièces. Dans ce projet, il a été fait appel à un ensemble de partenaires organisés en consortium, piloté par MECAPLAST Group, équipementier automobile intervenant dans le développement et la fabrication des pièces et de sous-ensembles de systèmes pour la carrosserie et le moteur des véhicules. Chacun des membres du consortium intervenant dans la spécialité relevant de ses compétences, en développant une méthodologie de mesure simple, peu coûteuse, rapide à mettre en oeuvre dans un petit espace confiné, et ce, afin d'évaluer les performances des pièces et matériaux proposés comme solution. Le rôle et la contribution au projet de chaque partenaire sont donnés ci-après :

- Le CREPIM (Centre de Recherche et d'Études sur les Procédés d'Ignifugation des Matériaux) est spécialisé dans la recherche et l'étude sur les procédés d'ignifugation des matériaux, il intervenait dans les mesures pour évaluer les performances de résistance au feu des prototypes élaborés issus des ressources renouvelables ou des fibres recyclées ;
- Le Centre Matisse d'HEI (Hautes Études d'Ingénieur) intervient dans le développement de la méthodologie simplifiée de caractérisation des couleurs des produits textiles et sur la formulation colorimétrique des mélanges de fibres colorées ;
- L'IFTH (Institut Français du Textile et de l'Habillement) identifie le profil olfactif des matériaux utilisés afin d'en extraire les composés odorants clés et de les relier aux différentes étapes du procédé de fabrication des pièces ;
- Le CTTM (Centre de Transfert de Technologies du Mans) met à profit ses connaissances dans les matériaux acoustiques et la vibroacoustique, thématiques entrant

dans le domaine de ses activités, et ce, afin de mesurer les paramètres propres et les performances acoustiques pour orienter le choix des matériaux entrant dans la conception des garnitures ;

- Signal Développement (SD) est un bureau d'étude spécialisé en recherche et développement dans l'industrie du transport, en particulier dans l'imagerie acoustique. Il intervient dans la mise en oeuvre d'une méthode de mesure dans un environnement confiné afin de localiser et de hiérarchiser les sources de bruit les plus émergentes ;
- le laboratoire d'acoustique du CNAM traite des problématiques de caractérisation et d'identification des sources de bruit principalement dans les milieux confinés. Il apporte son expertise et son savoir faire dans le développement d'une méthodologie de mesure locale sur les zones désignées par SD, permettant de quantifier plus précisément les puissances émises, afin d'orienter les traitements acoustiques avec acuité. La méthodologie de mesure développée doit être simple et rapide pour évaluer à moindre coût les performances acoustiques des solutions appliquées.

L'objet de cette thèse consiste à développer une méthodologie de mesure locale appelée à être appliqué dans le coffre d'une voiture, caractérisé par un petit volume et un environnement très confiné. Les réflexions du champ acoustique sur les parois du coffre sont importantes et ne peuvent être négligées. Afin d'évaluer correctement les effets des traitements appliqués, la méthodologie de mesure développée à cet effet doit satisfaire aux préoccupations des industriels définies dans le cahier des charges, et contractées dans le cadre du projet LICORVE. Cette méthodologie doit :

- permettre de séparer les contributions convergentes, issues des réflexions dues au confinement et à la présence d'autres sources, et les contributions divergentes issues de la zone d'étude (déconfinement) ;
- être d'une simplicité d'exécution et de mise en oeuvre permettant au cours d'une seule et même séance d'essais d'une durée de 4 à 8 heures de caractériser et de valider les performances acoustiques des garnitures ;
- permettre d'obtenir des résultats en temps réel ;
- être robuste et donner des résultats réalistes, et ce, quels que soient les types de sources de bruit (aérodynamique, roulement...) et les conditions d'essais ;

- couvrir idéalement la gamme de fréquence de 125 Hz à 3 kHz.

Pour le respect de ces exigences, le choix s'est porté sur la méthode d'imagerie acoustique FSM (Field Separation Method). En effet, cette méthode permet de s'affranchir de l'environnement confiné. La méthode FSM n'avait pas encore été appliquée dans des conditions aussi sévères, ce qui a nécessité d'une part, l'étude de sa robustesse afin d'évaluer sa fiabilité dans ce type d'environnement de mesure difficile, et d'autre part, le développement d'outils spécifiques à son application (système d'acquisition, sondes, antennes, etc.).

Le premier chapitre de cette thèse a pour objet de présenter les outils nécessaires à la compréhension de la méthode FSM pour sa mise en oeuvre dans le coffre d'une automobile. Il présente également un état de l'art des principales méthodes holographiques adaptées en milieu confiné, et parmi lesquelles il ne sera retenu que celle qui répond au mieux aux spécifications du cahier des charges, et ce, afin de la comparer à la méthode FSM.

Le second chapitre est consacré à l'étude numérique de la méthode FSM et de celle retenue dans le premier chapitre : SONAH. Cette étude consiste à valider les codes numériques de ces méthodes, à réaliser une série de simulations afin d'étudier les différents aspects nécessaires à leurs utilisations dans le coffre d'une voiture, à dimensionner et optimiser les différents outils nécessaires à leurs mise en oeuvre en conditions réelles (antennes de mesure, nombre de sondes, etc.). La robustesse de ces méthodes d'imagerie est également étudiée par des simulations réalisées dans des conditions s'apparentant à celles où elles sont appelées à être mises en oeuvre expérimentalement. Les influences des erreurs de mesure inhérentes à leurs applications dans la pratique font l'objet d'une étude numérique. Cette étude est une phase indispensable, car elle a pour finalité de permettre des diagnostics intermédiaires sur les limites et inconvénients de chacune des méthodes, afin de ne retenir que celle qui répond au mieux à notre problématique.

Le troisième chapitre, dans sa première partie, valide expérimentalement les principales conclusions numériques, et évalue l'impact des aléas expérimentaux sur le comportement des méthodes holographiques, tels que les bruits électriques de la chaîne d'acquisition, les

décalages de phase, d'amplitude, ou encore le positionnement des sondes de mesure. Il est étudié dans la seconde partie, la faisabilité et la robustesse de la méthode FSM par sa mise en oeuvre pour la caractérisation des sources maîtrisées dans une maquette. Enfin, dans la dernière partie, la méthode FSM est appliquée dans des conditions de roulement sur un banc à rouleaux, afin de caractériser les zones de bruit d'un coffre d'une Peugeot 508 sw. Cette étape permet à l'équipementier d'appliquer les traitements acoustiques sur les zones de bruit localisées, et d'estimer l'efficacité des traitements.

Première partie

Principes et méthodes théoriques



# Chapitre 1

## Méthodes d'imagerie dans les milieux confinés

### 1.1 Introduction

L'amélioration du confort acoustique des moyens de transport individuels et collectifs constitue pour les industriels des domaines ferroviaire et routier une préoccupation majeure. Dans ce cadre, des méthodes d'identification et de localisation des principales causes de nuisances sonores ont été développées, et des travaux dont l'objet est l'amélioration de l'environnement sonore ont été menés.

Ces méthodes, initialement développées pour des conditions de champ libre, ont contribué depuis ces dix dernières années à une meilleure compréhension des phénomènes physiques mis en jeu. Elles ont permis le traitement des zones de bruit localisées (capotage du compartiment moteur des automobiles, amélioration de l'aérodynamisme, etc.). Cependant, l'utilisation de ces méthodes à l'intérieur des habitacles se sont révélées limitées voire inadaptées. Cette problématique est apparue récemment, et peu de travaux ont été menés dans ce contexte.

L'objet de ce chapitre est de présenter, d'une part, la méthode FSM (Field Separation Method), proposée dans cette étude, et d'autre part, les principales autres méthodes holographiques de la littérature, adaptées aux milieux confinés. La présentation de ces

méthodes permettra de mettre en exergue les avantages et les inconvénients de chacune d'entre elles, et il ne sera retenu, outre la méthode FSM, que celle qui répond au mieux aux exigences du cahier des charges en matière de durée limitée des essais (4 h à 8 h), de plage de fréquence d'étude (125 Hz à 3 kHz), de simplicité de mise en oeuvre, et de rapidité du calcul. Ces exigences ont été spécifiées par les industriels et contractées dans le cadre du projet LICORVE.

### 1.2 La méthode IFRF (Inverse Frequency Response Function)

La méthode IFRF a été introduite dans les années 80 par Veronesi [65; 42]. Elle permet de calculer, à l'aide d'une matrice de transfert, le champ vibratoire de la source étudiée à partir des mesures des pressions acoustiques sur une grille de microphones [67] (méthode de type inverse). La méthode se base sur la définition des fonctions de transfert décrivant à la fois le chemin direct des sources et les chemins indirects (réverbération) dus au caractère confiné de la mesure. La localisation des sources par la méthode IFRF impose d'inverser la matrice de transfert, ce qui pose un problème de conditionnement qui est traité à l'aide de méthodes de régularisation [51; 20]. Sur le plan théorique, la formalisation de la méthode IFRF peut être exprimée par les relations ci-après :

$$P_f(\omega) = H(\omega)Q(\omega) \quad (1.1)$$

où,

$$Q(\omega) = H^+(\omega)P_f(\omega) \quad (1.2)$$

où  $P_f(\omega)$  est le vecteur du champ de pression acoustique mesuré par la grille de microphones,  $Q(\omega)$  est le vecteur du champ de pression acoustique ou de vitesse des particules de la source sonore,  $H(\omega)$  est la matrice de transfert utilisée par la méthode IFRF, et  $H^+(\omega)$  est la pseudo-inverse de la matrice de transfert.

En pratique, la matrice de transfert est déterminée pour un échantillonnage de positions supposées de sources potentiellement présentes. Pour déterminer expérimentalement cette

## 1.2. LA MÉTHODE IFRF (INVERSE FREQUENCY RESPONSE FUNCTION)

matrice de transfert, des mesures sont réalisées avec une antenne de microphones, et des haut-parleurs excités par des signaux acoustiques connus. Ces haut-parleurs sont placés à des positions préalablement choisies qui maillent la surface émettrice ; les matrices de transfert sont déterminées à partir des signaux d'excitation des haut-parleurs et des signaux mesurés par l'antenne (cf. fig 1.1). Dans le cas où le maillage réalisé par le haut-parleur ne se trouve pas exactement à la position de la source, la position de la source calculée par la méthode IFRF va s'étendre sur la position du haut-parleur la plus proche de l'emplacement exacte de la source.

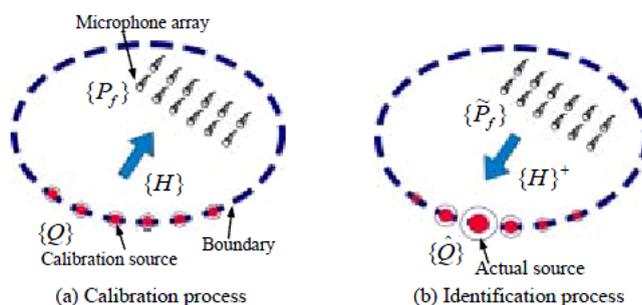


FIGURE 1.1 – Principe de calcul de  $H(\omega)$  (matrice de transfert) de la méthode IFRF [41].

La méthode IFRF a fait l'objet d'une utilisation dans un habitacle de voiture [41]. Il a été choisi, pour la mise en oeuvre de cette application, sept positions où une source est supposée présente. La matrice de transfert décrivant le système étudié est calculée en déplaçant un haut-parleur sur les positions préalablement choisies. Pour chaque position du haut-parleur, le champ a été mesuré à l'aide d'une antenne composée de 75 microphones. Les résultats obtenus par la méthode IFRF révèlent une erreur de reconstruction inférieure à 2% sur le niveau du champ de pression de la source.

### 1.2.1 Limitations et restrictions

Lorsque plusieurs matériaux d'absorption acoustique sont testés, ces derniers créent de nouvelles conditions aux limites (réflexion, absorption) nécessitant une nouvelle détermination des fonctions de transfert. Ainsi le temps de préparation pour l'utilisation de la méthode IFRF est non négligeable, cette méthode s'avère être non compatible avec la durée des essais imposée par les industriels. Dans notre cas, cette méthode n'est pas adaptée aux

exigences privilégiant l'utilisation d'une méthode rapide afin de tester plusieurs configurations au cours d'une seule séance d'essais. En dépit de son intérêt, la méthode IFRF est sensible aux conditions du milieu étudié, ce qui limite son usage.

## 1.3 Méthode des éléments de frontière (MEF)

La méthode des éléments de frontière est particulièrement utilisée pour caractériser le champ sonore en basse fréquence. Elle se base sur la formulation intégrale de Helmholtz, qui appliquée en milieu confiné permet, même en présence d'autres sources perturbatrices, de calculer le champ de pression rayonné par une source sonore. La mise en oeuvre de la séparation des contributions consiste à mesurer le champ de pression sur deux surfaces proches entourant la source à caractériser [69; 63; 50; 57], et à décomposer le champ en utilisant la formulation intégrale de Helmholtz les champs entrant (réverbération + source perturbatrice) et sortant (source à caractériser) de la surface de mesure. En haute fréquence, le champ incident diffracté par la source est important. Il doit être soustrait du champ sortant en utilisant une formulation intégrale de la diffraction [68; 8; 64; 43], ce qui permet de retrouver le champ de pression rayonné en espace libre par la source sonore principale.

### 1.3.1 Mise en oeuvre de la méthode MEF dans un milieu confiné

Afin de tester la robustesse et d'ajuster les différents paramètres de la méthode MEF, une simulation numérique a été mise en oeuvre [45]. La source sonore à caractériser est une sphère à calotte pulsante de centre  $O$  et de rayon 0,5 m. Les mesures simulées du champ de pression acoustique de la source ont été réalisées sur une surface cubique de 1,1 m de côté entourant la source. Pour reproduire un espace confiné, la source est entourée par une sphère rigide de rayon 1,25 m ayant le même centre  $O$  que la source. La géométrie de la simulation est représentée par la figure 1.2.

Dans une première phase, l'algorithme de séparation est testé dans le cas le plus simple : la source sonore est placée dans des conditions de champ libre, et plusieurs discrétisations de la surface de mesure  $S$  sont testées (90, 210, 378 et 594 noeuds). Pour chaque configuration

### 1.3. MÉTHODE DES ÉLÉMENTS DE FRONTIÈRE (MEF)

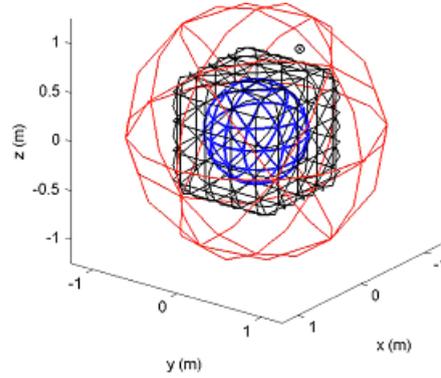


FIGURE 1.2 – Géométrie de l'expérience simulée.  $\Gamma$  est la plus petite sphère (source sonore),  $S$  est le cube (surface de mesures contenant la source sonore),  $\gamma$  est la plus grande sphère (sphère rigide). Le petit cercle désigne la position de la source secondaire (perturbatrice) [45].

de mesure un estimateur de la puissance  $\Pi$  est calculé (équation 1.3).

$$\Pi = \frac{1}{2} \int_S \frac{|p^e(s)|^2}{\rho_0 c} dS, \quad (1.3)$$

où  $p^e$  est la pression avec laquelle l'estimateur de puissance  $\Pi$  est calculé. Pour un point de la surface de mesure  $S$ , la puissance  $\Pi$  est tracée en fonction du paramètre  $ka$  pour chaque configuration de la surface de mesure  $S$ , sur la figure 1.3.

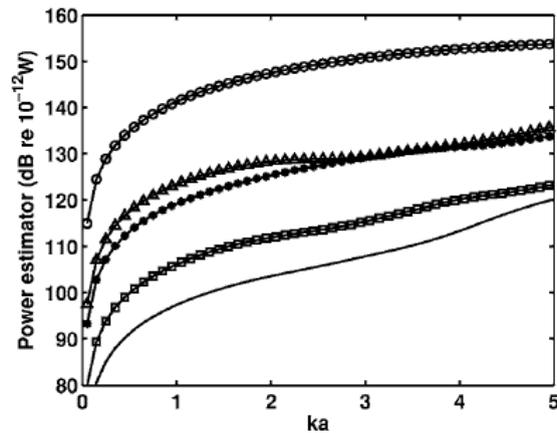


FIGURE 1.3 – Tracés de la puissance  $\Pi$  estimée sur la surface de mesure après le processus de séparation. Configuration de maillage de la surface mesure  $S$ , champ sortant :  $\circ$  594 noeuds, champ entrant :  $\triangle$  90 noeuds,  $*$  210 noeuds,  $\square$  378 noeuds, ligne continue 594 noeuds [45].

Dans cette configuration de champ libre, le champ entrant devrait être nul. Cependant,

### 1.3. MÉTHODE DES ÉLÉMENTS DE FRONTIÈRE (MEF)

---

le calcul de séparation MEF et la discrétisation font apparaître, un champ entrant non nul. Dans la configuration du maillage de la surface de mesure  $S$  à 378 noeuds, la puissance  $\Pi$  du champ sortant est supérieur de 30 dB à celle du champ entrant. C'est ce maillage qui est retenu pour ce qui va suivre.

Dans la seconde phase de test, la source sonore est placée dans la cavité sphérique rigide de rayon de 1,25 m. Le champ total est calculé puis les champs entrant et sortant sont séparés, et les effets de diffraction sur la source sont pris en compte et retranchés du champ sortant. La figure 1.4 restitue, en fonction du paramètre  $ka$ , les valeurs des puissances suivantes :

- la puissance du champ mesuré,
- la puissance du champ sortant, calculée par la méthode MEF,
- la puissance du champ obtenu après la suppression des effets de diffraction à l'aide de la formulation intégrale du champ diffracté.

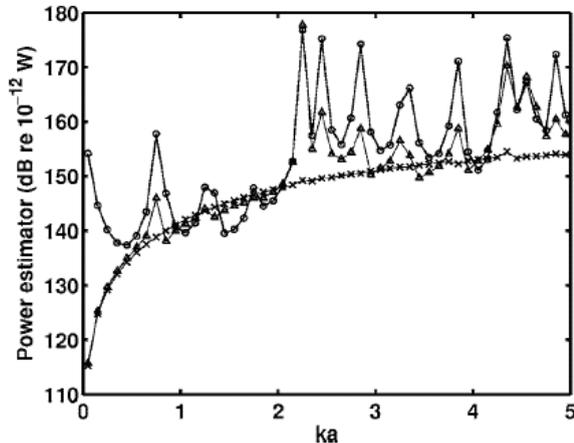


FIGURE 1.4 – Estimation de la puissance acoustique rayonnée  $\Pi$  en fonction du paramètre  $ka$  calculé sur  $S$ . —○— puissance totale. —△— puissance sortante. —X— puissance récupérée du champ libre rétabli [45].

L'estimation de la puissance à partir du champ total, calculé sur  $S$ , montre de fortes fluctuations dues au comportement modal de la cavité sphérique. Lorsque le processus de séparation est appliqué, la courbe de puissance du champ sortant est plus lissée, et finalement elle est obtenue après la soustraction du champ diffracté, ce qui nous ramène au cas du champ libre. Une comparaison entre l'estimateur de puissance du champ obtenu

et celui du champ de pression libre calculé théoriquement est donnée par la figure 1.5. Il est constaté que même pour de grands  $ka$ , il est obtenu une très bonne concordance entre les deux courbes (écart  $< 1$  dB pour certaines fréquences modales de la cavité sphérique).

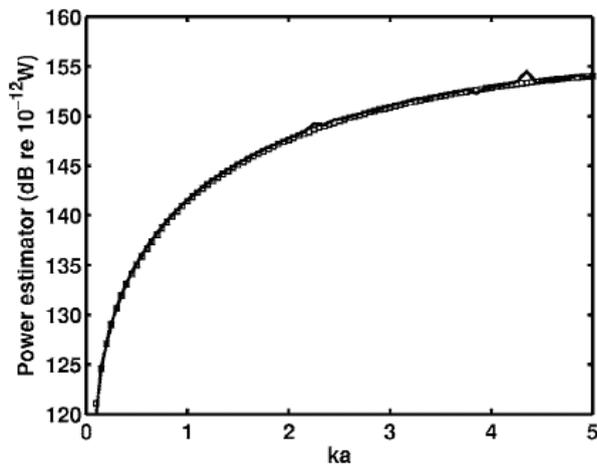


FIGURE 1.5 – Estimation de la puissance  $\Pi$  calculée sur  $S$  [45].

Dans la dernière simulation examinée, une deuxième source (monopôle) est introduite dans la cavité sphérique et joue le rôle de perturbateur. Ainsi la méthode est éprouvée dans des conditions plus difficiles (cf. fig 1.2). Les cartographies des champs de pression, établies pour les valeurs de  $ka$  égales à 0,25 et 2,35, sont représentées respectivement sur les figures 1.6 et 1.7.

Dans le cas où  $ka$  est égal à 0,25 (cf. fig 1.6), il est constaté que le champ sortant calculé analytiquement et le champ libre calculé par MEF sont similaires en tout point ; dans ce cas (basses fréquences  $ka = 0,25$ ) la suppression du champ diffracté sur la source sonore n'est pas nécessaire. Dans le cas où  $ka = 2,35$ , une simple séparation entre le champ de pression entrant et sortant n'est plus suffisante (cf. figure 1.7), la soustraction du champ diffracté est indispensable pour retrouver le champ libre dans cette gamme de fréquence ( $ka = 2,35$ ).

Malgré les performances intéressantes offertes par la méthode MEF pour la localisation des sources de bruit dans des environnements confinés que nous venons de voir, les objectifs, dans le cadre de cette étude, imposent de développer une méthode permettant d'obtenir

### 1.3. MÉTHODE DES ÉLÉMENTS DE FRONTIÈRE (MEF)

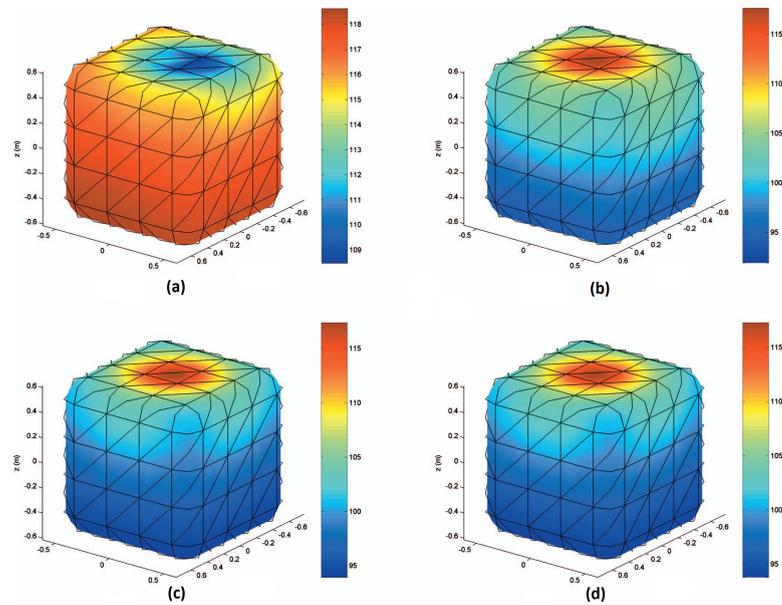


FIGURE 1.6 – Champ de pression sur la surface de mesure (S) en dB pour  $ka = 0,25$ . (a) le champ de pression total, (b) le champ de pression sortant calculé, (c) le champ de pression libre calculé, (d) le champ de pression libre théorique [45].

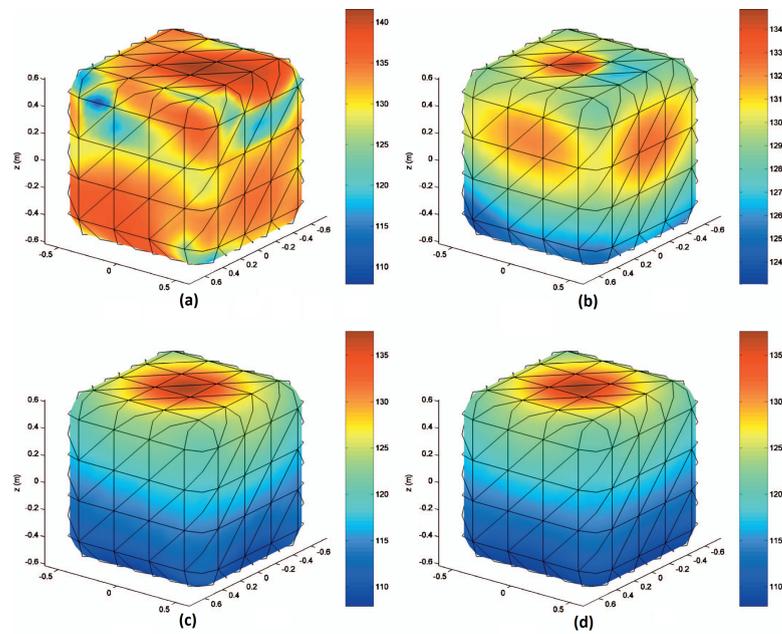


FIGURE 1.7 – Champ de pression sur la surface de mesure (S) en dB pour  $ka=2,35$ . (a) le champ de pression total, (b) champ de pression sortant calculé, (c) le champ de pression libre calculé, (d) le champ de pression libre théorique [45].

des résultats rapidement. Cette contrainte nous conduit, eu égard à la durée du temps de calcul de la méthode MEF, à ne pas retenir cette dernière pour la suite de cette étude.

## 1.4 Méthode iPTF (inverse Patch Transfer Functions)

La méthode inverse iPTF [66] est la formulation inverse de la méthode directe PTF (Patch Transfer Functions) développée par M. Ouisse et M. Aucejo [53; 5]. Elle consiste à mesurer le champ acoustique rayonné (vitesse des particules et pression acoustique) sur une surface entourant la source étudiée, représentée par la figure 1.8.

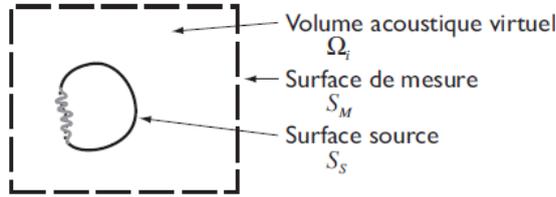


FIGURE 1.8 – Problème acoustique de base posé par la méthode inverse iPTF [66].

où l'équation de Helmholtz est résolue dans le volume acoustique virtuel  $\Omega_i$  en utilisant la condition aux limites de Neumann.

$$\begin{cases} \Delta p(M) + k^2 p(M) = 0 & \forall M \in \Omega_i \\ \frac{\partial p}{\partial n}(M) = -i\omega\rho V_S^n & \forall M \in S_s \cup S_M \end{cases} \quad (1.4)$$

La méthode directe PTF consiste à décomposer le volume en sous domaines qui sont couplés par leurs surfaces communes, découpées en sous-structures, appelées patch. La pression acoustique moyenne sur un patch  $j$  est définie comme la superposition de la pression due aux vibrations des  $N_s$  sous-structures de la surface source  $S_s$  et de l'influence des  $N_M$  sous-structures de la surface de mesure  $S_M$ ,

$$\{p_j\} = [Z_{jk}]\{v_k\} + [Z_{ji}]\{v_i\} \quad (1.5)$$

où  $\{p_j\}$  est la pression acoustique sur le patch  $j$ ,  $[Z_{jk}]$  est la matrice d'impédance entre un patch source  $k$  et le patch de mesure  $j$ ,  $\{v_k\}$  la vitesse normale moyenne sur le patch source  $k$ ,  $[Z_{ji}]$  la matrice d'impédance entre un patch excité  $i$  et le patch d'écoute  $j$ , et  $\{v_i\}$  la vitesse moyenne de couplage sur le patch  $i$ . Les matrices d'impédances ( $[Z_{jk}]$  et

$[Z_{ji}]$ ) sont obtenues numériquement par le calcul sur la base modale d'une cavité de même dimension que le volume acoustique virtuel  $\Omega_i$  :

$$Z_{ji} = \sum_n \frac{i\omega\rho c^2 S_i}{\Lambda_n(\omega_n^2 - \omega^2 + i\eta_n\omega_n\omega)} \langle \Phi_n \rangle_i \langle \Phi_n \rangle_j, \quad (1.6)$$

$$Z_{jk} = \sum_n \frac{i\omega\rho c^2 S_i}{\Lambda_n(\omega_n^2 - \omega^2 + i\eta_n\omega_n\omega)} \langle \Phi_n \rangle_i \langle \Phi_k \rangle_j. \quad (1.7)$$

En utilisant la méthode inverse iPTF, la vitesse normale moyenne sur le patch k de la source est calculée à partir de l'équation 1.5

$$\{v_k\} = [Z_{jk}]^{-1} (\{p_j\} - [Z_{ji}]\{v_i\}) \quad (1.8)$$

dans laquelle la vitesse de la source  $\{v_k\}$  est la seule inconnue,  $\{p_j\}$  et  $\{v_i\}$  sont mesurées,  $[Z_{jk}]$  et  $[Z_{ji}]$  sont calculées.

#### 1.4.1 Exemple d'application de la Méthode iPTF (inverse Patch Transfer Functions)

Une application de la méthode iPTF [6] (cf. fig 1.9) a été réalisée sur une plaque en forme de L excitée à sa surface par un pot vibrant. Afin de réduire le nombre de mesures du champ acoustique, des conditions de paroi rigide ont été créées en surmontant la plaque d'un coffrage en bois placé sur un bloc de béton.



FIGURE 1.9 – Procédé expérimental [6].

La résolution du problème inverse par la méthode iPTF nécessite l'inversion de la matrice d'impédance  $[Z_{jk}]$  (équation 1.5), ce qui nécessite des techniques de régularisation liées au mauvais conditionnement de la matrice. Dans cette application, une régularisation par troncature des valeurs singulières (TSVD) a été utilisée, et le paramètre de régularisation a été estimé à l'aide de technique de la courbe en L. Le champ des vitesses de la

## 1.5. L'HOLOGRAPHIE ACOUSTIQUE DE CHAMP PROCHE NAH (NEARFIELD ACOUSTICAL HOLOGRAPHY)

---

plaque en fonction de la fréquence est calculée par la méthode iPTF avec et sans régularisation, et comparé avec celui calculé par vibromètre laser. Ces champs sont restitués par la figure 1.10.

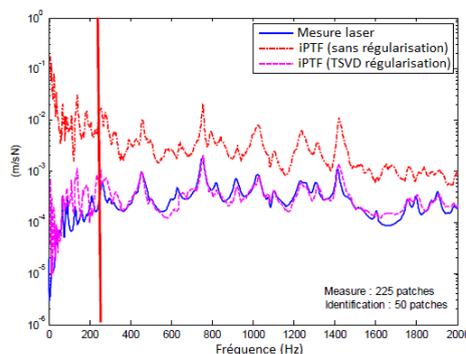


FIGURE 1.10 – Identification de la vitesse de la plaque par la méthode iPTF [6].

Il est constaté, qu'à partir de 200 Hz environ le champ de vitesse de la source calculé par la méthode iPTF régularisé est proche des mesures laser : l'erreur d'identification est en moyenne de 3 dB. En basse fréquence, le champ acoustique (vitesse des particules et pression acoustique) mesuré est noyé dans le bruit de fond et la comparaison devient difficile.

À partir de cet exemple, il est constaté l'intérêt de la méthode iPTF pour la caractérisation des sources de bruit. Dans la pratique, la base modale du domaine intérieur utilisée pour le calcul numérique des matrices d'impédances ( $[Z_{jk}]$  et  $[Z_{ji}]$ ) nécessaire à la mise en oeuvre de la méthode est déterminée sur le maillage par éléments finis de volume de la cavité. Les temps de calcul sont proportionnels au volume de la cavité et au maillage choisi, et la mise en oeuvre peut être relativement longue lorsque l'on monte en fréquence. Elle ne sera donc pas retenue pour la suite de cette étude.

## 1.5 L'holographie acoustique de champ proche NAH (Near-field Acoustical Holography)

L'holographie a été développée initialement pour l'optique, et étendue par la suite à la physique vibratoire et acoustique. Les grandes lignes de la NAH ont été développées à partir

## 1.5. L'HOLOGRAPHIE ACOUSTIQUE DE CHAMP PROCHE NAH (NEARFIELD ACOUSTICAL HOLOGRAPHY)

---

de l'article de Williams, Maynard et Skudrzyk [74] ; et ses bases fondamentales s'appuient sur le théorème de Green et la formulation intégrale d'Helmholtz-Kirchhoff [73; 71]. Elle a pour objectif d'identifier et de caractériser les sources par la reconstruction du champ acoustique ou vibratoire sur une surface parallèle à une antenne de microphones utilisée pour mesurer le champ proche de pression d'un ensemble de sources sonores. Théoriquement, le champ est censé être mesuré sur un plan infini [31], alors que dans la pratique le champ est mesuré sur un plan fini. Ainsi, il est nécessaire de prendre des précautions de mesure, consistant à vérifier que le niveau mesuré sur le plan holographique soit de 10 à 20 dB supérieur à celui mesuré sur les bords de ce plan [19]. Cette contrainte impose d'avoir une surface de mesure plus grande que la surface de la source, ce qui représente une contrainte matérielle lorsque la méthode NAH est utilisée pour la caractérisation de sources étendues.

### 1.5.1 La méthode NAH à références multiples STSF (Spatial Transformation of Sound Field)

La méthode Spatial Transformation of Sound Field (STSF) est une combinaison de la NAH et de l'analyse en composantes principales, qui a été introduite par Hald [28; 29]. Elle utilise des mesures de densité interspectrale de puissance avec références et une décomposition en composantes principales (ACP) pour séparer les contributions décorréliées du champ. L'antenne de capteurs couvrant la zone de la source est ainsi complétée par des capteurs de référence, positionnés au plus près des sources sonores (cf. figure 1.11). Le champ mesuré est séparé en  $L$  composantes indépendantes, et dans le cas où la matrice interspectrale issue des microphones de référence possède le même rang qu'une matrice interspectrale issue du plan de mesure, celle-ci sera utilisée pour la décomposition. L'antenne de mesure pourra être déplacée pour couvrir toute la zone étudiée, ce qui permet de pallier le problème des grandes surfaces de mesure.

Une des applications de la méthode STSF en milieu confiné a été mise en oeuvre par la société Metravib [18] dans la détection des fuites acoustiques d'une porte de voiture. A l'exception de la surface à mesurer, toutes les autres parois de l'habitacle ont été traitées

## 1.5. L'HOLOGRAPHIE ACOUSTIQUE DE CHAMP PROCHE NAH (NEARFIELD ACOUSTICAL HOLOGRAPHY)

---

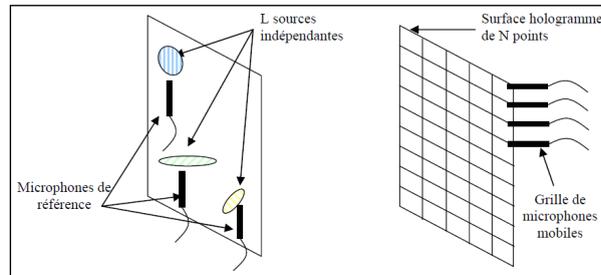


FIGURE 1.11 – Principe de la méthode STSF [28].

acoustiquement en les recouvrant à l'aide de mousse absorbante (cf. figure 1.12). Les conditions ainsi créées par ce type de traitement acoustique se rapprochent de celles du champ libre, justifiant l'utilisation d'une fonction de Green pour des conditions de champ libre. Les mesures du champ de pression ont été réalisées à l'aide d'une antenne composée de 64 microphones espacés de 2,5 cm, placée à l'intérieur du véhicule. Pour reconstruire la surface source, 55 positions d'antenne ont été nécessaires et un dispositif robotisé de déplacement a été utilisé. La comparaison entre des mesures classiques obtenues par accéléromètre et vélocimétrie laser, et les résultats obtenus avec la méthode STSF est donnée par la figure 1.13.

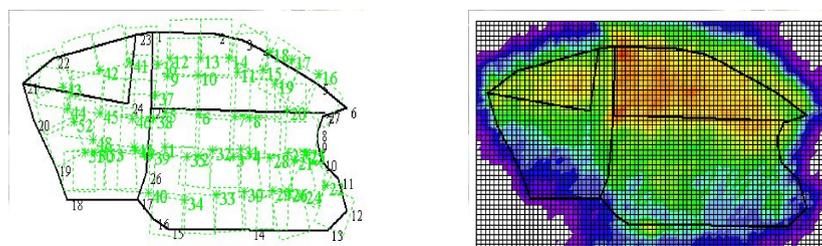


(a) Grille de microphones utilisée. (b) Système de déplacement utilisé

FIGURE 1.12 – Préparation acoustique des surfaces de l'habitacle et système de mesure [18].

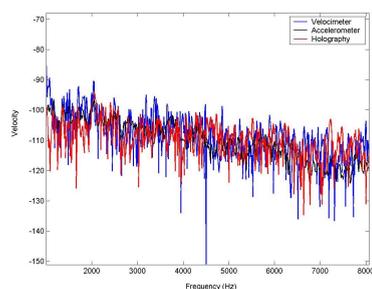
L'analyse des résultats montre que les valeurs des vitesses obtenues par reconstruction holographique, à l'aide des accéléromètres, et de la vélocimétrie laser, sont comparables à celles obtenues par la méthode STSF, mais s'avèrent néanmoins moins précises. D'autres applications de la méthode STSF couplées à la méthode BEM [7; 56], prenant en compte l'habitacle, ont été réalisées dans le domaine des basses fréquences (200 Hz). Toutefois des erreurs de l'ordre de 10% sur les valeurs des vitesses reconstruites à la fréquence de 100 Hz ont été relevées. Cet exemple d'application de la méthode NAH à références multiples dans

## 1.6. LA MÉTHODE SONAH (STATISTICALLY OPTIMAL NEAR FIELD ACOUSTICAL HOLOGRAPHY)

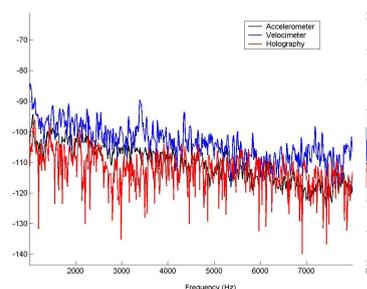


(c) Ensemble des positions de la grille.

(d) Grille reconstruite.



(e) Écran latéral avant



(f) Écran latéral arrière

FIGURE 1.13 – Comparaison des résultats entre les vitesses vibratoires mesurées par la vélocimétrie laser, par l'holographie acoustique et par les accéléromètres, au niveau de la fenêtre, pour 2 positions [18].

des milieux confinés montre qu'elle nécessite une instrumentation conséquente (robot de déplacement), et une préparation importante (traitement acoustique des parois de l'habitacle). La mise en oeuvre d'une telle méthode dans un coffre de voiture, de petit volume, peut poser des problèmes de mise en oeuvre. C'est pour ces raisons que cette méthode ne sera pas retenue dans le cadre du projet LICORVE.

## 1.6 La méthode SONAH (Statistically Optimal Near field Acoustical Holography)

La méthode Statistically Optimal Near field Acoustical Holography (SONAH) est une variante de la Near field Acoustical Holography (NAH). Elle a été développée dans un premier temps par Hald [62; 32; 30] pour les surfaces planes, et étendue par la suite à des géométries cylindriques [15], et à tout type de géométrie [39; 23]. La méthode SONAH a l'avantage de réaliser la rétropropagation du champ mesuré non pas dans le domaine des nombres d'ondes, mais directement dans le domaine spatial, et ce, afin d'éviter les

## 1.6. LA MÉTHODE SONAH (STATISTICALLY OPTIMAL NEAR FIELD ACOUSTICAL HOLOGRAPHY)

---

problèmes d'effet de troncatures liés à l'utilisation des transformées de Fourier spatiales. Il n'est, par ailleurs, plus nécessaire de répartir régulièrement les capteurs de mesure sur l'antenne, ce qui présente un avantage par rapport à la méthode NAH.

### 1.6.1 Principe de la méthode SONAH simple couche

Dans le cas de la méthode SONAH simple couche, le plan de mesure est constitué d'une seule couche de capteurs. La grandeur physique mesurée est soit la pression acoustique ( $p$ ), soit la vitesse des particules ( $u$ ), soit les deux. La rétropropagation ou la propagation consiste à exprimer le champ mesuré en un point de l'espace  $r = (x, y, z)$  comme une somme pondérée des  $N$  points du champ acoustique de la source, tel qu'illustré par le schéma de la figure 1.14.

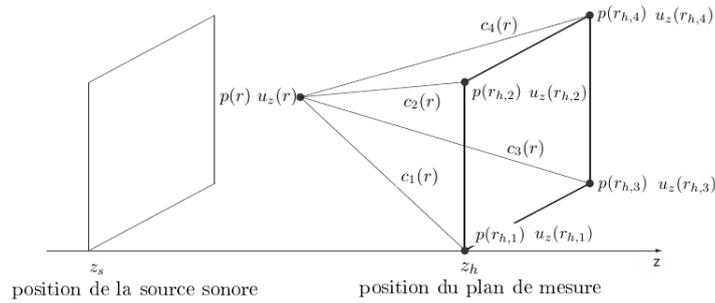


FIGURE 1.14 – Principe de la méthode SONAH simple couche dans le cas d'une antenne constituée de quatre transducteurs.

#### 1.6.1.1 Méthode SONAH simple couche directe

Pour la mise en oeuvre de cette méthode, il est nécessaire de mesurer la pression acoustique et la vitesse des particules pour estimer le champ sonore en un point de l'espace  $r = (x, y, z)$ . Il y a lieu de préciser que si l'on ne dispose que de sondes mesurant la pression acoustique, il est alors utilisé deux grilles de mesures. Les pressions et les vitesses des particules sont calculées sur le plan intermédiaire, équidistant aux deux grilles, à partir des approximations aux différences finies suivantes :

$$p(r_{h,n}) = \frac{p(r_{h1,n}) + p(r_{h2,n})}{2} \quad (1.9)$$

$$u_z(r_{h,n}) = \frac{1}{j\omega\rho} \frac{p(r_{h2,n}) - p(r_{h1,n})}{z_{h2} - z_{h1}} \quad (1.10)$$

## 1.6. LA MÉTHODE SONAH (STATISTICALLY OPTIMAL NEAR FIELD ACOUSTICAL HOLOGRAPHY)

---

où  $p(r_{h1,n})$  et  $p(r_{h2,n})$  représentent respectivement la pression acoustique mesurée sur la première grille de mesure placée en  $z_{h1}$  et sur la deuxième grille de mesure placée en  $z_{h2}$ .

Si l'on dispose de sondes mesurant directement la pression acoustique et la vitesse des particules, il n'est plus nécessaire de recourir aux approximations des équations 1.9 et 1.10.

Grâce à la vitesse des particules et à la pression acoustique, il est alors possible de calculer directement le champ acoustique de la source sonore en un point de l'espace  $r = (x, y, z)$  par les expressions suivantes :

$$u_z(r) \simeq \sum_{n=1}^N c_n(r) u_z(r_{h,n}) = u_z^T(r_h) c(r) \quad (1.11)$$

$$p(r) \simeq \sum_{n=1}^N c_n(r) p(r_{h,n}) = p^T(r_h) c(r) \quad (1.12)$$

où  $u_z^T(r_h)$  et  $p^T(r_h)$  sont respectivement les transposées des vecteurs des vitesses des particules et des pressions acoustiques mesurées aux différentes positions sur le plan de mesure.  $c(r)$  représente le vecteur contenant les coefficients d'estimation de la pression acoustique et de la vitesse des particules en un point de l'espace  $r = (x, y, z)$ . Dans le cas de la méthode SONAH simple couche directe, il est à noter que les coefficients  $c(r)$  restent inchangés lorsque la vitesse des particules et la pression acoustique sont déterminées respectivement à partir des vitesses et des pressions mesurées.

### 1.6.1.2 Méthode SONAH simple couche indirecte

Dans la configuration où le plan de mesure est constitué d'une seule grille de sondes, mesurant une seule grandeur : la pression acoustique ( $p$ ) ou la vitesse des particules ( $u$ ), la méthode SONAH simple couche indirecte permet d'estimer la pression acoustique ou la vitesse des particules à partir respectivement de la vitesse des particules mesurée ou de la pression acoustique mesurée.

## 1.6. LA MÉTHODE SONAH (STATISTICALLY OPTIMAL NEAR FIELD ACOUSTICAL HOLOGRAPHY)

---

On a alors les relations :

$$u_z(r) \simeq \sum_{n=1}^N c_{n,u}(r) p(r_{h,n}) = p^T(r_h) c_u(r) \quad (1.13)$$

$$p(r) \simeq \sum_{n=1}^N c_{n,p}(r) u_z(r_{h,n}) = u_z^T(r_h) c_p(r) \quad (1.14)$$

où  $u_z^T(r_h)$  et  $p^T(r_h)$  sont respectivement les transposées des vecteurs colonnes des vitesses des particules et des pressions acoustiques mesurées aux différentes positions du plan de mesure, et  $c_p(r)$  et  $c_u(r)$  sont respectivement les vecteurs colonnes contenant les coefficients d'estimation de la pression acoustique à partir des mesures de la vitesse des particules, et la vitesse des particules à partir des mesures de la pression acoustique.

### 1.6.2 Calculs des coefficients d'estimation $c(r)$

Le vecteur de transfert  $c(r)$ , contenant tous les coefficients d'estimation, est déterminé sur l'ensemble infini des ondes propagatives et évanescentes, fonction de  $k_x, k_y$ ,

$$\begin{aligned} \phi_{k_m}(r) &= e^{-j(k_{x,m}x + k_{y,m}y + k_{z,m}z)} \\ m &= 1..M; M \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (1.15)$$

où

$$k_{z,m} = \begin{cases} \sqrt{k^2 - k_{x,m}^2 - k_{y,m}^2} & \text{pour } k_{x,m}^2 + k_{y,m}^2 \leq k^2 \\ -j\sqrt{k_{x,m}^2 + k_{y,m}^2 - k^2} & \text{pour } k_{x,m}^2 + k_{y,m}^2 > k^2 \end{cases} \quad (1.16)$$

Un ensemble de coefficients doit être déterminé pour toutes les ondes élémentaires permettant de relier le plan de mesure au plan de prédiction :

$$\phi_{k_m}(r) \simeq \sum_{n=1}^N c_n(r) \phi_{k_m}(r_{h,n}) \quad (1.17)$$

où  $\phi_{k_m}(r_{h,n})$  est l'onde élémentaire à la  $n$ ème position du point de mesure sur le plan holographique. Il est intéressant de noter que l'ensemble des coefficients est déterminé sans aucune information sur le champ sonore. Seule la localisation des points sur le plan de mesure et sur le plan de prédiction est connue, ce qui permet d'estimer un champ de pression

## 1.6. LA MÉTHODE SONAH (STATISTICALLY OPTIMAL NEAR FIELD ACOUSTICAL HOLOGRAPHY)

---

quelconque.

On aboutit à un système d'équations surdéterminé car  $M > N$ , avec  $M$  infini et  $N$  le nombre de points de mesure sur le plan. Le système est réécrit sous forme matricielle,

$$[A]_{mn} = \phi_{k_m}(r_{h,n}) \quad (1.18)$$

$$[\alpha]_m = \phi_{k_m}(r) \quad (1.19)$$

où  $A$  est une matrice  $M \times N$  qui dépend de la position des sondes sur le plan de mesure, et  $\alpha$  est un vecteur colonne de  $M$  éléments dépendant des positions sur le plan de prédiction. Le système linéaire d'équations s'écrit finalement :

$$\alpha \simeq A.c \quad (1.20)$$

et, conduit au calcul du vecteur colonne  $c(r)$  contenant les coefficients d'estimation à chaque position des transducteurs à l'aide du système d'équations suivant :

$$A^\dagger \alpha \simeq A^\dagger A c \quad (1.21)$$

où  $A^\dagger$  est la transposée conjuguée de  $A$ . La matrice  $A$  possède un nombre de lignes qui tend vers l'infini, car il existe un nombre infini d'ondes.  $A^\dagger A$  est une matrice de  $N \times N$  éléments et  $A^\dagger \alpha$  est un vecteur de  $N$  éléments (les éléments des matrices  $A^\dagger A$  et  $A^\dagger \alpha$  sont donnés dans l'Annexe A). La minimisation quadratique avec régularisation conduit à :

$$c(r) = \frac{A^\dagger \alpha}{A^\dagger A + \theta^2 I} \quad (1.22)$$

L'inversion de  $A^\dagger A$  fait intervenir un paramètre de régularisation  $\theta$  (régularisation de Tikhonov [51; 25; 26]) sur la diagonale de  $A^\dagger A$ . Le paramètre de régularisation est relié au rapport signal sur bruit SNR par la relation 1.23. [40],

$$\theta^2 = [A^\dagger A]_{nn} \cdot 10^{-\frac{SNR}{10}} \quad (1.23)$$

Dans le cas de la méthode SONAH simple couche directe, les coefficients  $c(r)$  sont les mêmes pour calculer les pressions et vitesses particulières sur le plan de prédiction

(équations 1.11 et 1.12). Cependant, dans le cas de la méthode simple couche indirecte, lorsque l'on dispose seulement de la pression acoustique ou de la vitesse des particules sur le plan holographique, les coefficients d'estimation ( $c_u(r)$ ,  $c_p(r)$ ) sont calculés à partir de la relation d'Euler,

$$\rho \frac{du}{dt} = -\nabla p \Rightarrow u_z = -\frac{1}{jk\rho c} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (1.24)$$

Pour obtenir les coefficients  $c_u(r)$ , il est constaté dans l'équation 1.22 que seule l'expression  $A^\dagger \alpha$  dépend de  $z$ , par conséquent elle est la seule partie qui doit être dérivée pour calculer les coefficients d'estimation des vitesses normales des particules à partir des pressions mesurées sur le plan holographique,

$$[A^\dagger \beta]_n = -\frac{1}{jk\rho c} \frac{\partial}{\partial z} [A^\dagger \alpha]_n \quad (1.25)$$

et conduit à :

$$c_u(r) = \frac{A^\dagger \beta}{A^\dagger A + \theta^2 I} \quad (1.26)$$

Les éléments de  $[A^\dagger \beta]_n$  sont donnés en Annexe A. Le même raisonnement est fait pour calculer les coefficients d'estimation de la pression acoustique  $c_p(r)$ . L'expression  $A^\dagger \alpha$  est la seule partie de l'équation 1.22 qui doit être intégrée (cf. Annexe A).

$$c_p(r) = \frac{A^\dagger \gamma}{A^\dagger A + \theta^2 I} \quad (1.27)$$

avec

$$A^\dagger \gamma(r) = \int A^\dagger \alpha(r) dz \quad (1.28)$$

Il est à noter que les coefficients d'estimation  $c(r)$ , nécessaires pour la mise en oeuvre de SONAH simple couche directe et indirecte (équations 1.22 1.26 et 1.27), ne dépendent pas du champ de pression mesuré, mais uniquement de la position des sondes de mesure et des points d'estimation.

### 1.6.3 Évaluation des deux versions directe et indirecte de la méthode SONAH simple couche

Dans une étude numérique [40], les méthodes SONAH directe et indirecte ont été mises en oeuvre. Dans cette simulation deux monopôles ont été placés dans un espace libre, le

## 1.6. LA MÉTHODE SONAH (STATISTICALLY OPTIMAL NEAR FIELD ACOUSTICAL HOLOGRAPHY)

champ généré par ces sources a été mesuré sur un plan holographique ( $z_h = 6 \text{ cm}$ ) et ensuite rétropropagé sur un plan de prédiction ( $z = 3 \text{ cm}$ ), de même configuration que le plan de mesure, comme indiqué sur la figure 1.15.

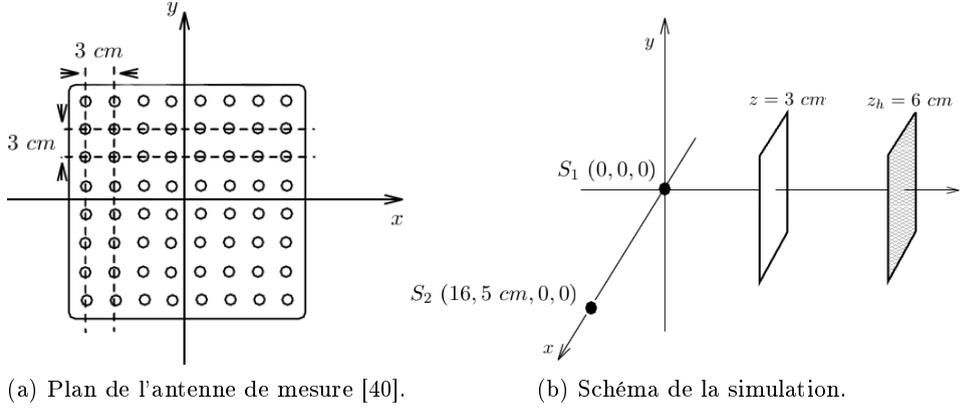


FIGURE 1.15 – Plan de la mise en oeuvre numérique de la méthode SONAH directe et indirecte.

La grandeur  $z_h$  indique la position du plan de mesure,  $z$  la position du plan de prédiction,  $S_1$  et  $S_2$  représentent respectivement les positions des deux monopôles. Après rétropropagation du champ mesuré (pression acoustique et vitesse des particules), l'erreur relative du champ estimé sur le plan de prédiction, par rapport au champ théorique calculé analytiquement, est donnée par les équations 1.29 et 1.30,

$$L_{error-u} = 10. \log_{10} \left( \frac{\sum_{n=1}^N |\tilde{u}_n - u_n|^2}{\sum_{n=1}^N |\tilde{u}_n|^2} \right) \quad (1.29)$$

$$L_{error-p} = 10. \log_{10} \left( \frac{\sum_{n=1}^N |\tilde{p}_n - p_n|^2}{\sum_{n=1}^N |\tilde{p}_n|^2} \right) \quad (1.30)$$

où  $\tilde{u}_n$  et  $\tilde{p}_n$  sont respectivement les valeurs théoriques des pressions acoustiques et des vitesses particulières, et  $p_n$ ,  $u_n$  sont respectivement les valeurs du champ acoustique calculées. Ces erreurs relatives calculées pour la gamme de fréquence de  $300 \text{ Hz}$  à  $5 \text{ kHz}$  sont tracées sur les figures 1.16b et 1.16a.

Les courbes en bleues et en noires (cf. fig 1.16) représentent respectivement les erreurs de rétropropagation des versions SONAH simple couche directe et indirecte. Les deux méthodes reconstruisent le champ mesuré sur le plan de prédiction avec une bonne précision.

## 1.6. LA MÉTHODE SONAH (STATISTICALLY OPTIMAL NEAR FIELD ACOUSTICAL HOLOGRAPHY)

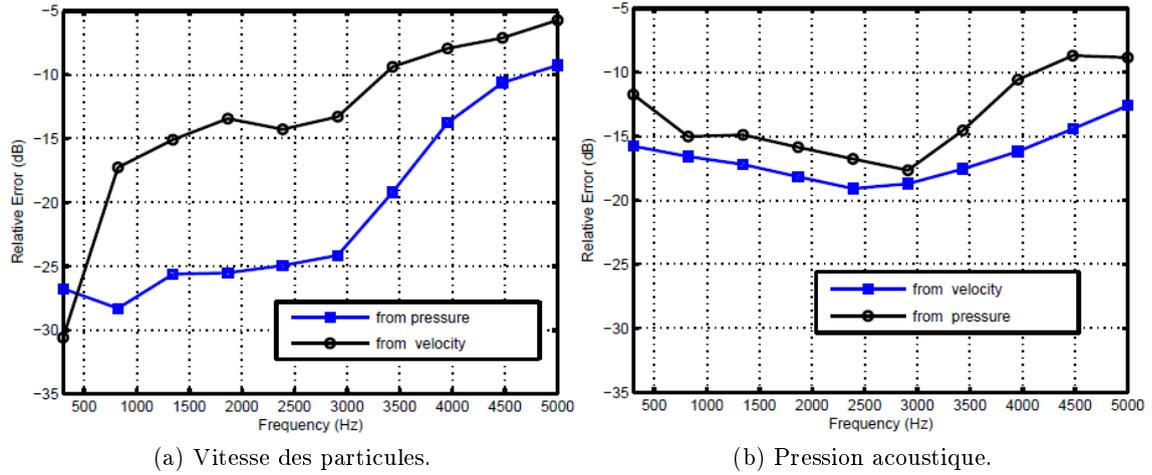


FIGURE 1.16 – Erreur relative de rétropropagation de la méthode SONAH directe (courbes en noires) et indirecte (courbes en bleues) [40].

Néanmoins, il ressort de cette étude numérique que la méthode SONAH simple couche directe donne la meilleure estimation du champ acoustique sur le plan de prédiction.

### 1.6.4 Séparation des contributions avec la méthode SONAH

Dans ce qui précède, il a été présenté le principe théorique de rétropropagation avec la méthode SONAH simple couche. Dans ce qui suit, nous allons nous intéresser au principe de séparation des contributions avec SONAH simple couche, dans le cas où les mesures sont perturbées par la présence d'autres sources sonores (comme sur la figure 1.17) où  $S_1$  et  $S_2$  représentent respectivement la position de la source principale et de la source perturbatrice,  $z_h$  la position du plan holographique, et  $z$  celle du plan de prédiction. Il sera donc nécessaire de séparer les contributions des différentes sources pour restaurer le champ de la source d'intérêt.

#### 1.6.4.1 Principe théorique de séparation

La pression acoustique et la vitesse des particules de la source principale ( $S_1$ ) et de la source perturbatrice ( $S_2$ ) sont notées respectivement  $(p_{s1}, u_{z,s1})$  et  $(p_{s2}, u_{z,s2})$ . La pression acoustique et la vitesse des particules sur le plan holographique en présence des deux

## 1.6. LA MÉTHODE SONAH (STATISTICALLY OPTIMAL NEAR FIELD ACOUSTICAL HOLOGRAPHY)

---

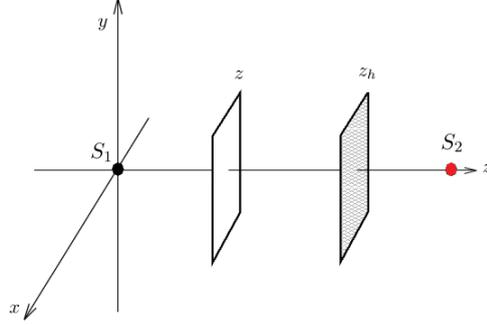


FIGURE 1.17 – Configuration d'une mesure perturbée par une autre source sonore.

sources (cf. fig. 1.17) s'expriment comme suit :

$$p_h = p_{s1} + p_{s2} \quad (1.31)$$

$$u_{z,h} = u_{z,s1} - u_{z,s2} \quad (1.32)$$

La pression acoustique et la vitesse des particules sont reliées par l'équation d'Euler,

$$p_h = u_{z,h} \frac{\rho c k}{k_z} \quad (1.33)$$

$$u_{z,h} = p_h \frac{k_z}{\rho c k} \quad (1.34)$$

A partir des équations 1.31 à 1.34, la vitesse des particules et la pression acoustique de la source  $S_1$  peuvent s'écrire :

$$u_{z,s1} = \frac{1}{2} u_{z,h} + \frac{1}{2} p_h \frac{k_z}{\rho c k} \quad (1.35)$$

$$p_{s1} = \frac{1}{2} p_h + \frac{1}{2} u_{z,h} \frac{\rho c k}{k_z} \quad (1.36)$$

L'expression de la vitesse particulaire a un signe qui change selon la direction de propagation des ondes sonores. Ainsi les équations 1.35 et 1.36 sont des combinaisons qui annulent la composante du champ venant de la source perturbatrice  $S_2$ . La vitesse des particules et la pression acoustique de la source principale peuvent alors être estimées sur un plan de prédiction par les coefficients  $c$ ,  $c_u$  et  $c_p$  à l'aide des équations 1.37 1.38,

$$u_{z,s1} = \frac{1}{2} (u_z^T(r_h) c(r) + p^T(r_h) c_u(r)) \quad (1.37)$$

$$p_{s1} = \frac{1}{2} (p^T(r_h) c(r) + u_z^T(r_h) c_p(r)) \quad (1.38)$$

## 1.6. LA MÉTHODE SONAH (STATISTICALLY OPTIMAL NEAR FIELD ACOUSTICAL HOLOGRAPHY)

---

Il est ainsi possible avec la méthode SONAH simple couche de séparer les contributions et de retrouver le champ acoustique de la source d'intérêt. Il est à souligner que SONAH simple couche a été écrite pour des ondes planes provenant d'une seule direction. Pour calculer le champ acoustique de la source perturbatrice sur le plan de prédiction avec le même principe, il est nécessaire de réécrire les équations précédentes en prenant en compte les ondes provenant des deux directions.

Le principe de séparation de la méthode SONAH simple couche a été testé dans une étude numérique [40]. Dans la simulation, les configurations du plan de mesure et de prédiction sont les mêmes que celles représentées par la figure 1.15a. Le champ de la source d'intérêt ( $S_1(x, y, z)$ ) est mesuré en présence d'une source perturbatrice ( $S_2(x, y, z)$ ) placée derrière le plan de mesure. Le principe de séparation de SONAH simple couche (équations 1.37 et 1.38) est utilisé pour restaurer le champ de la source principale sur le plan de prédiction. Les positions des sources et des plans sont données par la figure 1.18.

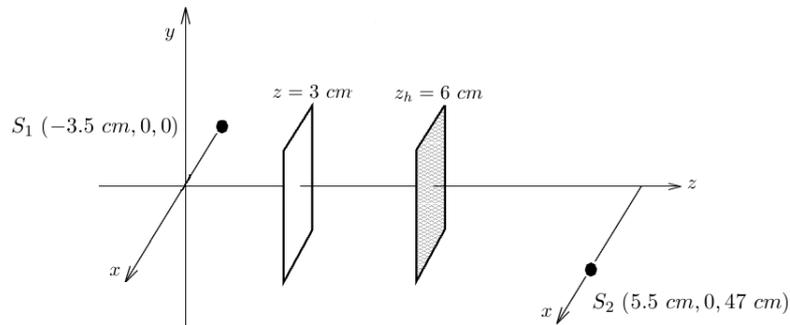


FIGURE 1.18 – Positions des deux monopôles et du plan de mesure et de prédiction utilisés au cours de l'étude.

La pression acoustique et la vitesse des particules de la source principale sont rétro-propagées sur le plan de prédiction par la méthode de séparation SONAH simple couche (courbe rouge), SONAH directe (courbe mauve) et SONAH indirecte (courbe bleue). A la fréquence de 1000 Hz, les tracés des champs sur la diagonale du plan de prédiction calculés par les trois versions de SONAH sont comparés aux valeurs théoriques du champ acoustique de la source principale calculées analytiquement (cf. fig 1.19a et 1.19b).

Parmi les pressions acoustiques et les vitesses des particules calculées par les trois

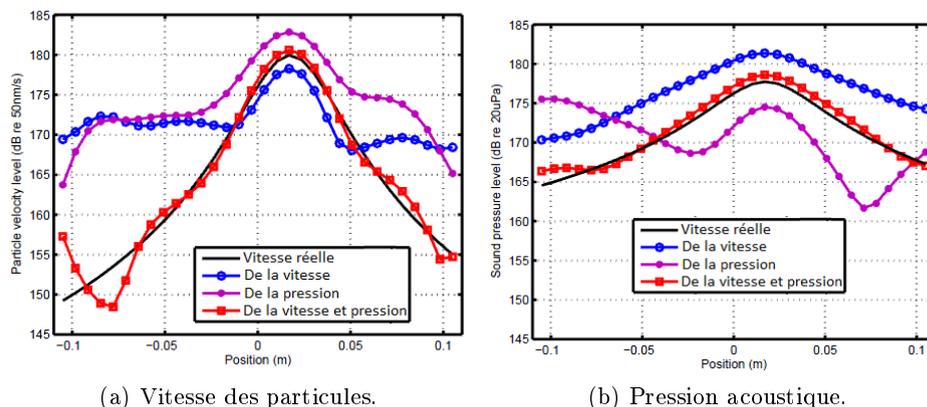


FIGURE 1.19 – Tracés du champ de pression et de la vitesse des particules sur la diagonale du plan de prédiction [40].

versions de SONAH, la méthode de séparation SONAH simple couche donne dans ces conditions de mesure l'estimation la plus proche à la valeur théorique. Cependant, le champ de vitesse particulière rétropropagé est moins fidèle aux extrémités de la diagonale dans la gamme de position  $[-0,105 \text{ m } -0,06 \text{ m}]$  et  $[0,07 \text{ m } 0,105 \text{ m}]$ , mais reste meilleur que celui calculé par SONAH directe et indirecte. L'estimation de la pression acoustique par la méthode de séparation SONAH simple couche est plus précise avec quelques fluctuations dans la gamme de position  $[-0,06 \text{ m } 0,07 \text{ m}]$ .

## 1.7 La méthode SONAH double couche

La méthode SONAH double couche est une version étendue de SONAH simple couche, elle consiste à réaliser une mesure sur deux antennes constituées de microphones, puis à séparer la contribution des sources provenant de chaque côté de l'antenne et enfin à estimer le champ de la source à caractériser en un point de l'espace  $r = (x, y, z)$ . La théorie de SONAH double couche est basée sur celle de SONAH simple couche, par conséquent certains aspects communs aux deux théories ne seront pas rappelés dans ce qui suit.

### 1.7.1 Principe de la méthode SONAH double couche

SONAH double couche présente, contrairement à SONAH simple couche, deux plans de mesures, par conséquent deux séries de développement sur des ondes élémentaires. Le

système de coordonnées des plans de mesures est donné par la figure 1.20.

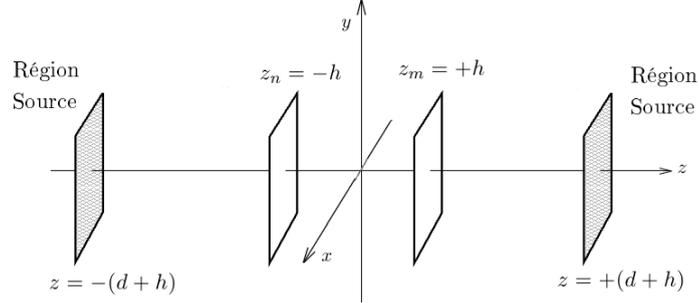


FIGURE 1.20 – Positions des sources sonores et des plans pour la mise en oeuvre de SONAH double couche ( $z_n$  et  $z_m$  désignent respectivement la position des deux plans de mesures).

### 1.7.1.1 Estimation de la pression acoustique

Comme il y a deux plans de mesures, la combinaison linéaire comporte deux développements (équation 1.39) :

$$p(r) = \sum_{n=1}^N a_n(r)p(r_{h,n}) + \sum_{m=1}^M b_m(r)p(r_{h,m}) \quad (1.39)$$

où  $r_{h,n}(x_n, y_n, -h)$  et  $r_{h,m}(x_m, y_m, +h)$  sont les coordonnées des microphones sur les deux plans de mesures, et  $M$  et  $N$  représentent le nombre de micros sur les deux couches (généralement  $N = M$ ). Une nouvelle série d'ondes planes élémentaires provenant du deuxième plan de mesure est maintenant prise en compte dans la mise en oeuvre de SONAH double couche. Les deux séries d'ondes sont données par les équations 1.40 et 1.41.

$$\Phi_k(x, y, z) = e^{-j(k_x x + k_y y + k_z(z+(d+h)))} \quad \text{pour } z < -(d+h) \quad (1.40)$$

$$\Psi_k(x, y, z) = e^{-j(k_x x + k_y y + k_z(z-(d+h)))} \quad \text{pour } z > +(d+h) \quad (1.41)$$

L'estimation de ces séries d'ondes élémentaires sur une position arbitraire dans l'espace, entre le plan de la source sonore et les plans de mesures, est exprimée par les équations ci-après :

$$\Phi_{k_i}(r) \approx \sum_{n=1}^N a_n(r)\Phi_{k_i}(r_n) + \sum_{m=1}^M b_m(r)\Phi_{k_i}(r_m) \quad (1.42)$$

$$\Psi_{k_j}(r) \approx \sum_{n=1}^N a_n(r)\Psi_{k_j}(r_n) + \sum_{m=1}^M b_m(r)\Psi_{k_j}(r_m) \quad (1.43)$$

Pour le calcul des coefficients de transfert ( $a_n(r)$  et  $b_n(r)$ ), il est posé les expressions suivantes :

$$A \equiv \begin{pmatrix} \Phi_{k_i}(r_n) & \Phi_{k_i}(r_m) \\ \Psi_{k_j}(r_n) & \Psi_{k_j}(r_m) \end{pmatrix}; \quad (1.44)$$

$$c \equiv \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}; \alpha \equiv \begin{pmatrix} \Phi_{k_i}(r) \\ \Psi_{k_j}(r) \end{pmatrix}; \quad (1.45)$$

où les quatre éléments composants la matrice  $A$  sont des matrices, les deux éléments de  $\alpha$  sont des vecteurs, et  $c$  est un vecteur colonne contenant les coefficients d'estimation à chaque position des transducteurs. Les équations 1.42 et 1.43 se mettent alors sur la forme matricielle suivante :

$$\alpha \approx Ac, \quad (1.46)$$

Le problème d'inversion est similaire à celui de SONAH simple couche (Eq.(1.22)), et les coefficients d'estimation peuvent être calculés par l'équation 1.47.

$$c(r) = \frac{A^\dagger \alpha(r)}{A^\dagger A + \theta^2 I} \quad (1.47)$$

avec,

$$A^\dagger A = \begin{pmatrix} G_{11} & G_{12} \\ G_{21} & G_{22} \end{pmatrix} \quad (1.48)$$

$$A^\dagger \alpha = \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix} \quad (1.49)$$

où,

$$h_1 = [\Phi_{k_j}(r_n)]^\dagger [\Phi_{k_j}(r)] + [\Psi_{k_j}(r_n)]^\dagger [\Psi_{k_j}(r)] \quad (1.50)$$

$$h_2 = [\Phi_{k_j}(r_m)]^\dagger [\Phi_{k_j}(r)] + [\Psi_{k_j}(r_m)]^\dagger [\Psi_{k_j}(r)] \quad (1.51)$$

$$G_{11} = [\Phi_{k_j}(r_n)]^\dagger [\Phi_{k_j}(r_{n'})] + [\Psi_{k_j}(r_n)]^\dagger [\Psi_{k_j}(r_{n'})] \quad (1.52)$$

$$G_{12} = [\Phi_{k_j}(r_m)]^\dagger [\Phi_{k_j}(r)] + [\Psi_{k_j}(r_m)]^\dagger [\Psi_{k_j}(r)] \quad (1.53)$$

$$G_{21} = [\Phi_{k_j}(r_m)]^\dagger [\Phi_{k_j}(r_n)] + [\Psi_{k_j}(r_m)]^\dagger [\Psi_{k_j}(r_n)] \quad (1.54)$$

$$G_{22} = [\Phi_{k_j}(r_m)]^\dagger [\Phi_{k_j}(r_{m'})] + [\Psi_{k_j}(r_m)]^\dagger [\Psi_{k_j}(r_{m'})] \quad (1.55)$$

Les expressions détaillées de  $A^\dagger A$  et de  $A^\dagger \alpha$  sont données en Annexe B.

### 1.7.1.2 Estimation du champ de vitesse des particules de la source sonore

A l'instar de la méthode SONAH simple couche, la vitesse des particules est déduite à partir de l'équation d'Euler.

$$\rho \frac{du}{dt} = -\nabla p \Rightarrow u_z = -\frac{1}{jk\rho c} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (1.56)$$

Dans l'expression de la pression acoustique donnée par l'équation (1.47), seule la partie  $A^\dagger \alpha$  dépend de  $z$ , elle est donc la seule qui doit être dérivée pour le calcul de la vitesse  $u_z$ ,

$$\left[ A^\dagger \beta \right]_n = -\frac{1}{jk\rho c} \frac{\partial}{\partial z} \left[ A^\dagger \alpha \right]_n \quad (1.57)$$

ainsi on trouve les coefficients d'estimation de la vitesse des particules.

$$c_u(r) = \frac{A^\dagger \beta(r)}{A^\dagger A + \theta^2 I} \quad (1.58)$$

### 1.7.1.3 Séparation des contributions avec la méthode SONAH double couche

La capacité de distinguer séparément de chaque côté des plans de mesures la contribution des différentes sources permet d'éliminer les ondes venant de la direction non désirée. Si les sources recherchées se trouvent à  $z > (d+h)$ , elles sont calculées à partir du système d'équations suivant :

$$0 = \sum_{n=1}^N a_n(r) \Phi_{k_i}(r_n) + \sum_{m=1}^M b_m(r) \Phi_{k_i}(r_m) \quad (1.59)$$

$$\Psi_{k_j}(r) = \sum_{n=1}^N a_n(r) \Psi_{k_j}(r_n) + \sum_{m=1}^M b_m(r) \Psi_{k_j}(r_m) \quad (1.60)$$

Si les sources recherchées se trouvent à  $z < -(d+h)$  elles sont calculées à partir du système d'équations ci-après :

$$\phi_{k_i}(r) = \sum_{n=1}^N a_n(r) \Phi_{k_i}(r_n) + \sum_{m=1}^M b_m(r) \Phi_{k_i}(r_m) \quad (1.61)$$

$$0 = \sum_{n=1}^N a_n(r) \Psi_{k_j}(r_n) + \sum_{m=1}^M b_m(r) \Psi_{k_j}(r_m) \quad (1.62)$$

Lors de la résolution de ces systèmes, les changements interviennent dans les équations (1.50) et (1.51), où les éléments de  $A^\dagger \alpha$  sont réduits à la formulation suivante :

– dans le premier cas ( $z > (d + h)$ ).

$$h_1^+ = [\Psi_{k_j}(r_n)]^\dagger [\Psi_{k_j}(r)] \quad (1.63)$$

$$h_2^+ = [\Psi_{k_j}(r_m)]^\dagger [\Psi_{k_j}(r)] \quad (1.64)$$

– dans le deuxième cas ( $z < -(d + h)$ ).

$$h_1^- = [\Phi_{k_j}(r_n)]^\dagger [\Phi_{k_j}(r)] \quad (1.65)$$

$$h_2^- = [\Phi_{k_j}(r_m)]^\dagger [\Phi_{k_j}(r)] \quad (1.66)$$

Lorsque les mesures sont réalisées dans un environnement perturbé par la présence d'autres sources, il est alors possible avec la méthode SONAH double couche de séparer la contribution des sources, et d'estimer simultanément la pression acoustique et la vitesse des particules de la source d'intérêt sur un plan de calcul par rétropropagation.

Dans une étude numérique sur la méthode SONAH double couche réalisée par Gomes [24], deux monopôles sont placés de part et d'autre des deux plans de mesures. La première et la deuxième source sont respectivement positionnées en  $z_{s_1} = -(d + h)$  et en  $z_{s_2} = (d + h)$ , tandis que les plans de mesures sont en  $z_{h_1} = -h$  et en  $z_{h_2} = +h$  avec  $d = 6$  cm et  $h = 1.25$  cm (cf. fig. 1.20). Chacun des deux plans de mesures est composé de 36 microphones ( $6 \times 6$ ) espacés de 3 cm.

Les deux sources sont activées, et le champ mesuré est rétropropagé après séparation sur un plan de prédiction de même dimension que les deux plans de mesures (cf fig. 1.15a). Les erreurs relatives (équations 1.29 et 1.30) sont calculées sur le plan de prédiction qui est positionné en  $z = -4.25$  cm. Comme SONAH double couche peut séparer la contribution des sources de chaque côté des plans de mesure, deux configurations ont été réalisées : dans la première configuration  $S_1$  est considérée comme la source d'intérêt et  $S_2$  source perturbatrice, dans la deuxième configuration  $S_2$  est considérée comme la source d'intérêt et  $S_1$  source perturbatrice. Les courbes des erreurs relatives calculées dans les deux cas sont représentées sur la figure 1.21.

La figure 1.21 révèle que la méthode SONAH double couche rétropropage la pression

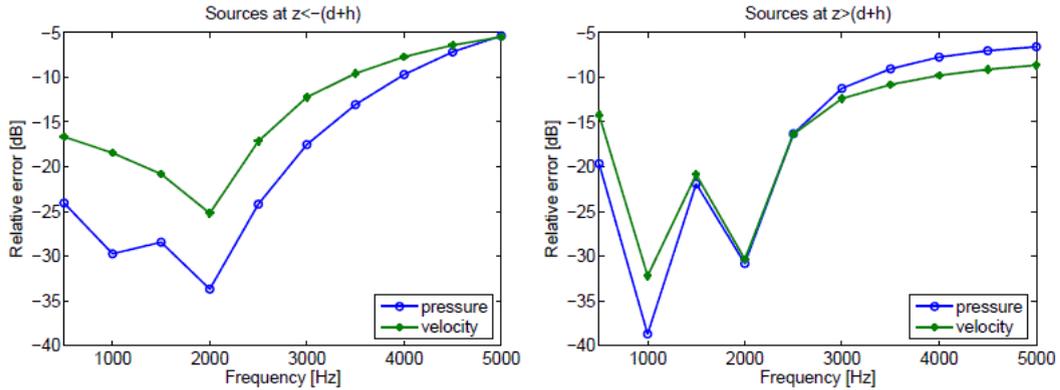


FIGURE 1.21 – Erreurs relatives de prédiction de la pression acoustique et de la vitesse des particules des deux sources avec la méthode SONAH double couche [24].

acoustique et la vitesse particulière de la source considérée comme principale ( $S_1(x, y, z)$  ou  $S_2(x, y, z)$ ) avec une bonne précision.

### 1.7.2 Comparaison des performances de la méthode SONAH double couche et simple couche

Une étude par simulation [34] a été réalisée par Jacobsen afin de comparer les performances de séparation des méthodes SONAH simple couche et double couche dans la prédiction du champ acoustique d'une mesure perturbée par la présence d'une deuxième source. Pour la mise en oeuvre de la méthode de séparation avec SONAH simple couche, le champ acoustique est mesuré sur un plan placé à l'origine ( $z_h = 0$ ), composé de 64 points de mesures ( $8 \times 8$ ) couvrant une surface de  $441 \text{ cm}^2$  ( $21 \times 21 \text{ cm}$ ), et la région de la source principale est en  $z = -7,5 \text{ cm}$ . Dans la mise en oeuvre de SONAH double couche, les plans de mesures utilisés sont identiques en tout point au plan utilisé en simulation par la méthode SONAH simple couche. Ces plans sont placés en  $z_h = \pm 1,5 \text{ cm}$ , et les sources principales et perturbatrices sont positionnées respectivement en  $z_{s1} = -7,5 \text{ cm}$  et en  $z_{s2} = +7,5 \text{ cm}$ . Pour les deux versions de SONAH, le plan de prédiction est placé en  $z = -4,5 \text{ cm}$ , et les sources utilisées dans les simulations sont deux plaques de dimension  $1 \times 1 \text{ m}$  excitées par une force ponctuelle de même amplitude, cependant les points d'excitation de chacune des plaques sont asymétriques. Il est à noter que les réflexions sur les plaques du champ acoustique ont été ignorées lors de cette étude.

Les champs de pression acoustique et de vitesse des particules de la source d'intérêt sur la diagonale du plan de prédiction calculés à l'aide des deux versions (SONAH simple couche et double couche) sont tracés et comparés aux champs théoriques calculés analytiquement à la fréquence de 1500 Hz sur les figures 1.22a et 1.22b.

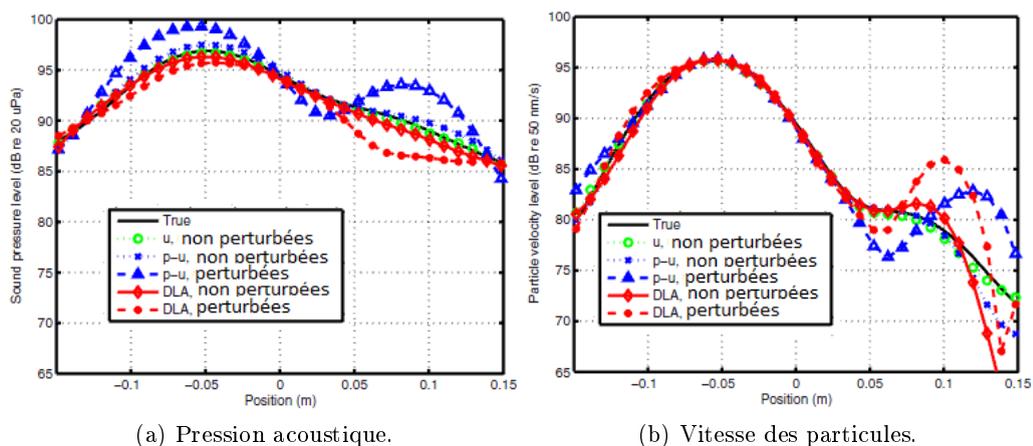


FIGURE 1.22 – Tracés du champ acoustique calculé par SONAH simple couche et double couche sur la diagonale du plan de prédiction [34].

Sur les figures 1.22a et 1.22b,  $u$  correspond à la rétropropagation du champ mesuré (vitesse des particules et pression acoustique) avec SONAH directe sans activation de la source perturbatrice,  $p-u$  concerne la rétropropagation avec la méthode de séparation SONAH simple couche, et DLA la version SONAH double couche. L'analyse de ces résultats montre que lorsque les mesures du champ acoustique sont réalisées sans la présence de source perturbatrice la rétropropagation est mieux calculée avec SONAH directe. Cependant, lorsque les mesures sont perturbées par la présence d'une source, la version SONAH double couche et la méthode de séparation SONAH simple couche éliminent les bruits indésirables venant d'un côté du plan de mesure, et reconstruisent le champ de la source d'intérêt sur le plan de prédiction avec une bonne précision. Il n'y a pas de différence notable entre les performances des deux méthodes de séparation (SONAH simple et double couche).

Par conséquent, dans le cadre de cette thèse, les méthodes SONAH simple et double

couche sont mises en oeuvre car simples d'utilisation, et permettent de séparer la contribution des sources et de rétropropager la pression acoustique et la vitesse des particules sur un plan de prédiction avec précision. Toutefois, ces deux méthodes requièrent des temps de calcul relativement importants [27]. Afin de contourner cet handicap il suffirait au préalable, de calculer les coefficients d'estimation  $c(r)$  pour une géométrie donnée, et de les stocker avant l'utilisation de ces méthodes, à condition de connaître préalablement la configuration du plan d'estimation sur lequel le champ acoustique sera calculé.

### 1.8 La méthode FSM (Field Separation Method)

La méthode FSM a été développée pour des mesures réalisées dans des environnements non-anéchoïques en séparant, sur une surface fermée contenant la source d'intérêt, les contributions convergentes résultant des réflexions dues au confinement, à la présence d'autres sources, et les contributions divergentes émanant de la source à caractériser. Weinreich et *al.* [69], ont posé les bases théorique de FSM en décomposant les champs acoustiques mesurés en séries d'harmoniques sphériques. Par la suite, Tsukernikov [63] a proposé une solution exprimée par la formulation intégrale. C. Langrenne [43] a développé une méthode hybride basée sur la formulation intégrale et les harmonique sphériques. L'approche proposée par Weinreich et *al.* a été reformulée ensuite par E. Williams [70].

#### 1.8.1 Principe de la méthode FSM

Pour la mise en oeuvre de la méthode FSM, les mesures du champ de pression sont réalisées sur deux surfaces sphériques fermées contenant la source à caractériser (cf. fig 1.23). La mesure du champ acoustique de la source d'intérêt est perturbée par les réflexions dues à l'environnement confiné, et par la présence de sources secondaires.

Il est noté  $p^o$  le champ de pression de la source à caractériser (o pour out),  $p^i$  (i pour in) le champ de pression émis par des sources perturbatrices superposé aux réflexions des champs sur les parois de la cavité.

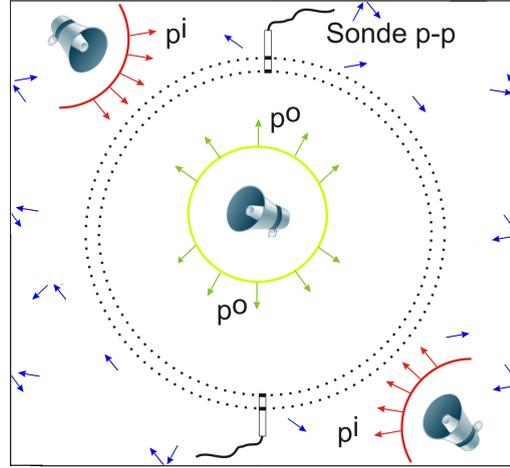


FIGURE 1.23 – Géométrie du problème théorique de la méthode FSM.

### 1.8.2 Ondes sphériques

La méthode FSM est basée sur des mesures effectuées par une antenne de géométrie sphérique. Par conséquent, l'équation d'onde doit être formulée en coordonnées sphériques. Le système des coordonnées sphériques  $(r, \theta, \phi)$  est défini par la figure 1.24, permettant de déterminer les relations entre les coordonnées cartésiennes et sphériques qui sont données par les équations ci-après :

$$x = r \sin \theta \cos \phi \quad (1.67)$$

$$y = r \sin \theta \sin \phi \quad (1.68)$$

$$z = r \cos \theta \quad (1.69)$$

ce qui conduit à la reformulation de l'équation d'onde en coordonnées sphériques (équation 1.70).

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 p}{\partial \phi^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (1.70)$$

La résolution détaillée de l'équation d'onde est décrite dans la littérature [70]. La solution de l'équation d'onde en coordonnées sphériques est calculée par la méthode de séparation des variables, en écrivant le champ de pression acoustique  $p(r, \theta, \phi, t)$  sous la forme :

$$p(r, \theta, \phi, t) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\phi)T(t) \quad (1.71)$$

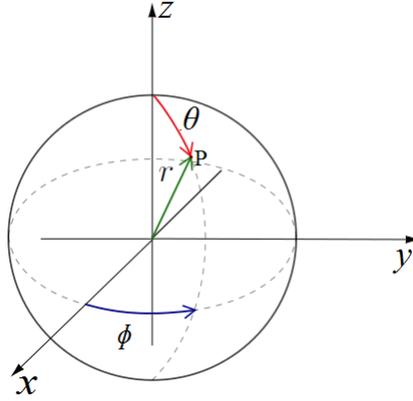


FIGURE 1.24 – Définition du système de coordonnées sphériques par rapport à un système de coordonnées cartésiennes. Les angles polaire  $\theta$  et azimut  $\phi$  sont respectivement mesurés à partir de l'axe polaire  $z$ , et de l'axe  $x$  dans le plan  $x - y$ .

Les fonctions  $R(r)$ ,  $\Theta(\theta)$ ,  $\Phi(\phi)$ , et  $T(t)$ , séparées lors de la résolution de l'équation 1.70 répondent au système d'équations différentielles suivant ([12]) :

$$\frac{d^2\Phi}{d\phi^2} + m^2\Phi = 0 \quad (1.72)$$

$$\frac{1}{\sin\theta} \frac{d}{d\theta} \left( \sin\theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \left[ n(n+1) - \frac{m^2}{\sin^2\theta} \right] \Theta = 0 \quad (1.73)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{dR}{dr} \right) + k^2 R - \frac{n(n+1)}{r^2} R = 0 \quad (1.74)$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{d^2 T}{dt^2} + k^2 T = 0 \quad (1.75)$$

Dans ce formalisme, une solution générale à variables séparées de l'équation des ondes en coordonnées sphériques peut être trouvée sous la forme de série [54] :

$$p(r, \theta, \phi, t) = \sum_{n=0}^{+\infty} \sum_{m=-n}^{+n} \hat{p}_{n,m}(r, \theta, \phi, t) \quad (1.76)$$

où  $\hat{p}_{n,m}(r, \theta, \phi, t)$  est le mode  $(n, m)$ , décrit par les équations 1.77 et 1.78 et sont exprimées en fonction de la base des harmoniques sphériques  $Y_n^m$ . Les fonctions de Hankel de première et deuxième espèce ( $h_n^{(1)}(kr)$  et  $h_n^{(2)}(kr)$ ) décrivent les ondes progressives, et les fonctions de Bessel sphériques de première et de deuxième espèce ( $j_n(kr)$  et  $y_n(kr)$ ) décrivent des ondes stationnaires (cf. Annexe C).

$$\hat{p}_{m,n}(r, \theta, \phi, t) = (A_{mn} j_n(kr) + B_{mn} y_n(kr)) Y_n^m(\theta, \phi) e^{i\omega t} \quad (1.77)$$

$$\hat{p}_{m,n}(r, \theta, \phi, t) = (E_{mn} h_n^{(1)}(kr) + F_{mn} h_n^{(2)}(kr)) Y_n^m(\theta, \phi) e^{i\omega t} \quad (1.78)$$

Les solutions de l'équation d'onde pour les coordonnées sphériques se décomposent sur la base des harmoniques sphériques  $Y_n^m$  représentant la directivité du rayonnement acoustique. La dépendance en fonction de  $r$ , fait intervenir les fonctions de Hankel de seconde espèce  $h_n^{(2)}(kr)$  correspondant aux ondes divergentes ( $h_n^{(2)} \propto e^{-ikr}$ ), et les fonctions de Hankel de première espèce  $h_n^{(1)}(kr)$  correspondant aux ondes convergentes ( $h_n^{(1)} \propto e^{ikr}$ ). Cette formulation ouvre la voie à une séparation des contributions convergente et divergente qui est détaillée dans la sous-section suivante.

### 1.8.3 Séparation par la méthode FSM

La séparation des contributions du champ mesuré sur les deux surfaces sphériques (cf. fig 1.23) peut se faire de deux façons : soit à partir des pressions mesurées sur les deux surfaces sphériques, ou à partir de la pression acoustique et de la vitesse des particules calculées sur une surface  $S$  équidistante des deux couches de mesures sphériques, via les approximations par différences finies suivantes :

$$p(s) = \frac{p(a_1) + p(a_2)}{2} \quad (1.79)$$

$$v(s) = \frac{1}{i\omega\rho} \frac{p(a_2) - p(a_1)}{a_2 - a_1} \quad (1.80)$$

où  $a_1$  et  $a_2$  sont les rayons des deux surfaces sphériques de mesures ( $a_2 > a_1$ ).

#### 1.8.3.1 Séparation à partir des pressions mesurées

Les pressions acoustiques mesurées sur les deux surfaces sphériques (cf. fig 1.23) sont développées en séries d'harmoniques sphériques :

$$p(a_1, \theta, \phi, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \alpha_{nm} Y_n^m(\theta, \phi) e^{i\omega t} \quad (1.81)$$

$$p(a_2, \theta, \phi, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \beta_{nm} Y_n^m(\theta, \phi) e^{i\omega t} \quad (1.82)$$

En utilisant les propriétés d'orthogonalité des harmoniques sphériques, les constantes complexes  $\alpha_{nm}$  et  $\beta_{nm}$  sont déterminées à partir des pressions acoustiques mesurées  $p(a_1)$  et  $p(a_2)$ . Les solutions de l'équation d'onde en coordonnées sphériques (équation 1.77) sur

les surfaces  $a_1$  et  $a_2$  sont données par les équations ci-après :

$$p(a_1, \theta, \phi, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n (A_{mn}j_n(ka_1) + B_{mn}y_n(ka_1))Y_n^m(\theta, \phi)e^{i\omega t} \quad (1.83)$$

$$p(a_2, \theta, \phi, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n (A_{mn}j_n(ka_2) + B_{mn}y_n(ka_2))Y_n^m(\theta, \phi)e^{i\omega t} \quad (1.84)$$

Pour une mesure dans une cavité, le champ de la source à caractériser est constitué d'ondes progressives, et celles présentes dans la cavité sont des ondes stationnaires. La reformulation de la solution de l'équation d'onde à partir des fonctions de Hankel de seconde espèce ( $h_n^{(2)}(kr)$  correspondant aux ondes strictement divergentes), et de Bessel sphérique de première espèce ( $j_n(kr)$  décrivant des ondes strictement convergentes) est nécessaire pour bien décrire le champ acoustique. La fonction de Bessel sphérique de deuxième espèce peut être exprimée à partir de la fonction de Hankel de seconde espèce et de la fonction de Bessel sphérique de première espèce :

$$y_n(x) = i(h_n^{(2)}(x) - j_n(x)), \quad (1.85)$$

aussi en remplaçant l'équation 1.85 dans 1.83 et 1.84 on trouve finalement :

$$p(a_1, \theta, \phi, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n (\underbrace{a_{mn}h_n^{(2)}(ka_1)}_{\text{ondes divergentes}} + \underbrace{b_{mn}j_n(ka_1)}_{\text{ondes convergentes}})Y_n^m(\theta, \phi)e^{i\omega t} \quad (1.86)$$

$$p(a_2, \theta, \phi, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n (a_{mn}h_n^{(2)}(ka_2) + b_{mn}j_n(ka_2))Y_n^m(\theta, \phi)e^{i\omega t} \quad (1.87)$$

En multipliant chacune des équations 1.86 et 1.87 par  $Y_n^{m*}$ , et en les intégrant sur la surface de la sphère unité (équation 1.90), on obtient un système d'équations pour calculer les coefficients  $a_{mn}$  et  $b_{mn}$  :

$$\alpha_{mn}(a_1) = \int_{\Omega} p(a_1, \theta, \phi)Y_n^m(\theta, \phi)^*d\Omega = a_{mn}h_n^{(2)}(ka_1) + b_{mn}j_n(ka_1) \quad (1.88)$$

$$\beta_{mn}(a_2) = \int_{\Omega} p(a_2, \theta, \phi)Y_n^m(\theta, \phi)^*d\Omega = a_{mn}h_n^{(2)}(ka_2) + b_{mn}j_n(ka_2) \quad (1.89)$$

où l'élément d'angle solide  $\Omega$  est défini par :

$$d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi \quad (1.90)$$

et les coefficients  $a_{mn}$  et  $b_{mn}$  sont déterminés par :

$$a_{mn} = \frac{\begin{vmatrix} \alpha_{mn}(a_1) & j_n(ka_1) \\ \beta_{mn}(a_2) & j_n(ka_2) \end{vmatrix}}{\Delta} \quad (1.91)$$

$$b_{mn} = \frac{\begin{vmatrix} h_n^{(2)}(ka_1) & \alpha_{mn}(a_1) \\ h_n^{(2)}(ka_2) & \beta_{mn}(a_2) \end{vmatrix}}{\Delta} \quad (1.92)$$

où

$$\Delta = h_n^{(2)}(ka_1)j_n(ka_2) - h_n^{(2)}(ka_2)j_n(ka_1). \quad (1.93)$$

Il est à remarquer que  $\Delta$  est une fonction réelle qui peut s'annuler pour certaines valeurs de  $a_1$ ,  $a_2$  et  $k$ . Pour éviter cette situation correspondant à une indétermination des coefficients  $a_{mn}$  et  $b_{mn}$ , il suffit de mesurer le champ de pression acoustique sur deux surfaces suffisamment proches. En effet, si la distance  $d = a_2 - a_1$  entre les deux sphères de mesure est beaucoup plus petite qu'une longueur d'onde acoustique ( $kd < 1$ ), alors  $j_n(ka_2)$  et  $h_n^{(2)}(ka_2)$  sont développées en série Taylor autour de  $ka_1$  :

$$j_n(ka_2) \approx j_n(ka_1) + kdj_n'(ka_1) \quad (1.94)$$

$$h_n^{(2)}(ka_2) \approx h_n^{(2)}(ka_1) + kdh_n^{(2)'}(ka_1) \quad (1.95)$$

et qui permet d'écrire le Wronskien suivant :

$$\Delta \equiv kd[h_n^{(2)}(ka_1)j_n'(ka_1) - h_n^{(2)'}(ka_1)j_n(ka_1)] = \frac{d}{ka_1^2} \neq 0. \quad (1.96)$$

Les coefficients complexes pour l'estimation du champ acoustique divergent sont donnés par l'équation 1.97.

$$a_{mn} = iB_{mn} = \frac{i}{\Delta}(j_n(ka_1)\beta_{mn} - j_n(ka_2)\alpha_{mn}) \quad (1.97)$$

### 1.8.3.2 Séparation à partir des pressions et des vitesses mesurées

Les pressions acoustiques et les vitesses des particules interpolées sur la surface sphérique  $S$  (cf. fig 1.23) sont développées en séries d'harmoniques sphériques,

$$p(s, \theta, \phi, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \gamma_{nm} Y_n^m(\theta, \phi) e^{i\omega t} \quad (1.98)$$

$$v(s, \theta, \phi, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \delta_{nm} Y_n^m(\theta, \phi) e^{i\omega t} \quad (1.99)$$

et en utilisant les propriétés d'orthogonalité des harmoniques sphériques, les constantes complexes  $\gamma_{nm}$  et  $\delta_{nm}$  sont déterminées à partir des pressions acoustiques  $p(s)$  et des vitesses des particules  $v(s)$ . Les solutions de l'équation d'onde en coordonnées sphériques sur la surface  $S$  sont données comme précédemment par :

$$p(s, \theta, \phi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n ( \underbrace{c_{mn} h_n^{(2)}(ks)}_{\text{ondes divergentes}} + \underbrace{d_{mn} j_n(ks)}_{\text{ondes convergentes}} ) Y_n^m(\theta, \phi) e^{i\omega t} \quad (1.100)$$

$$v(s, \theta, \phi) = \frac{1}{i\rho_0 c} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n (c_{mn} h_n^{(2)'}(ks) + d_{mn} j_n'(ks)) Y_n^m(\theta, \phi) e^{i\omega t} \quad (1.101)$$

Les coefficients  $c_{mn}$  et  $d_{mn}$  sont déterminés à partir du système d'équations suivant :

$$\gamma_{nm}(s) = \int_{\Omega} p(s, \theta, \phi) Y_n^m(\theta, \phi)^* d\Omega = (c_{mn} h_n^{(2)}(ks) + d_{mn} j_n(ks)) \quad (1.102)$$

$$\delta_{nm}(s) = \int_{\Omega} v(s, \theta, \phi) Y_n^m(\theta, \phi)^* d\Omega = \frac{1}{i\rho_0 c} (c_{mn} h_n^{(2)'}(ks) + d_{mn} j_n'(ks)) \quad (1.103)$$

Les expressions des coefficients  $c_{mn}$  et  $d_{mn}$  sont données par :

$$c_{mn} = \frac{\begin{vmatrix} \gamma_{mn}(s) & j_n(ks) \\ i\rho_0 c \delta_{mn}(s) & j_n'(ks) \end{vmatrix}}{\Delta} \quad (1.104)$$

$$d_{mn} = \frac{\begin{vmatrix} h_n^{(2)}(ks) & \gamma_{mn}(s) \\ h_n^{(2)'}(ks) & i\rho_0 c \delta_{mn}(s) \end{vmatrix}}{\Delta} \quad (1.105)$$

où

$$\Delta = h_n^{(2)}(ks) j_n'(ks) - h_n^{(2)'}(ks) j_n(ks). \quad (1.106)$$

est le Wronskien. En utilisant les propriétés des fonctions de Hankel et de Bessel le discriminant s'écrit sur la forme suivante :

$$\Delta = \frac{1}{(ks)^2} \neq 0 \quad (1.107)$$

Finalement les coefficients complexes pour l'estimation du champ acoustique divergent sont donnés par la relation :

$$c_{mn} = iC_{mn} = \frac{i}{\Delta} (i\rho_0 c \delta_{mn} j_n(ks) - \gamma_{mn} j_n'(ks)) \quad (1.108)$$

Il est possible à présent de séparer les contributions permettant de calculer séparément les champs acoustiques sortant ou entrant dans la surface de séparation (équations 1.100 et 1.101 ou 1.86 et 1.87) à partir des fonctions de Hankel de seconde espèce  $h_n^{(2)}$  décrivant les ondes sortantes, ou des fonctions de Bessel sphériques de première espèce  $j_n$  décrivant les ondes entrantes.

### 1.8.3.3 Évaluation de la méthode FSM

Le principe de séparation décrit ci-dessus a fait l'objet de validations numériques [36; 35; 75], où le champ acoustique réfléchi sur une sphère de capteurs rigide a été soustrait. L'exemple de mise en oeuvre expérimentale du principe de séparation présenté ci-dessous [49; 11; 22] se rapproche le plus du cas dans lequel la méthode sera appliquée dans la suite de cette étude. Le champ acoustique d'un subwoofer (caisson de basse) a été mesuré sur deux demi-sphères l'entourant, dans une chambre réverbérante avec des durées de réverbération variables de 0,6 s à 6,4 s. Cette étude consiste à évaluer la capacité de la méthode à séparer les contributions du champ mesuré en fonction des différentes conditions relatives à la durée de réverbération de la pièce, à la distance de mesure, et au nombre de points de mesure. Cette séparation est indispensable du fait que les mesures sont perturbées par les réflexions du champ acoustique de la source sur les murs de la salle, et ce, même en salle anéchoïque standard à basses fréquences. Le champ acoustique rayonné ainsi calculé, par la méthode FSM, est comparé avec celui calculé analytiquement à l'aide d'un modèle d'éléments finis de frontière qui tient compte de la géométrie réelle du subwoofer (cf. fig 1.25b).

Les quatre configurations de la salle réverbérante, utilisées lors des mesures, sont présentées par la figure 1.26, la durée de réverbération de la salle est modifiée par l'ajout ou

## 1.8. LA MÉTHODE FSM (FIELD SEPARATION METHOD)

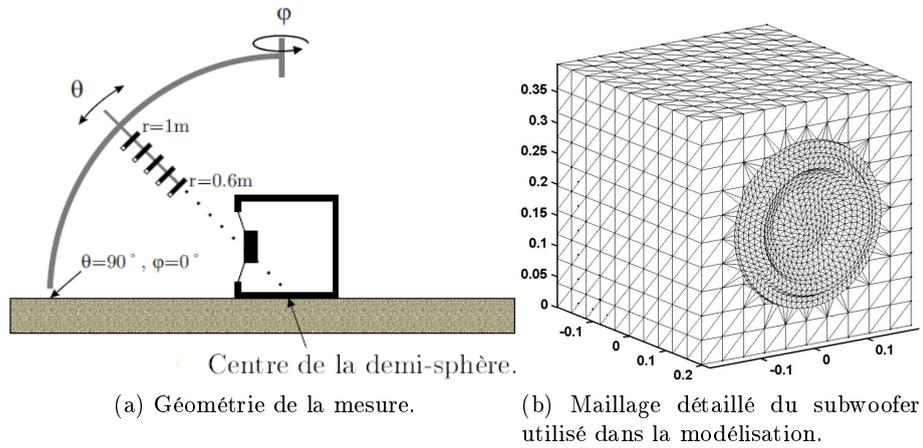


FIGURE 1.25 – Mise en oeuvre de la méthode FSM [49].

la suppression de blocs de matériaux acoustiques absorbants.

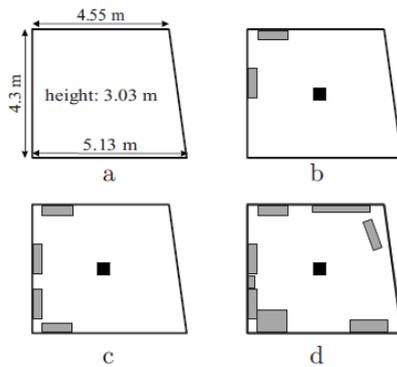


FIGURE 1.26 – Schéma de la salle réverbérante, avec ou sans matériel d'amortissement. Le carré noir indique l'emplacement de la source [49].

Configuration	125 Hz	250 Hz
a	6.4	6.5
b	2.7	2.5
c	1.4	1.7
d	0.5	0.7

FIGURE 1.27 – Durées de réverbération pour les octaves de 125 et 250 Hz des quatre configurations de la salle réverbérante [49].

Il a été retenu pour l'étude cinq demi-sphères de mesures de rayons 0,6 m, 0,7 m, 0,8 m, 0,9 m, et 1 m, et quatre maillages de points de mesures : 16 pts, 36 pts, 64 pts et 100 pts ont été testés.

Pour un rayon de la demi-sphère de 0,6 m et une configuration de la salle réverbérante (b) et (d) le champ acoustique mesuré sur la demi-sphère à la position  $(0,6 \text{ m}, 81^\circ, 0^\circ)$  est

par exemple représenté par la figure 1.28.

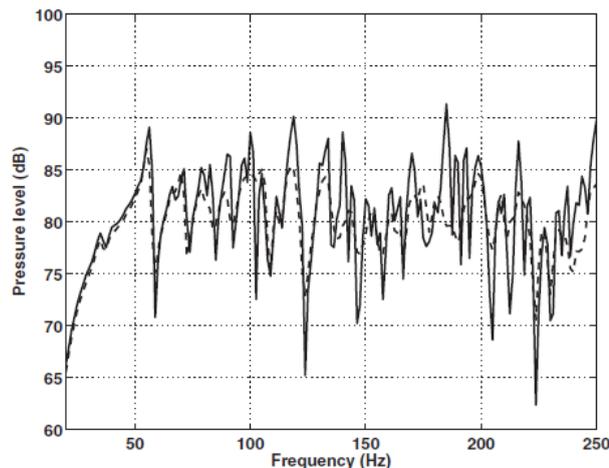


FIGURE 1.28 – Niveau de pression en dB SPL mesuré pour les configurations de la salle b (ligne continue) et d (pointillé) [49].

Les courbes associées aux mesures sans application de la méthode FSM dans les deux configurations de la salle montrent clairement un comportement modal (cf. fig 1.28). Pour la configuration (d) de la salle, la méthode de séparation a été appliquée aux mesures. Les courbes en fréquences du champ mesuré et du champ calculé par la méthode FSM de deux positions sur la surface de séparation sont représentées sur la figure 1.29.

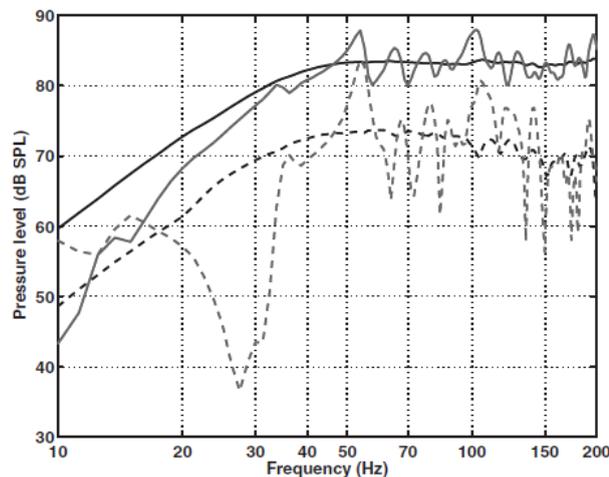


FIGURE 1.29 – Les niveaux des pressions en dB SPL, mesurées et calculées avec la méthode FSM, pour la configuration (d) de la salle : la position  $(0,65 \text{ m} , 81^\circ , 0^\circ)$  est représentée par les courbes avec des lignes continues, et la position  $(0,65 \text{ m} , 81^\circ , 180^\circ)$  par les courbes avec des pointillés [49].

Après application de la méthode FSM, les courbes en fréquence des niveaux de pression aux deux points sont obtenues, et également la réponse typique dans une configuration de mesure en champ libre, traduisant ainsi l'effet satisfaisant du processus de séparation.

La méthode FSM se singularise des autres méthodes par sa simplicité d'utilisation et son temps de calcul relativement court, de l'ordre de quelques secondes. L'exemple du subwoofer précédemment développé, correspondant à des conditions particulièrement sévères, met en relief le potentiel de séparation de la méthode dans de telles situations.

## 1.9 Conclusion

Dans ce chapitre, il a été présenté, au côté de la méthode FSM, qui fait l'objet de cette thèse, les principales méthodes d'imagerie acoustique d'identification et de localisation des sources acoustiques dans les milieux confinés, et ce, afin de ne retenir que celle qui répond le mieux aux exigences du cahier des charges en matière de durée des essais, de plage de fréquence, de simplicité d'exécution, de mise en oeuvre, et de rapidité du calcul.

L'ensemble de ces méthodes sont récapitulées dans le tableau ci-après (cf. 1.1). Ce tableau synthétise, par rapport aux spécifications du cahier des charges du projet LICORVE, les avantages et inconvénients de chacune de ces méthodes.

A ce stade de l'étude, le tableau. 1.1 fait ressortir que la méthode SONAH répond le mieux aux spécifications définies dans le cahier des charges. Cependant, il y a lieu de souligner que cette méthode nécessite un temps de calcul relativement important, qui peut cependant être réduit par l'utilisation de coefficients d'estimation calculés au préalable et sauvegardés pour une configuration de plan de mesure et de prédiction donnée. La méthode FSM proposée dans le cadre du projet LICORVE a également été présentée. Elle se base sur la décomposition du champ en séries d'harmoniques sphériques, ce qui lui confère une rapidité de calcul, et satisfait par ailleurs aux autres exigences du cahier des charges. Aussi, dans le chapitre suivant, la robustesse des méthodes d'imageries retenues : FSM et

## 1.9. CONCLUSION

---

SONAH, seront étudiées numériquement.

MÉTHODES	<i>Avantages</i>	<i>Inconvénients</i>
NAH à référence multiples (STSF)	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Permet l'utilisation d'une grille de microphones partielle en réalisant des mesures séquentielles.</li> <li>- Dans le cas d'une étude de source étendue, l'utilisation de la méthode STSF a l'avantage de permettre le déplacement de l'antenne pour couvrir toute la zone étudiée.</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Le nombre de capteurs de référence doit être supérieur ou au moins égal à celui des sources indépendantes, inconnues au départ.</li> <li>- Préparation et instrumentation importantes (mousse absorbante et robot de déplacement) nécessitant un temps de mise en oeuvre important et difficilement réalisable dans le coffre d'une voiture.</li> </ul>
Inverse Frequency Response Function (IFRF)	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Méthode prenant en compte les chemins de propagation du système étudié (réflexion et absorption).</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Calcul des fonctions de transfert très long,</li> <li>- Adaptation spécifique au milieu étudié : à chaque changement des conditions prévalant dans le milieu étudié il est nécessaire de recalculer les fonctions de transfert.</li> </ul>
Élément de frontière (MEF)	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Méthode permettant une bonne estimation du champ acoustique d'une source en milieu confiné, et par conséquent de séparer les contributions des sources.</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Temps de calcul très long lors de la mise en oeuvre.</li> </ul>
Inverse Patch Transfer Functions (iPTF)	<ul style="list-style-type: none"> <li>- La méthode est adaptée pour la caractérisation des sources de bruit dans les milieux confinés.</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- La mise en oeuvre nécessite des temps de calcul proportionnels au volume de la cavité, au maillage choisi et à la fréquence d'étude ce qui constitue un inconvénient majeur au vu des impératifs industriels.</li> </ul>

## 1.9. CONCLUSION

---

Statistically Optimal Nearfield Acoustical Holography (SONAH)	- Permet de séparer la contribution des sources, et de rétropropager la pression acoustique et la vitesse des particules de la source considérée sur un plan de prédiction (entre le plan de mesure et le plan de la source).	- Temps de calcul des coefficients de prédiction très long, mais qui peuvent être préalablement calculés et sauvegardés pour une configuration de plan de mesure et de prédiction donnée.
Field Separation Method (FSM)	- Permet de calculer le champ acoustique dans un milieu confiné en présence de sources perturbatrices avec un temps de calcul court (harmonique sphérique).	- La diffraction du champ acoustique sur la surface de la source à caractériser (hautes fréquences) n'est pas soustraite par la méthode de séparation FSM, néanmoins il existe des méthodes permettant de soustraire le champ diffracté du champ acoustique sortant calculé par la méthode FSM, - L'application de FSM pour caractériser une source encastree dans un plan implique de mesurer le champ acoustique sur une demi-sphère, et de symétriser les mesures par rapport au plan de la source en supposant que le plan est totalement réfléchissant ce qui n'est pas toujours le cas.

TABLE 1.1 – Avantages et inconvénients des méthodes d'imagerie dans les milieux confinés

## 1.9. CONCLUSION

---

Deuxième partie

Simulations



## Chapitre 2

# Étude numérique

### 2.1 Introduction

L'objet de ce chapitre est la mise en oeuvre numérique des méthodes d'imagerie acoustique FSM et SONAH retenues dans le cadre de cette thèse. Cette étude numérique permet d'évaluer leur robustesse dans des configurations de simulations proches des conditions dans lesquelles ces méthodes de séparation seront utilisées expérimentalement.

Dans une première phase, il est procédé à la validation des codes numériques de SONAH par comparaison avec les résultats numériques publiés dans la littérature [24; 40]. Il est également réalisé une simulation dans laquelle les méthodes SONAH simple couche et double couche sont appliquées pour caractériser le champ acoustique rayonné par une source. De plus, le champ primaire est perturbé par une source secondaire afin, d'une part d'étudier la capacité de ces méthodes à séparer les contributions et d'autre part, de comparer les résultats obtenus par chacune de ces deux méthodes. Les réflexions des champs acoustiques dans un environnement non anéchoïque peuvent être critiques pour la méthode SONAH, du fait que celle-ci ne les prend pas en compte. Cela est dû au fait que les réflexions qui font parties du même domaine d'espace que les sources perturbatrices sont considérées par SONAH comme faisant parties intégrantes du champ acoustique de ces sources. Il en est de même pour les réflexions qui font parties du même domaine d'espace que les sources d'intérêts. Lors de la mise en oeuvre de la méthode SONAH dans un environnement réverbérant, il est considéré que le champ acoustique rayonné par la source d'intérêt est plus

important que celui généré par les réflexions [34]. Cela peut constituer une limite dans un petit volume, caractérisé par des réflexions importantes. L'étude des effets des réflexions sur la méthode SONAH est réalisée.

Dans une seconde phase, il est procédé, à la description des différentes étapes nécessaires à la mise en oeuvre de FSM et à la réalisation d'une étude de la robustesse et des limites des méthodes FSM p-p et FSM p-v.

## 2.2 Méthode SONAH double couche

Dans les simulations qui vont suivre, sauf indication contraire, la configuration par défaut ci-après est utilisée :

- les points de mesure sur les plans holographiques sont répartis de manière régulière et cartésienne. Chacun des plans de mesure est constitué de 36 points ( $6 \times 6$ ) espacés de 0,025 m ;
- dans la mise en oeuvre de SONAH double couche, les deux plans holographiques séparés d'une distance 2,5 cm sont placés respectivement à  $z_{h1} = 6$  cm et  $z_{h2} = 8,5$  cm ;
- la distance  $d$  définissant l'origine du domaine d'espace où les sources à caractériser et perturbatrice sont supposées être présentes est de 6 cm ;
- le plan d'estimation est placé à  $z = 3$  cm. la répartition des points d'estimation est la même que pour les plans holographiques ;
- le rapport signal sur bruit ( $SNR$ ) utilisé pour le paramètre de régularisation (équation 1.23) est de 40 dB ;
- l'évaluation de la méthode se fera en calculant l'erreur relative à partir des équations 1.29 et 1.30.

La configuration de simulation est illustrée à la figure 2.1.

### 2.2.1 Rétropropagation avec la méthode SONAH double couche

La simulation ci-après reproduit une étude publiée par Gomes [24] en vue de valider l'implémentation de la méthode SONAH sur MATLAB. Le champ de la source à caracté-

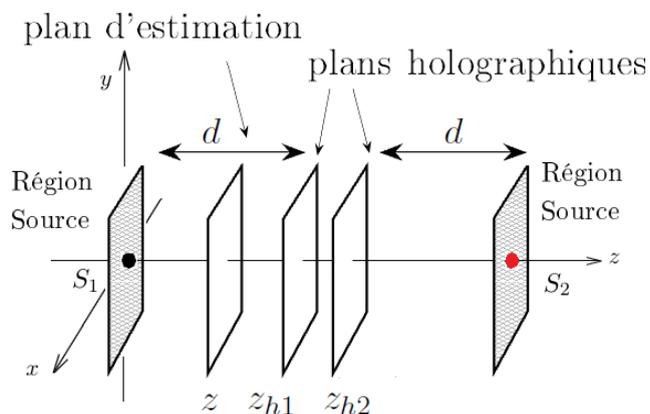


FIGURE 2.1 – Configuration pour la mise en oeuvre de SONAH double couche, positions des plans de mesures, du plan de rétropropagation et des régions des sources sonores.

riser est placé dans des conditions de champ libre et la mesure est réalisée sans la présence d'aucune source perturbatrice. La rétropropagation du champ acoustique (pression acoustique et vitesse des particules) sur le plan de prédiction est effectuée avec la méthode SONAH double couche. Le caractère discret du plan de mesure impose à la méthode une limitation d'étude fréquentielle [48], qui dépend de la distance des points de mesure sur les plans holographiques afin de respecter le critère spatial de Shannon [72]. La distance maximale entre deux points de mesure doit être inférieure à la demi-longueur d'onde,

$$d = \max(\Delta x, \Delta y) \leq \frac{\lambda_{\min}}{2} \iff f_{\max} = \frac{c}{2d}. \quad (2.1)$$

Dans le cadre de cette étude numérique de par notre configuration, la fréquence de coupure de l'antenne est de  $f_{\max} = \frac{c}{2 \times 0,025} = 6880$  Hz, est supérieure à la limite de la gamme de fréquence de cette simulation qui est comprise entre 500 Hz à 5 KHz avec un pas de 500 Hz. La source simulée est un monopôle placé en  $r_s = (0, 0, 0)$  m, centrée par rapport aux plans de mesure et d'estimation. Les erreurs relatives d'estimation sur le plan de calcul sont données en fonction de la fréquence sur la figure 2.2.

Pour cette configuration de mise en oeuvre de SONAH double couche, il est retrouvé les mêmes courbes d'erreurs relatives que celles de l'étude numérique publiée dans la littérature [24], validant ainsi l'implémentation de cette méthode sous MATLAB. L'erreur relative (équations 1.29 et 1.30) d'estimation de la vitesse des particules et de la pression acoustique reste inférieure à 0 dB, elle atteint son maximum à la fréquence 5000 Hz en s'élevant

## 2.2. MÉTHODE SONAH DOUBLE COUCHE

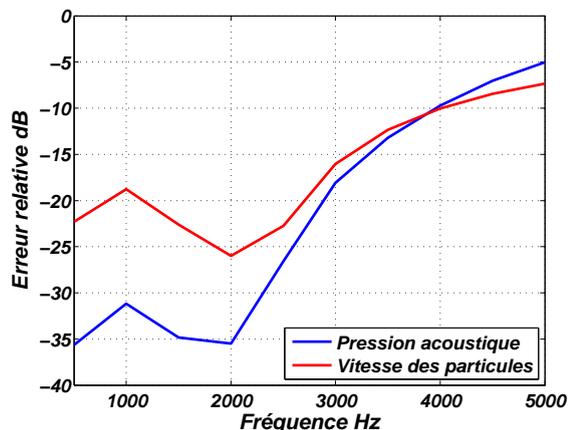


FIGURE 2.2 – Erreur relative de rétropropagation de la pression acoustique et de la vitesse des particules avec SONAH double couche dans le cas où le monopôle est placé en  $r_s = (0, 0, 0)$  m.

respectivement à -5 dB et -7 dB. Pour la gamme de fréquences de 500 Hz à 3000 Hz, le champ acoustique mesuré est rétropropagé avec une bonne précision. Les erreurs relatives d'estimation du champ de pression acoustique sont comprises entre -35 dB et -18 dB. Quant à celles du champ de la vitesse des particules, elles se situent entre -26 dB et -16 dB. Les tracés du champ des pressions acoustiques calculées par la méthode SONAH et déterminées théoriquement sur la diagonale du plan de prédiction pour trois valeurs d'erreurs relatives (-35 dB, -26 dB et -5 dB) donnent un bon aperçu des résultats obtenus (cf. fig 2.3) :

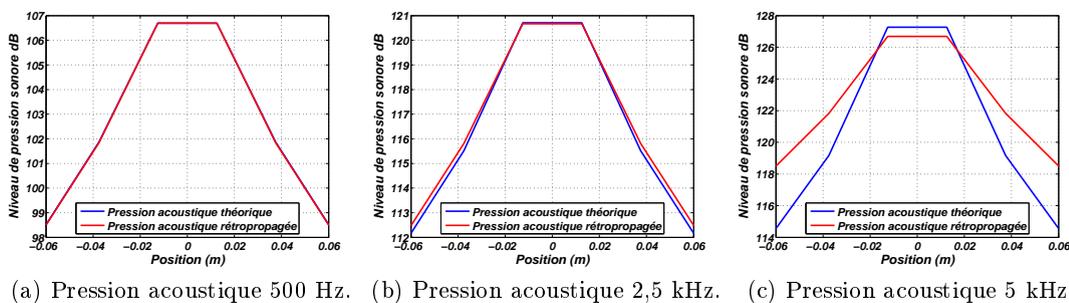


FIGURE 2.3 – Tracés des champs des pressions théoriques et rétropropagées sur une diagonale du plan de prédiction.

Les champs acoustiques calculés par la méthode SONAH aux fréquences 500 Hz et 2500 Hz présentent, par rapport aux champs théoriques calculés analytiquement, une très

bonne concordance. A la fréquence de 5000 Hz, les niveaux de pression aux coins de l'antenne sont surestimés de 4 dB par rapport à ceux déterminés analytiquement, alors qu'ils sont sous-estimés de 0,6 dB au centre de l'antenne. Dans la théorie, le champ acoustique acquis est supposé continu et infini, et dans la pratique il est mesuré à partir d'un ensemble de points. Ainsi, pour les fréquences élevées les longueurs d'ondes sont plus petites, et par conséquent on a, par rapport aux basses fréquences, moins de points de mesures par longueur d'onde. C'est ce qui explique l'erreur sur le champ de pression acoustique estimé par la méthode SONAH à 5000 Hz.

### 2.2.2 Séparation des contributions avec les méthodes SONAH double couche et simple couche

Les deux méthodes de séparation SONAH simple couche et double couche sont mises en oeuvre dans les mêmes conditions. La source principale (monopôle) et la source perturbatrice (monopôle) sont placées respectivement en  $r_{s1} (0, 0, 0)$  m et en  $r_{s2} (0, 0, 0.145)$  m. Dans l'application de la méthode de séparation de SONAH simple couche le plan de mesure est placé à  $z_h = 0,0725$  m, et pour la mise en oeuvre des deux méthodes le plan d'estimation est placé à  $z = 0,03$  m. La figure 2.4 donne, pour la méthode SONAH simple couche, la configuration utilisée avec les positions des plans de mesure, de rétropropagation et les régions des sources.

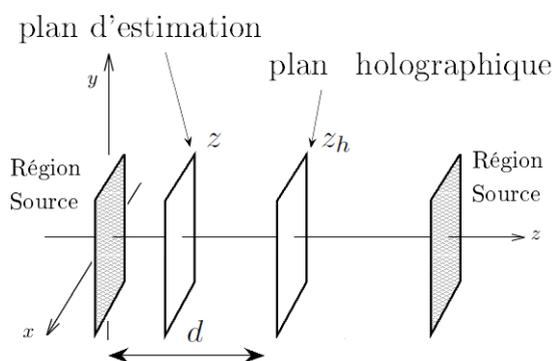


FIGURE 2.4 – Configuration pour la mise en oeuvre de la méthode SONAH simple couche, positions du plan de mesure, du plan de rétropropagation et des régions des sources sonores.

Les deux sources possèdent le même débit, elles sont placées dans un espace libre et le champ mesuré contient la contribution des deux sources. L'application des deux versions

## 2.2. MÉTHODE SONAH DOUBLE COUCHE

de la méthode SONAH a permis de séparer les contributions relatives des deux monopôles et de restituer le champ de la source principale ( $r_{s1}$ ) sur le plan de calcul. Les erreurs relatives sont calculées sur ce même plan et représentées sur la figure 2.5.

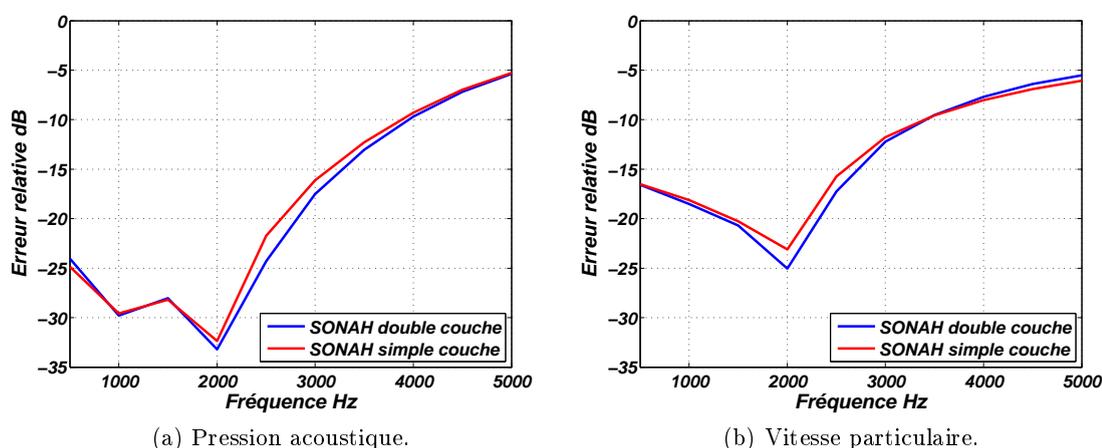


FIGURE 2.5 – Tracés des erreurs relatives des champs de pression et de vitesse des particules calculées par les méthodes de séparation SONAH simple couche et double couche.

Il est constaté que les deux versions SONAH, simple et double couche, donnent pratiquement les mêmes courbes d'erreurs (cf. fig 2.5) avec des différences inférieures à 2 dB. La méthode SONAH double couche donne une bien meilleure estimation du champ acoustique. Dans cette configuration, les méthodes SONAH simple et double couche séparent les contributions des deux sources, et calculent à la fois la pression acoustique et la vitesse des particules de la source d'intérêt ( $r_{s1}(0, 0, 0)$ ) sur le plan de prédiction avec une bonne précision. Pour la gamme des fréquences de 500 Hz à 3000 Hz, l'erreur relative d'estimation du champ de la pression acoustique est comprise entre -33 dB et -17 dB, elle atteint son maximum de -5 dB à 5000 Hz. Quant à l'erreur sur l'estimation de la vitesse des particules, elle est comprise entre -25 dB et -12 dB, elle atteint également son maximum de -5 dB à 5000 Hz. Ces courbes d'erreurs ont les mêmes tendances que celles déterminées précédemment pour la configuration où seule la source principale est activée, ce qui donne un aperçu de la capacité de la méthode à séparer les contributions et à restituer le champ de la source d'intérêt sur le plan de calcul en milieu anéchoïque.

### 2.2.3 Influence de l'angle d'incidence sur les méthodes de séparation avec la méthode SONAH double couche et simple couche

Dans ce qui précède, il a été constaté que les deux versions de la méthode SONAH (simple couche et double couche) donnent sensiblement les mêmes résultats dans le cas où les sources principale et perturbatrice sont positionnées symétriquement et centrées de part et d'autre des plans de mesure. Dans le cas contraire, la méthode SONAH double couche donne une bien meilleure estimation du champ acoustique (pression acoustique et vitesse des particules) sur le plan de prédiction [24].

#### 2.2.3.1 Mise en situation des méthodes SONAH simple couche et double couche

Les conditions d'utilisation des deux méthodes SONAH sont les mêmes que celles présentées dans la section précédente, le changement intervient dans l'emplacement de la source principale et la source perturbatrice. Dans cette nouvelle configuration, les deux sources sont placées asymétriquement en  $r_{s1}$  (0.05, -0.05, 0) m et en  $r_{s2}$  (-0.05, 0.05, 0.145) m. Les erreurs relatives de la pression acoustique et de la vitesse des particules calculées sur le plan d'estimation sont données par la figure 2.6.

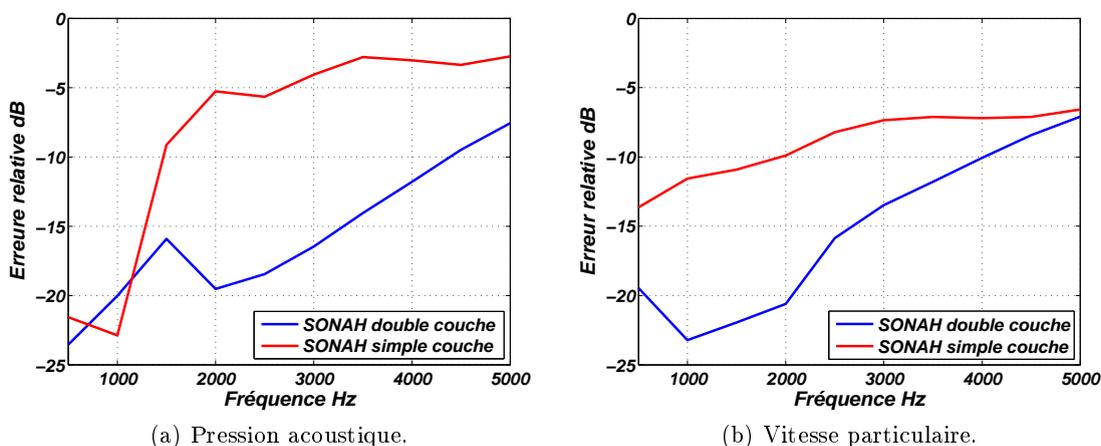


FIGURE 2.6 – Tracés des erreurs relatives des champs de pression et de vitesse des particules calculées par les méthodes de séparation SONAH simple couche et double couche.

Dans cette configuration, les sources sont positionnées asymétriquement par rapport

## 2.2. MÉTHODE SONAH DOUBLE COUCHE

au plan de mesure, et comme prévu, l'erreur relative (cf. fig 2.6) calculée pour la méthode SONAH simple couche est plus grande que celle calculée pour SONAH double couche. L'explication est donnée par la résolution de l'équation 1.46 de SONAH simple couche, où les ondes qui ont des petits angles d'incidence ont plus de poids, par rapport à celles qui arrivent avec des grands angles. Pour bien visualiser ces résultats, les cartographies des champs de pressions acoustiques et des vitesses des particules sont tracées à la fréquence de 2500 Hz, et sont représentées respectivement sur les figures 2.7 et 2.8.

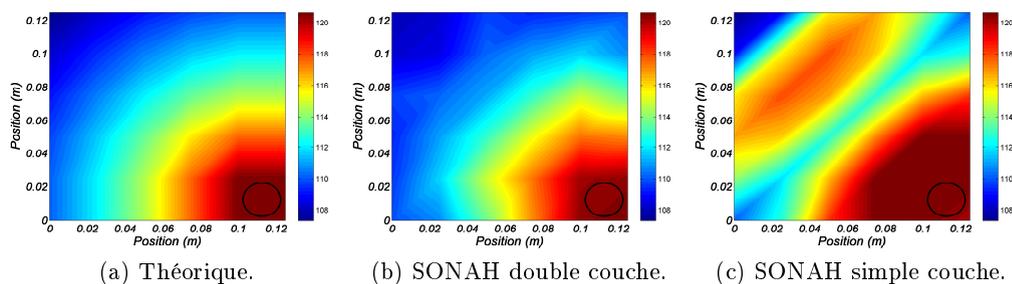


FIGURE 2.7 – Tracés des champs des pressions acoustiques (dB) à la fréquence 2500 Hz.

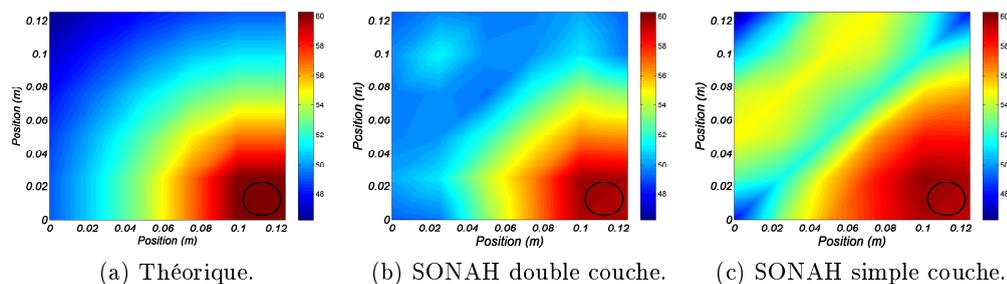


FIGURE 2.8 – Tracés des champs des vitesses des particules (dB) à la fréquence 2500 Hz.

Après séparation des contributions, les deux méthodes localisent la source d'intérêt (cf. fig 2.7 et 2.8). Les erreurs relatives des champs de vitesse des particules et de pression acoustique calculées par la méthode SONAH simple couche à la fréquence 2500 Hz s'élèvent respectivement à -5,7 dB et -8,2 dB. Elles sont plus élevées que celles calculées par la méthode SONAH double couche de 13 dB pour la pression acoustique, et de 8 dB pour la vitesse particulière.

## 2.2. MÉTHODE SONAH DOUBLE COUCHE

---

Cela s'explique par le fait que lorsque la source acoustique est placée en face du plan de mesure les ondes planes ont une grande valeur de  $k_z$ , ce qui correspond à des petites composantes de  $k_x$  et  $k_y$ . La projection du secteur décrit par les petites composantes de  $k_x$  et  $k_y$  sur la sphère de rayonnement dans le spectre du nombre d'ondes couvre moins de surface (cf. fig. 2.9), et ce, comparativement au cas où la source est placée plus loin du centre du plan de mesure suivant le plan  $x - y$  (source décentrée). Correspondant à des ondes planes avec une petite valeur de  $k_z$  et de grands composants de  $k_x$  et  $k_y$  couvrant par conséquent, un secteur plus important sur la sphère de rayonnement [24]. Les coefficients d'estimation  $c_r$ , nécessaires à la mise en oeuvre de SONAH simple couche sont déterminés à partir des équations A.1 et A.2, où les intégrations sont réalisées dans le plan  $k_x - k_y$ . La forme de la sphère de rayonnement dans le spectre du nombre d'ondes n'est pas prise en compte, c'est ce qui explique que lors de la résolution de l'équation 1.46, dans le cas de SONAH simple couche, les ondes avec des petits angles sont prépondérantes par rapport à celles avec des grands angles.

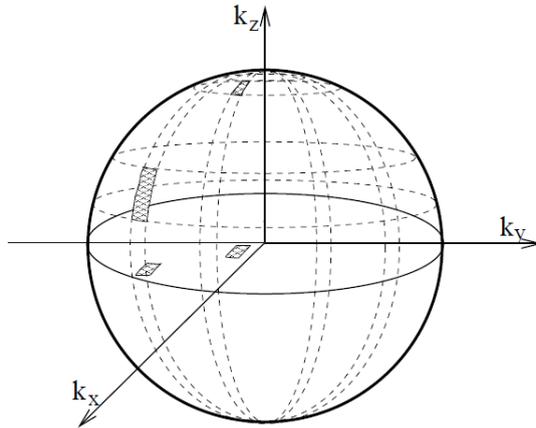


FIGURE 2.9 – Projection de deux secteurs identiques dans le plan  $k_x - k_y$  sur la sphère de rayonnement.[24]

Lors de l'implémentation de la méthode SONAH double couche, la forme de la sphère de rayonnement (cf. fig. 2.9) a été prise en considération de manière à ce que toutes les ondes puissent être prises en compte également avec le même poids, même lorsque l'angle d'incidence de la source sur le plan de mesure est grand, rendant ainsi la méthode SONAH double couche, par rapport à la méthode SONAH simple couche, moins sensible à

l'angle d'incidence.

### 2.2.3.2 Prise en compte de la forme de la sphère de rayonnement par la méthode SONAH double couche

L'intégrale d'une fonction sur une surface  $S$  quelconque peut être résolue en la projetant sur un plan  $R$  comme indiqué par l'équation 2.2.

$$\int \int_S G(r) ds = \int \int_R G(x, y, f(x, y)) \sqrt{1 + \left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2} dx dy \quad (2.2)$$

Il est remplacé dans l'équation précédente  $x$ ,  $y$  et  $f(x, y)$  par,  $k_x$ ,  $k_y$  et  $k_z$ , avec

$$k_z \equiv \begin{cases} \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} & \text{pour } k_x^2 + k_y^2 \leq k^2 \\ -j\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2} & \text{pour } k_x^2 + k_y^2 > k^2 \end{cases} \quad (2.3)$$

Lorsque la sphère de rayonnement est prise en compte, un changement intervient au niveau de la racine carrée de l'équation 2.2 pour faire intervenir une fonction de poids (équation 2.4).

$$W(k_x, k_y) \equiv \sqrt{1 + \left(\frac{\partial k_z}{\partial k_x}\right)^2 + \left(\frac{\partial k_z}{\partial k_y}\right)^2} = \begin{cases} \sqrt{1 + \frac{k_x^2 + k_y^2}{k^2 - k_x^2 - k_y^2}} & \text{pour } k_x^2 + k_y^2 \leq k^2 \\ \sqrt{1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_x^2 + k_y^2 - k^2}} & \text{pour } k_x^2 + k_y^2 > k^2 \end{cases} \quad (2.4)$$

Les résultats présentés dans cette section montrent que lorsque les sources sont placées symétriquement et centrées par rapport aux plans de mesure, les méthodes SONAH simple et double couche donnent sensiblement les mêmes grandeurs d'erreurs lors de la séparation des contributions des sources et la rétropropagation du champ de la source d'intérêt sur le plan de prédiction. Cependant, il y a lieu de noter que SONAH double couche est moins sensible à l'angle d'incidence que SONAH simple couche. Par conséquent, dans les simulations qui vont suivre, seule la méthode SONAH double couche sera utilisée.

### 2.2.4 Erreur sur la position des sources

Dans ce qui précède, la distance  $d$  définit la limite du domaine de l'espace où les sources sont supposées être présentes (cf. fig 2.10). Cependant, dans le cas de la caractérisation de certaines sources complexes, des erreurs peuvent être introduites si la position réelle de la

## 2.2. MÉTHODE SONAH DOUBLE COUCHE

source est située entre le début du domaine de l'espace où les sources sont supposées être présentes et les plans holographiques, ce qui peut être critique pour la méthode de séparation. L'objectif est d'étudier la robustesse de SONAH double couche en introduisant numériquement des erreurs de positionnement de la source principale en plaçant un monopôle entre le plan de prédiction et la région source. Les erreurs relatives du champ acoustique (pression acoustique et vitesse des particules) de la source d'intérêt sur le plan de prédiction sont calculées. La position de la source principale en  $r_{s1} (0, 0, 0)$  m est utilisée comme référence pour être placée par la suite aux positions  $r_{s1} (0, 0, 0.01)$  m et  $r_{s1} (0, 0, 0.02)$  m. Quant à la source perturbatrice, elle est placée à la position  $r_{s2} (0, 0, 0.145)$  m pour toutes les positions de la source d'intérêt.

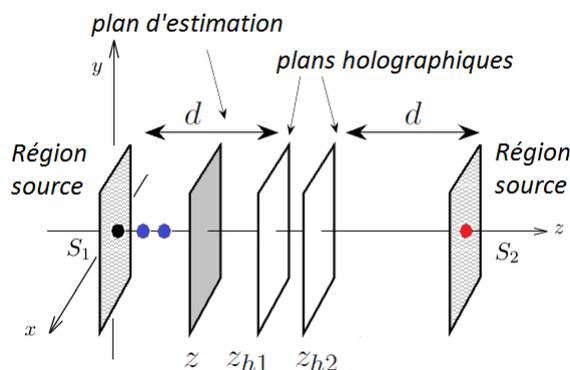


FIGURE 2.10 – Configuration de la simulation.

Les erreurs relatives de la pression acoustique et de la vitesse des particules sur le plan de prédiction sont calculées pour chaque position et sont données par la figure 2.11.

À la position  $r_{s1} (0, 0, 0.01)$  m, les erreurs relatives du champ acoustique (pression acoustique et vitesse des particules) sur le plan de prédiction ont augmenté en moyenne de 5 dB, par rapport à la position  $r_{s1} (0, 0, 0)$  m (cf. fig 2.11). Quand la source est déplacée à  $r_{s1} (0, 0, 0.02)$  m, l'erreur des vitesses des particules et des pressions acoustiques augmente en moyenne respectivement de 10 dB et de 8 dB. Cela s'explique par le fait que la position de la source  $r_{s1} (0, 0, 0.02)$  m est à 1 cm du plan de prédiction. Il est à souligner, que malgré l'erreur de position introduite dans cette simulation, la méthode SONAH double couche demeure robuste pour ce type d'erreur de mesure.

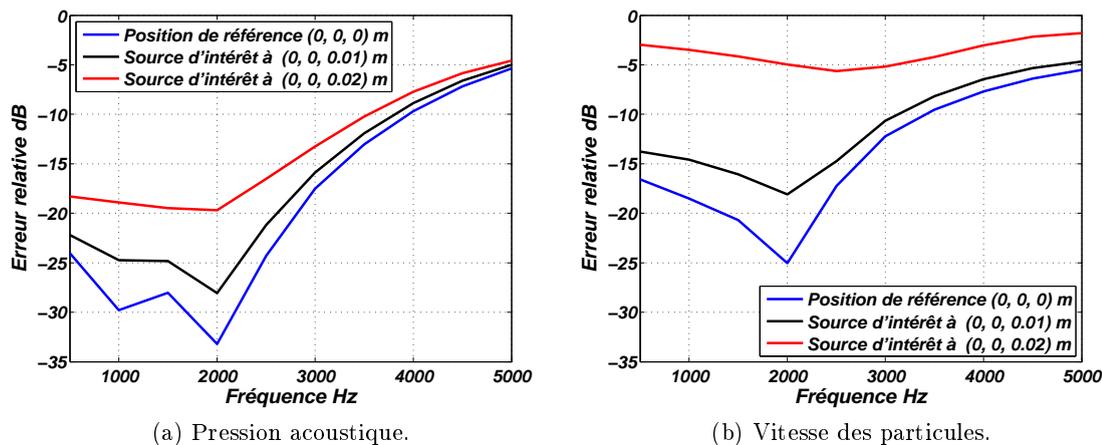


FIGURE 2.11 – Tracés des erreurs relatives des champs de pression et de vitesse des particules calculées par la méthode SONAH double couche pour les positions  $r_{s1} = (0, 0, 0)$  m,  $r_{s1} = (0, 0, 0.01)$  m et  $r_{s1} = (0, 0, 0.02)$  m.

### 2.2.5 Source encastrée

Toutes les simulations précédentes ont été réalisées dans des conditions de champ libre. Dans cette section, il est étudié l'évolution de l'erreur relative en présence de réflexions. En effet, la méthode SONAH considère que les réflexions venant du même domaine d'espace que la source à caractériser font partie intégrante du champ acoustique de cette dernière.

La source à caractériser est un monopôle encastré dans un plan infini à la position  $r_{s1} (0, 0, 0)$  m, et le champ est perturbé par une deuxième source monopolaire située en  $r_{s2} (0, 0, 0.6)$  m, comme indiqué par la figure 2.12. L'erreur relative est calculée sur le plan de prédiction et comparée à celle calculée pour des conditions de champ libre pour les deux sources  $r_{s1}$  et  $r_{s2}$  (cf. fig 2.13).

Il ressort de l'interprétation des courbes d'erreurs, que la prise en compte des réflexions augmente l'erreur relative de la vitesse des particules et de la pression acoustique calculée sur le plan de prédiction en moyenne de 2 dB, par rapport à celle calculée pour des conditions de champ libre, et ce, jusqu'à la fréquence 2500 Hz, à partir de laquelle les deux courbes (rouge et bleu) convergent vers les mêmes valeurs (cf. fig 2.13). Les réflexions venant du même domaine d'espace que la source principale  $S_1$  encastrée, sont de faible niveau

## 2.2. MÉTHODE SONAH DOUBLE COUCHE

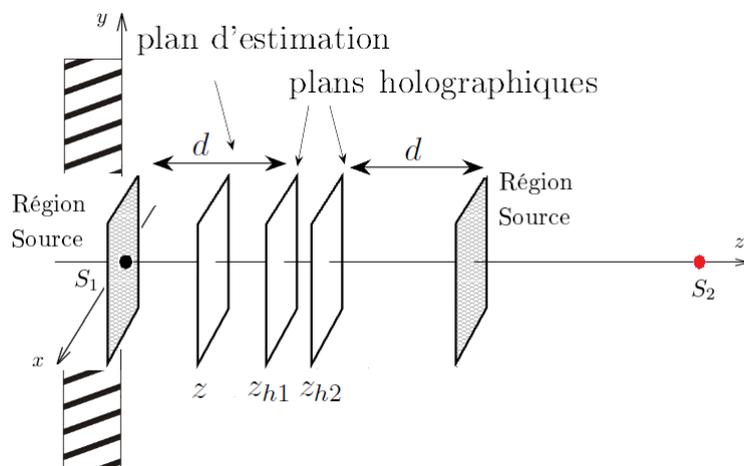


FIGURE 2.12 – Configuration de la simulation où la source principale est encastrée et la source perturbatrice est placée dans un espace libre.

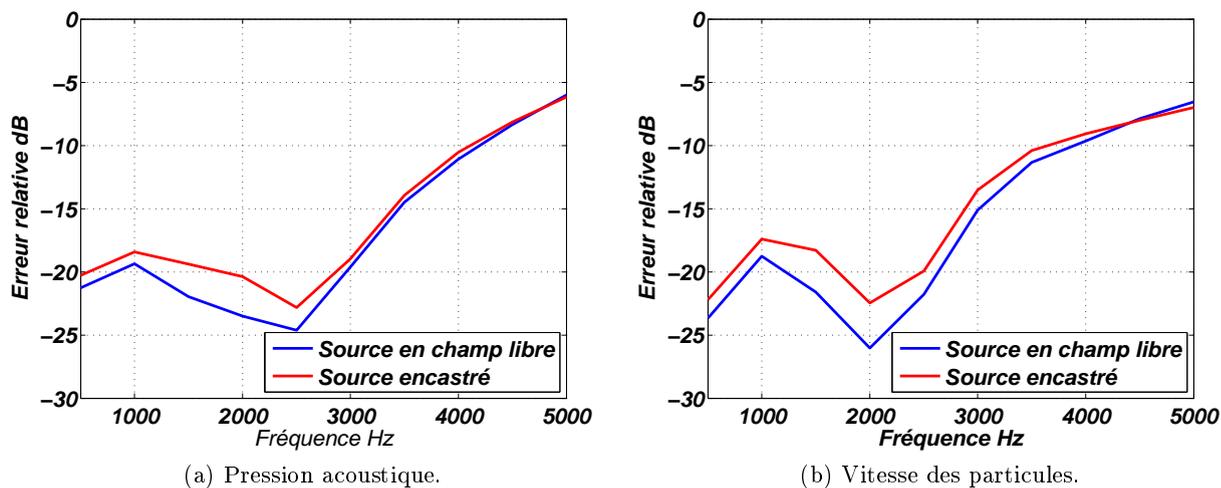


FIGURE 2.13 – Tracés des erreurs relatives calculées sur le plan de prédiction en fonction de la fréquence dans le cas où la source principale est encastrée (courbe en rouge), et dans le cas où elle est placée dans des conditions de champ libre (courbe en bleu).

devant le champ généré par la source principale, ce qui explique que pour cette configuration les réflexions ne sont pas critiques pour le calcul des champs acoustiques (vitesse des particules et pression acoustique) sur le plan de prédiction par la méthode SONAH double couche.

### 2.2.6 Source étendue

La mise en oeuvre de SONAH double couche dans le coffre d'une voiture nous conduit à nous intéresser à l'identification de sources de type étendues (panneaux en vibration) plutôt qu'à de simples sources ponctuelles parfaitement localisées. L'utilisation de ce type de source a déjà été réalisée dans une étude comparative des méthodes SONAH double et simple couche publiée dans la littérature [34; 62], où deux plaques de  $1 \times 1 \text{ m}^2$  ont été simulées. Cependant, il y a lieu de préciser que lors des calculs, les réflexions issues des sources n'ont pas été prises en compte. Dans ce qui suit, les réflexions des sources sont simulées et ajoutées aux champs mesurés sur les plans holographiques. Les erreurs relatives sur le plan de prédiction, calculées dans cette configuration, seront comparées avec celles calculées pour des sources placées dans des conditions de champ libre, afin d'estimer l'erreur.

#### 2.2.6.1 Champ sonore d'une plaque

Pour simuler et calculer en un point  $r = (x, y, z)$  la pression acoustique et la vitesse des particules normale d'une plaque en vibration, un maillage de la plaque est réalisé en divisant la plaque en petits carrés ( $P \times P$ ). Chacun de ces petits carrés est considéré comme étant une source ponctuelle, et le champ acoustique est calculé à partir de l'approximation de l'intégrale de Rayleigh [70] par les équations 2.5 et 2.6 :

$$p(r) = \frac{j\omega\rho}{2\pi} \sum_{n=0}^{P \times P} V_n S_n \frac{e^{-jkR_n}}{R_n} \quad (2.5)$$

$$u_z(r) = \frac{j\rho}{2\pi} \sum_{n=0}^{P \times P} V_n S_n \frac{e^{-jkR_n}}{R_n} \left(1 + \frac{1}{jkR_n}\right) \frac{\Delta z}{R_n} \quad (2.6)$$

avec  $R_n$  la distance entre le centre des petits carrés composant la plaque et le point où le champ est calculé,  $\Delta z$  la distance dans la direction  $z$  entre le point source et le point de mesure, et  $S_n$  la surface du petit carré ( $S_n = S_p/P^2$ ), où  $S_p$  est la surface de la plaque. La vitesse  $V_n$  en chaque point du maillage de la plaque est donnée par l'équation 2.7 :

$$V_n(x, y, \omega) = j\omega \frac{F}{\rho_p h} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Phi_{mn}(x_0, y_0) \Phi_{mn}(x, y)}{\omega_{mn}^2 - \omega^2} \quad (2.7)$$

où  $\rho_p$  est la densité de la plaque,  $F$  la force ponctuelle d'excitation appliquée sur la plaque,  $h$  l'épaisseur de la plaque,  $\omega_{mn}$  est la pulsation propre modale (équation 2.8).

$$\omega_{mn}^2 = \alpha^2 \left( \left( \frac{m\pi}{L_x} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{L_y} \right)^2 \right) \quad (2.8)$$

où  $L_x$  et  $L_y$  représentent les dimensions de la plaque dans les directions  $x$  et  $y$ ,  $m$  et  $n$  les modes dans les directions  $x$  et  $y$ , et  $\alpha$  est la constante de Skudrzyk (équation 2.9) :

$$\alpha = \left( \frac{Eh^2}{12\rho_p(1-\nu^2)} \right) \quad (2.9)$$

avec  $E$  le module de Young et  $\nu$  le coefficient de Poisson

### 2.2.6.2 Simulation de source étendue

Les surfaces des panneaux simulées sont légèrement plus petites que celles des plans de mesures. La configuration utilisée pour cette simulation (cf. fig 2.14) est présentée ci-après :

- les points de mesures sur les plans holographiques sont répartis de manière homogène, et chacun des plans de mesure est constitué de 64 points ( $8 \times 8$ ) espacés de 2,5 cm ;
- la répartition des points d'estimation est la même que celle des plans holographiques ;
- la source principale est une plaque de dimensions  $L_x = 0.15$  m et  $L_y = 0.15$  m et son centre est placée en  $(0, 0, 0)$  m. La plaque qui joue le rôle de la source perturbatrice a les mêmes dimensions que celle de la source principale et son centre est placé en  $(0, 0, 0.145)$  m ;
- l'épaisseur de la plaque ( $h$ ) est de 2 mm, le module de Young  $E = 2 \times 10^{11}$  Pa, le nombre de Poisson  $\nu = 0,3$ , et la densité de la plaque  $\rho_p = 7800$  kg/m<sup>3</sup> ;
- les deux panneaux sont excités par une force ponctuelle de même amplitude. Les points d'excitation des plaques sont asymétriques :  $((0, -\frac{L_y}{4}, 0)$  position du point d'excitation de la source principale et  $(-\frac{L_x}{4}, 0, 0.145)$  celle de la source perturbatrice) ;
- les panneaux sont divisés en de petits carrés de 1 cm<sup>2</sup>, considérés comme étant des sources ponctuelles ( $P = 16$ ).

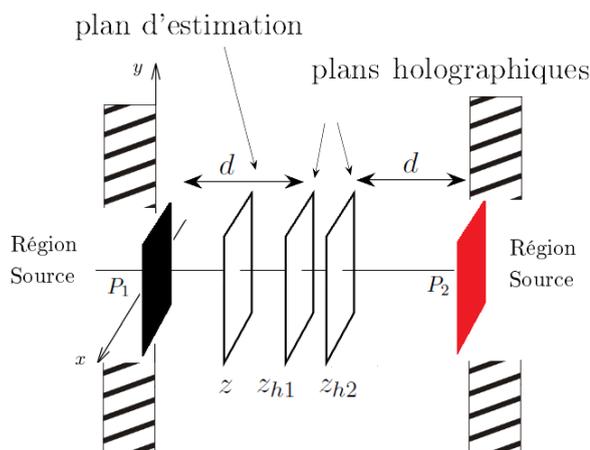


FIGURE 2.14 – Configuration pour la mise en oeuvre de la simulation de source étendue, où  $P_1$  est la source principale et  $P_2$  la source perturbatrice.

Les plaques sont excitées asymétriquement par une force ponctuelle harmonique à la fréquence de 2777 Hz correspondant au mode (3,2) de la source d'intérêt et au mode (2,3) de la source perturbatrice. Lors des simulations, les réflexions des champs des sources sont prises en compte par l'introduction de deux sources images. Les cartographies en 3-D des pressions acoustiques et des vitesses des particules, calculées par SONAH double couche sur le plan de prédiction, et du champ théorique sont données par les figures 2.15 et 2.16.

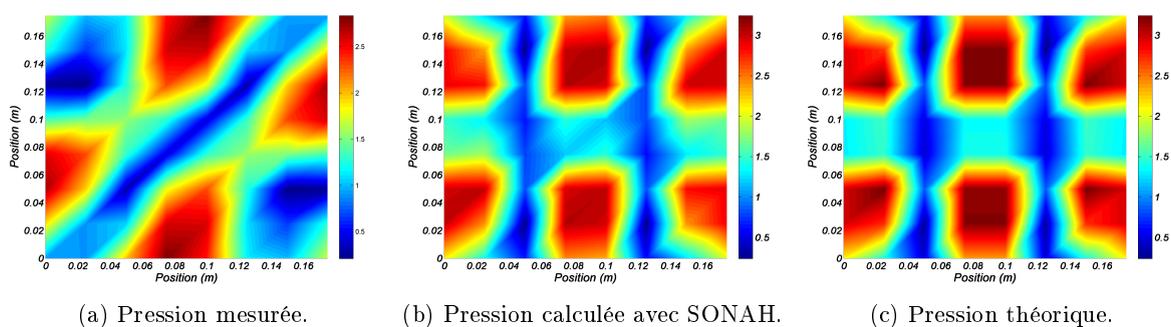


FIGURE 2.15 – Tracés des champs des pressions acoustiques (Pa) à la fréquence de 2777 Hz.

La méthode SONAH sépare le champ acoustique mesuré pour restituer le champ de la source principale sur le plan de prédiction avec une bonne précision. Les erreurs relatives calculées sur le plan de prédiction du champ de pression acoustique et de la vitesse des particules sont respectivement de -12,7 dB et -11 dB. Les mêmes erreurs relatives, calculées

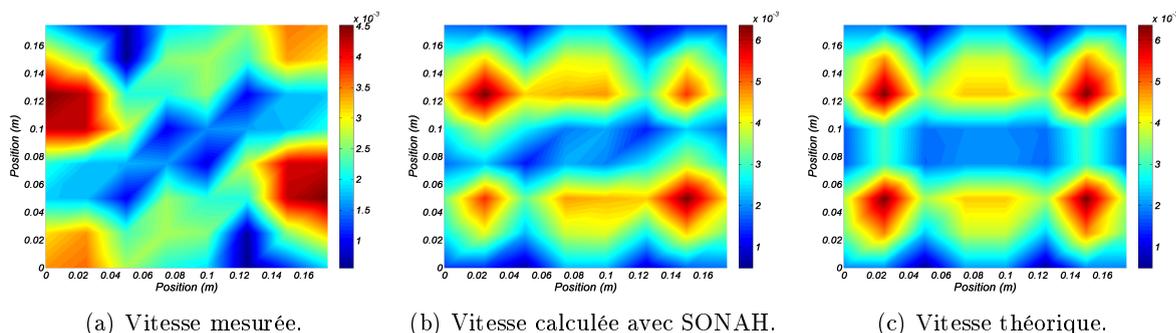


FIGURE 2.16 – Tracés des champs des vitesses des particules (m/s) à la fréquence 2777 Hz.

pour des conditions de champ libre, donnent pour le calcul de la pression acoustique et de la vitesse des particules sur le plan de prédiction respectivement des erreurs de -18,3 dB et de -19,3 dB. Pour cette configuration, la prise en compte des réflexions lors du calcul du champ acoustique avec la méthode de séparation n'est pas critique car les réflexions ne viennent que de deux côtés. Toutes les réflexions venant du côté de la source perturbatrice sont ainsi soustraites lors du processus de séparation par SONAH, tandis que celles qui viennent de la même direction que la source principale sont considérées comme faisant partie du champ de la source à caractériser, ce qui explique l'augmentation de l'erreur relative, comparée à celle calculée pour des conditions de champ libre.

### 2.2.7 Simulation d'un champ acoustique dans une cavité

Dans cette section, le champ acoustique d'un monopôle encastré au milieu du sol d'une cavité parallélépipédique rigide et sans absorption est simulé [16; 9]. Le champ est perturbé par une deuxième source encastrée dans l'une des parois de la cavité comme indiqué par la figure 2.17. Les dimensions de la cavité sont  $L_x = 0,8$  m,  $L_y = 1,1$  m et  $L_z = 0,6$  m, et sont proches de celles d'un coffre de voiture. Ce type d'environnement de mesures très sévère a été choisi dans le but de tester les limites de la méthode.

Contrairement aux simulations précédentes, le champ acoustique rayonné par la source  $S_1(0.4, 0.55, 0)$  m et  $S_2(0.4, 1.1, 0.3)$  m est réfléchi par les parois de la cavité, ce qui engendre des ondes réfléchies venant de toutes les directions. Le champ de pression acoustique est

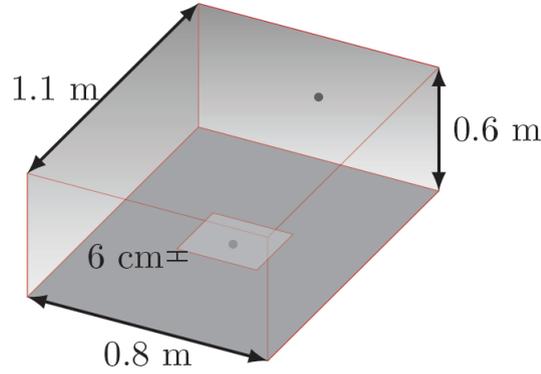


FIGURE 2.17 – Géométrie de la simulation numérique, où les deux points représentent les positions des sources sonores (monopôles).

calculé par l'équation 2.10 [16].

$$p(x, y, z) = q \frac{8i\omega\rho c^2}{V} \times \sum \sum \sum \frac{\cos \frac{n_x \pi x}{L_x} \cos \frac{n_y \pi y}{L_y} \cos \frac{n_z \pi z}{L_z} \cos \frac{n_x \pi x_q}{L_x} \cos \frac{n_y \pi y_q}{L_y} \cos \frac{n_z \pi z_q}{L_z}}{(\omega_n^2 - \omega^2) + i2\delta\omega_n} \quad (2.10)$$

où  $x_q$ ,  $y_q$  et  $z_q$  représentent la position de la source,  $x$ ,  $y$  et  $z$  désignent le point où la pression est calculée,  $q$  est le débit acoustique,  $\delta$  le coefficient d'amortissement spatial,  $V$  le volume de la pièce, et  $\omega_n$  la pulsation propre d'un des modes du volume,

$$\omega_n^2 = \pi c \left[ \left( \frac{n_x}{L_x} \right)^2 + \left( \frac{n_y}{L_y} \right)^2 + \left( \frac{n_z}{L_z} \right)^2 \right]. \quad (2.11)$$

Dans la simulation, la source  $S_1$  est centrée par rapport aux plans de mesure. Les champs des pressions acoustiques et des vitesses des particules déterminés théoriquement, calculés par SONAH double couche, et simulés en fonction de la fréquence de trois points du plan de prédiction sont représentés sur les figures 2.18 et 2.19.

Les tracés du champ des vitesses des particules et de la pression acoustique, mesurées sur le plan de prédiction ( $z_{h1} = 6 \text{ cm}$ ), montrent de fortes fluctuations dues au comportement modal de la cavité. Lorsque le processus de séparation est appliqué, les courbes des champs acoustiques calculés par la méthode SONAH ne sont pas lissées. Ce comportement est dû au fait que les réflexions venant du même côté que le champ de la source ne sont pas soustraites, et s'explique par le fait que la méthode SONAH ne prend pas en compte les réflexions. Cette méthode considère que les réflexions qui font partie du même domaine d'espace que les sources d'intérêts sont parties intégrantes du champ acoustique de la

## 2.2. MÉTHODE SONAH DOUBLE COUCHE

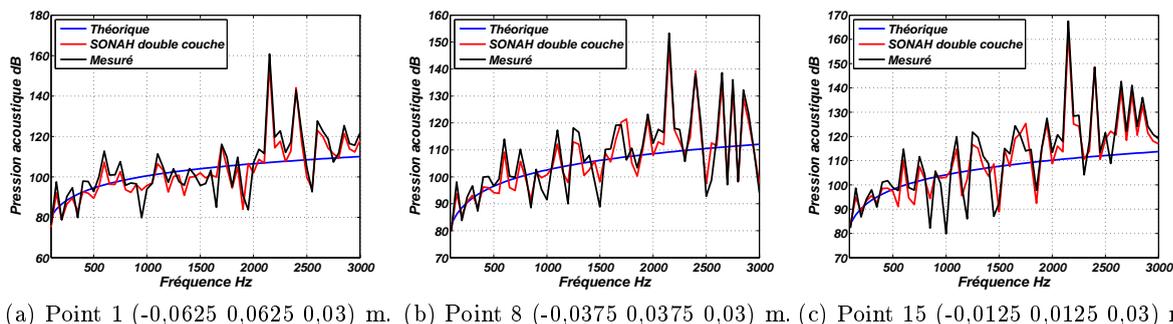


FIGURE 2.18 – Tracés des pressions acoustiques théoriques, calculées par SONAH double couche, et mesurées, en fonction de la fréquence pour trois points du plan de prédiction.

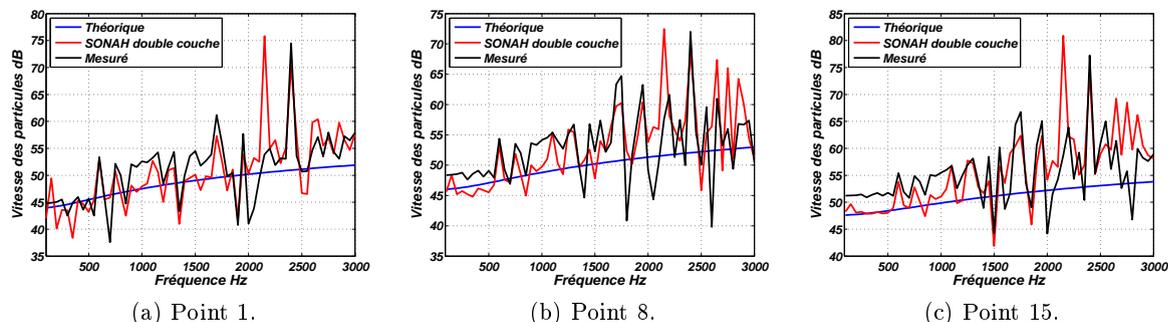


FIGURE 2.19 – Tracés des vitesses des particules théoriques, calculées par SONAH double couche, et mesurées, en fonction de la fréquence pour trois points du plan de prédiction.

source. Il en est de même pour les réflexions qui font parties du même domaine d'espace que la source perturbatrice. L'application de la méthode de séparation SONAH dans un environnement caractérisé par une forte réverbération (petit volume) introduit des erreurs importantes pour l'estimation des vitesses des particules et de la pression acoustique.

### 2.2.8 Synthèse de l'étude numérique de la méthode SONAH

Dans un premier temps, les deux méthodes SONAH simple couche et double couche ont été mises en oeuvre dans des configurations similaires. Cette application a montré que :

- lorsque les sources sont positionnées symétriquement et centrées par rapport aux plans de mesures, les courbes d'erreurs relatives calculées sur le plan de prédiction donnent sensiblement les mêmes valeurs, avec un léger écart inférieur à 2 dB ;
- quand les sources sont positionnées asymétriquement et décentrées par rapport aux

plans de mesures, la méthode SONAH double couche donne le meilleur résultat (cf. section **2.2.3**). La méthode SONAH simple couche, contrairement à SONAH double couche, n'attribue pas aux ondes le même poids selon que l'angle d'incidence de la source sur le plan de mesure est grand ou pas, ce qui nous a conduit à écarter cette méthode simple couche pour la suite de l'étude.

Dans un deuxième temps, la robustesse de SONAH double couche a été étudiée. L'implémentation de SONAH impose une distance  $d$  délimitant deux régions où les sources à caractériser et perturbatrice sont supposées présentes. L'étude consiste à introduire une erreur sur la position de la source à caractériser en la plaçant entre le plan de prédiction et la région source. Les simulations ont démontré la robustesse de la méthode pour ce type d'erreur de mesure.

Dans un troisième temps, l'évaluation des effets des réflexions sur le critère d'erreur a été réalisée. Le fait que SONAH considère que les réflexions venant du même domaine d'espace que le champ rayonné par la source à caractériser font partie du champ acoustique de cette dernière est considéré comme la limite majeure de la méthode de séparation. L'étude est réalisée en trois étapes :

- la première étape consiste à encastrer la source principale. Cette configuration fait intervenir une réflexion provenant du même domaine géométrique de la source d'intérêt. Les erreurs introduites lors de la séparation pour cette configuration ne sont pas critiques, et ne font augmenter l'erreur relative que de 2 dB par rapport à celle calculée dans des conditions de champ libre. Cela s'explique par le fait que les plans de mesures sont plus proches de la source principale, et par conséquent le champ de la source principale mesuré est plus important que celui généré par la réflexion,
- dans la deuxième étape, deux panneaux encastrés sont simulés et les réflexions venant des mêmes domaines des deux sources sont prises en compte lors de la mise en oeuvre de SONAH double couche par l'introduction de sources images de ces dernières. Cette configuration n'est pas critique pour la séparation avec SONAH, parce que toutes les ondes rayonnées par la source perturbatrice et les réflexions arrivant de la même direction sont séparées par SONAH, ce qui nous ramène à la configuration de la

- simulation utilisée dans la première étape,
- dans la troisième étape, un cas de test en milieu confiné a été appliqué. Le champ d'un monopôle encastré dans le sol d'une cavité réverbérante est simulé. Dans cette mise en oeuvre le champ réfléchi par les murs de la cavité vient de toutes les directions, et l'erreur introduite pour cette configuration est très importante, se traduisant par l'incapacité de la méthode SONAH à reconstruire correctement le champ de la source sur le plan de prédiction. Il est à noter que ce cas de test n'est pas courant dans la pratique, et le but est d'évaluer les limites de la méthode, sachant quelle ne peut séparer que les réflexions venant de la même région que la source perturbatrice.

### 2.3 Méthode FSM

Dans le chapitre précédent toutes les bases théoriques de la méthode FSM ont été données. La mesure des champs acoustiques doit se faire idéalement sur deux sphères contenant la source acoustique à caractériser (cf. fig 1.23). Dans la pratique cela n'est pas toujours le cas. La configuration utilisée pour la suite de cette étude consiste à mesurer les champs acoustiques sur deux demi-sphères (cf. fig 2.20) et à symétriser les mesures par rapport au plan  $x - y$ .

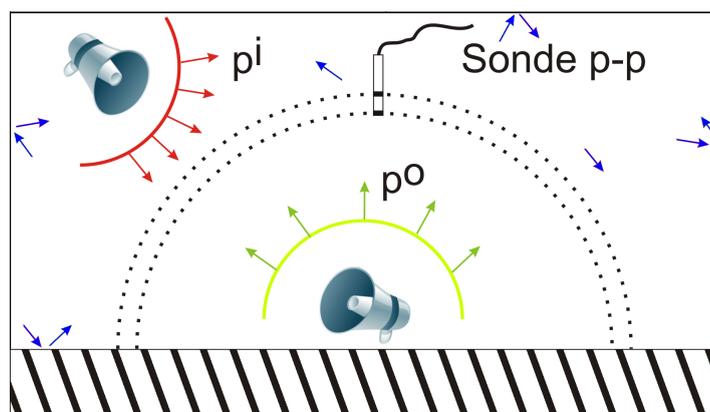


FIGURE 2.20 – Principe de mesure de la méthode FSM.

La symétrisation des mesures implique que tous les termes de la décomposition en harmonique sphérique  $Y_n^m$  telles que  $m+n$  impairs (cf fig. 2.21a) sont supprimés. En effet, ces termes sont asymétriques par rapport au plan de mesure  $x - y$ . Les autres sont symétriques

par rapport au plan horizontal (cf fig. 2.21b) et sont les seuls qui sont pris en compte lors de la mise en oeuvre de la méthode FSM.

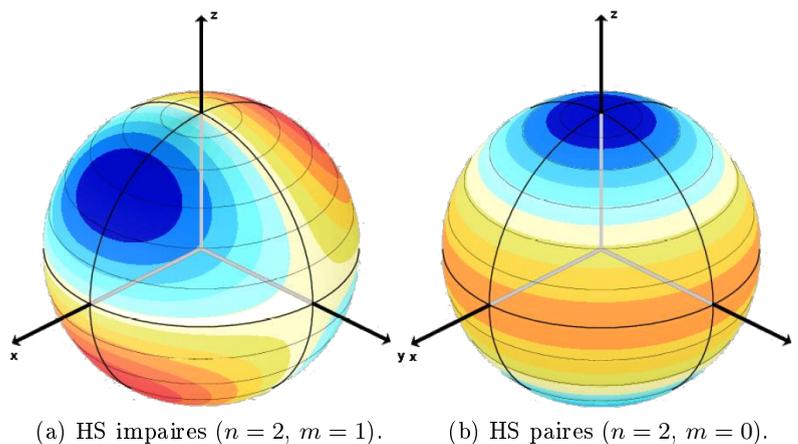


FIGURE 2.21 – Tracés de quelques harmoniques sphériques, où les harmoniques telles que  $m+n$  impaires présentent une asymétrie par rapport au plan vertical, et les harmoniques sphériques telles que  $m+n$  paires présentent une symétrie par rapport au plan horizontal.

### 2.3.1 Limitation fréquentielle pour la validité de la méthode FSM

Le caractère discret des mesures sur les surfaces hémisphériques impose à la méthode FSM une limitation fréquentielle, qui dépend du nombre de points de mesure, et du rayon de la surface de séparation  $S$ . Les surfaces hémisphériques sont composées chacune de 36 points de mesure, et le champ acoustique mesuré est décomposé sur une base finie des harmoniques sphériques ( $N$ ). Pour un ordre de décomposition  $N$ , le nombre  $P$  des constantes complexes issues des décompositions du champ acoustique mesuré (équations 1.81, 1.82, 1.98 et 1.99) est calculé à l'aide de la somme donnée par l'équation 2.12.

$$P = \sum_{n=0}^N (n + 1) \quad (2.12)$$

Le nombre  $P$  doit être inférieur ou égal au nombre de points de mesure ( $M = 36$ ) sur chacune des surfaces hémisphériques. Par conséquent la valeur la plus grande de l'ordre de décomposition vérifiant l'équation 2.12 est  $N = 7$ . Les points de mesure sur chacune des surfaces hémisphériques sont répartis sur quatre étages comme suit : 15 points sur le premier étage le plus proche du sol, 11 points au second, 7 points au troisième et 3 points

au quatrième (cf. fig 2.22). Le choix de cette configuration est discuté dans la section **2.3.8**.

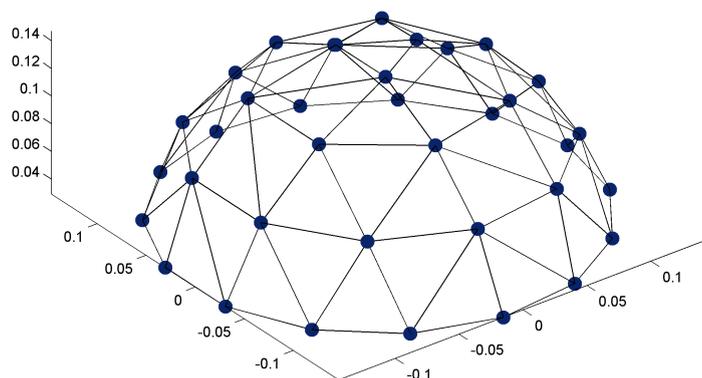


FIGURE 2.22 – Maillage d’une couche de l’antenne hémisphérique.

La limitation de l’ordre de décomposition en harmoniques sphériques ( $N = 7$ ) impose une limitation fréquentielle. La séparation est faite sur une surface hémisphérique de rayon  $a$ , le nombre adimensionnel  $ka = \frac{2\pi f}{c}$  doit respecter la relation suivante :  $ka \leq N$  [55]. Ce critère impose une fréquence maximale  $f_{max}$  pour la mise en oeuvre de la méthode FSM ( $f_{max} = \frac{cN}{2\pi a}$ ). Pour la mise en oeuvre de FSM p-v la séparation se fait sur une surface  $S$  de rayon 16 cm, qui impose une fréquence maximale de 2400 Hz pour laquelle la méthode de séparation est valide.

### 2.3.2 Évaluation numérique de la méthode FSM

L’évaluation numérique a pour objet de tester le comportement et la robustesse de la méthode FSM afin de la valider, et de l’appliquer aux mesures expérimentales présentées dans le chapitre suivant. Dans l’étude numérique qui va suivre, sauf indication contraire, c’est la configuration par défaut ci-après qui est utilisée :

- les rayons des deux surfaces de mesure hémisphériques sont respectivement  $a_1 = 14,5$  cm

- et  $a_2 = 17,5$  cm ;
- chacune des surfaces de mesure est composée de 36 points (cf. figure 2.22) ;
- la séparation du champ mesuré se fait sur une surface hémisphérique  $S$  équidistante des deux surfaces de mesure ( $a_S = 16$  cm) ;
- Pour la mise en oeuvre de FSM p-p la séparation se fait sur les surfaces hémisphériques de mesure de rayon  $a_1 = 14,5$  cm et  $a_2 = 17,5$  cm, correspondant respectivement aux fréquences maximales de 2650 Hz et 2200 Hz. La limite supérieure de validité est la plus petite (2200 Hz) ;
- l'évaluation de la méthode est réalisée en calculant l'erreur relative à partir des équations 1.29 et 1.30.

### 2.3.3 Erreurs de séparation par la méthode FSM

Le champ acoustique d'un monopôle centré  $r_{s_1}(0,0,0)$  m, et encastré dans un plan réfléchissant est simulé. Les mesures réalisées sur les deux surfaces hémisphériques pour la mise en oeuvre de FSM sont perturbées par la présence d'un deuxième monopôle positionné en face du premier à une distance de 32 cm ( $r_{s_2}(0,0,0.32)$  m). En plaçant une source image à la position  $r_{s_{2I}}(0,0,-0.32)$  m, les réflexions du champ de la source perturbatrice sont prises en compte dans la simulation. Le champ de la source à caractériser ( $S_1$ ) a été calculé en appliquant les versions de la méthode de séparation suivantes :

- FSM p-v (équations 1.100, 1.101), pour une mesure directe de la pression acoustique et de la vitesse des particules sur la surface de séparation  $S$  ;
- FSM p-v approximation, qui consiste à calculer la pression acoustique et la vitesse des particules sur la surface de séparation  $S$  via les approximations par différences finies (équations 1.79 et 1.80) à partir des mesures des pressions sur les deux surfaces hémisphériques ( $a_1 = 14,5$  cm et  $a_2 = 17,5$  cm) ;
- FSM p-p (équations 1.86, 1.87), qui consiste à calculer le discriminant  $\Delta$  par son expression exacte (équation 1.93) ;
- FSM p-p approximation, développé le discriminant  $\Delta$  par l'approximation du Wronskien (équation 1.96).

### 2.3. MÉTHODE FSM

Les erreurs relatives d'estimation du champ acoustique de la source  $S_1$ , par rapport aux champs de pression et de vitesse des particules calculés analytiquement dans des conditions de sol réfléchissant, sont données pour la gamme de fréquence de 100 Hz à 2200 Hz par les figures 2.23a et 2.23b.

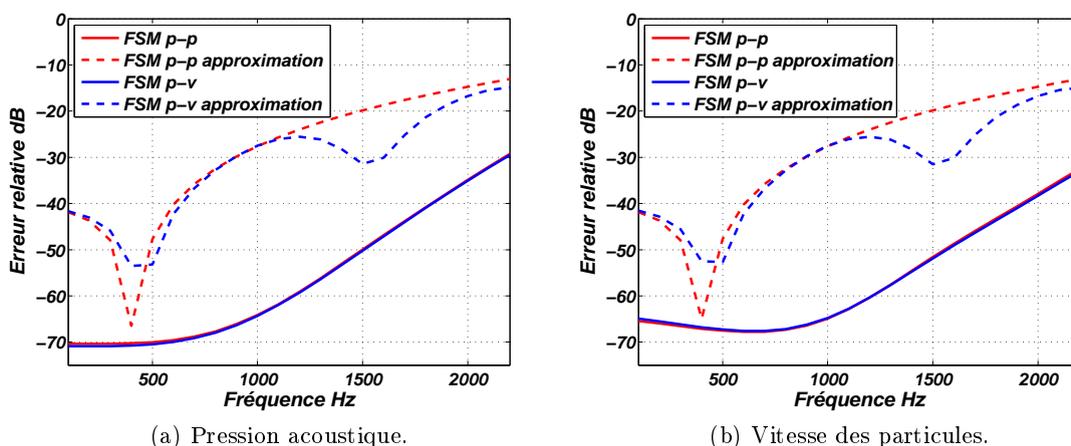


FIGURE 2.23 – Tracés des erreurs relatives de séparation, des versions p-p et p-v de la méthode FSM.

Le champ de la source  $S_1$  est restitué par FSM avec une bonne précision (cf. fig 2.23). Les champs acoustiques calculés par FSM p-v approximation et FSM p-p approximation conduisent aux erreurs relatives les plus élevées. Elles atteignent à la fréquence 2200 Hz respectivement pour chacune des versions les valeurs maximales de -14,8 dB et -13 dB pour l'estimation de la pression acoustique et la vitesse des particule. Malgré ces niveaux d'erreurs, les valeurs des champs acoustiques déconfinés sont proches de celles calculées analytiquement. Il est constaté que les versions FSM p-p et FSM p-v donnent les meilleures estimations des champs acoustiques (pression et vitesse des particules). Cela peut s'expliquer par les approximations aux différences finies utilisées pour les calculs des pressions et vitesses sur la demi-sphère de rayon  $\frac{a_1+a_2}{2}$  lors de la mise en oeuvre de FSM p-v approximation, et par l'utilisation de série de Taylor pour le calcul du discriminant  $\Delta$  lors de la mise en oeuvre de FSM p-p approximation. Ces erreurs d'estimations supplémentaires ajoutées par les approximations augmentent la valeur du critère d'erreur.

### 2.3. MÉTHODE FSM

Pour une bonne visualisation des erreurs relatives présentées ci-dessus, les tracés du champ de pression acoustique et de la vitesse des particules calculées par les versions de FSM ci-dessus, d'un point de la surface  $S$ , sont comparées aux valeurs exactes du champ acoustique de la source  $S_1$  calculées analytiquement, pour la plage fréquentielle de 100 Hz à 2200 Hz (cf. fig 2.24).

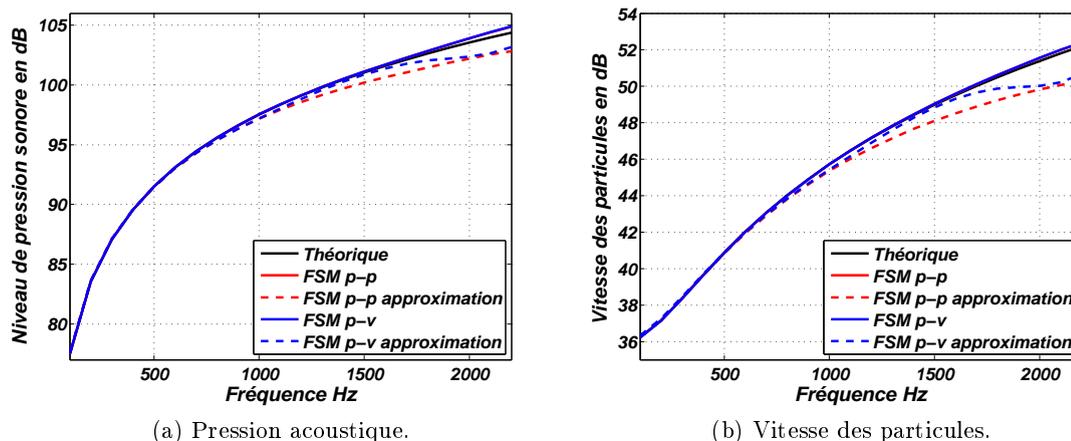


FIGURE 2.24 – Tracés des champs de pression et des vitesses des particules calculés par les versions de FSM du point  $(-0.0156, 0.027, 0.1569)$  m en fonction de la fréquence qui sont comparés aux valeurs du champ théorique de la source  $S_1$  calculées analytiquement. Il est à noter que les courbes des champs de pression et de vitesse des particules, calculées par FSM p-p FSM p-v, se superposent.

Il est constaté une très bonne concordance entre les valeurs de pression acoustique calculées par FSM p-p, FSM p-v et celles déterminées analytiquement. A la fréquence de 2200 Hz, il est enregistré pour les valeurs des pressions acoustiques estimé un écart maximal de 0,5 dB par rapport à la pression acoustique théorique. Cette écart correspond à des erreurs relatives d'estimations de -30 dB. Il en est de même pour les vitesses des particules, où l'écart maximal à la fréquence 2200 Hz n'est que de 0,2 dB correspondant à des erreurs relatives de -32,5 dB. Les champs de pression acoustique et de la vitesse des particules calculées par FSM p-p approximation, FSM p-v approximation donnent en basse fréquence (de 100 Hz à 600 Hz) une très bonne estimation du champ de la source  $S_1$ . A la fréquence de 2200 Hz, l'écart maximal entre les valeurs du champ de pression acoustique calculées par les deux versions, et celles calculées analytiquement est de 1,6 dB. Quant à la vitesse

des particules, l'écart maximal est de 1 dB à la fréquence 2200 Hz.

Dans le cas de FSM p-p approximation, l'explication des écarts constatés en hautes fréquences réside dans l'utilisation de l'approximation du Wronskien. Pour utiliser l'approximation, il est nécessaire que la longueur d'onde soit très grande par rapport à la distance  $d = a_2 - a_1$  (équations 1.94 et 1.95), ce qui est vrai aux basses fréquences. Aux fréquences élevées, la longueur d'onde est plus petite ce qui explique l'amplification des écarts constatés (cf. fig 2.24), ce qui nous conduit à écarter cette version de FSM pour la suite de cette étude.

Dans le cas de FSM p-v approximation, il est probable que les erreurs constatées aux fréquences élevées sont dues aux approximations par différences finis. Ce qui va être confirmé par la simulation ci-après.

### 2.3.4 Effet de la distance entre les deux surfaces hémisphériques de mesure

Les simulations numériques qui vont suivre ont pour objet de vérifier dans un premier temps, que le calcul par différences finies à partir des mesures sur les deux surfaces hémisphériques du champ acoustique sur la surface de séparation  $S$  introduit une erreur supplémentaire lors de la mise en oeuvre de FSM p-v approximation. Dans un second temps, il est discuté du choix de la distance entre les surfaces hémisphériques de mesures, qui peut être critique pour la mise en oeuvre de FSM p-p. Comme cela a été indiqué, lors de la présentation du principe théorique de la méthode de séparation équation 1.93, le discriminant  $\Delta$  intervenant dans le calcul des coefficients de séparation de FSM p-p peut être nul, engendrant ainsi l'impossibilité de séparer le champ mesuré.

#### 2.3.4.1 FSM p-v

Dans cette section, les causes des divergences en haute fréquence entre les valeurs théoriques du champ de la source  $S_1$  et celles calculées par FSM p-v approximation (cf. fig 2.24) sont étudiées. Pour cela, un champ acoustique d'un monopôle centré en  $r_{s_1} (0, 0, 0)$  m et

### 2.3. MÉTHODE FSM

encasté dans un plan réfléchissant est simulé. Les mesures sont réalisées sans la présence de sources perturbatrices, et le champ acoustique extrait par les deux versions de FSM est comparé aux valeurs théoriques calculées analytiquement. Dans un premier temps, la version FSM p-v approximation est mise en oeuvre en s'appuyant que sur les valeurs du champ acoustique calculées par différences finies sur la surface de séparation  $S$  à partir des pressions acoustiques mesurées sur les deux surfaces hémisphériques ( $a_1$  et  $a_2$ ). Dans un deuxième temps, il est calculé directement le champ de pression acoustique et la vitesse des particules sur la surface  $S$  sans passer par les approximations par différences finies (FSM p-v). Les valeurs du champ calculées par FSM p-v, FSM p-v (approximations), et celles déterminées théoriquement d'un point de la surface de séparation  $S$ , sont données sur la figure 2.25.

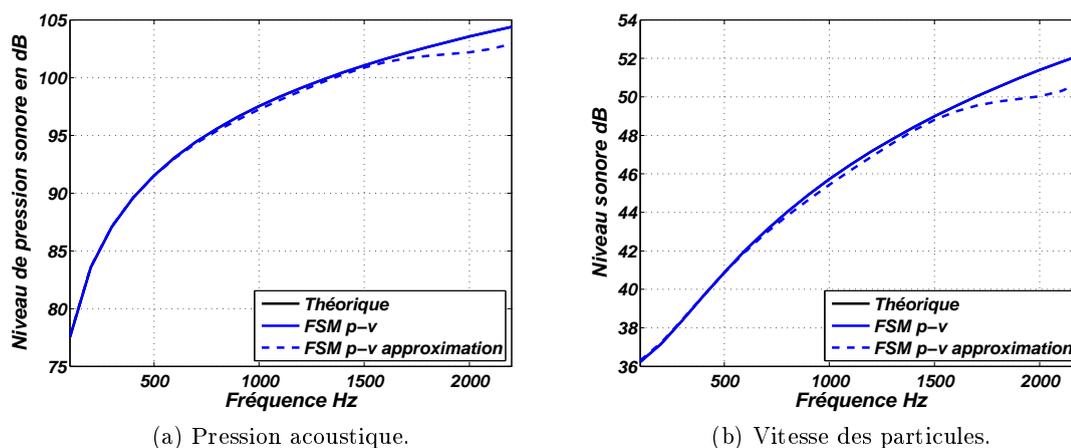


FIGURE 2.25 – Tracés des champs de pression et de vitesse des particules, calculées au point  $(-0.0156, 0.027, 0.1569)$  m par les deux versions de FSM (FSM p-p, FSM p-v directe et FSM p-v indirecte (approximations par différences finies)), en fonction de la fréquence, et comparés aux valeurs du champ théorique de la source  $S_1$ , calculées analytiquement. Il est à noter que les courbes des champs de pression et de vitesse des particules, calculées par FSM p-v et théorique, se superposent.

En remplaçant les valeurs des vitesses des particules et des pressions acoustiques, obtenues à l'aide des approximations par différences finies sur la surface  $S$  à partir des mesures sur les surfaces hémisphériques, par les valeurs exactes du champ acoustique, il n'a été constaté aucune divergence en haute fréquence entre les valeurs calculées FSM p-v (mesure directe) et celles déterminées analytiquement (cf. fig 2.25). Les approximations par diffé-

rences finies introduisent une erreur [46] qui est plus importante en haute fréquence (FSM p-v approximations figure 2.25), car les longueurs d'ondes deviennent petites devant la distance entre les deux surfaces de mesures hémisphériques (cf. Annexe D). La figure 2.26 illustre l'erreur introduite par l'approximation par différences finies en haute fréquence, qui dépend de l'écartement apparent  $\Delta x \times \cos\alpha$  entre les surfaces de mesures ( $\alpha$  est l'angle d'incidence entre l'onde et les rayons des demi-sphères). Pour pallier ces erreurs de mesure, une alternative existe qui consiste à réaliser les mesures à l'aide d'un capteur composé de 2 fils chauds proches (Microflown [33; 37; 38]), donnant un accès direct à la vitesse des particules. Cependant, l'utilisation de ce type de capteur engendrerait des coûts financiers importants. De plus, ce type de capteur est plus difficile à calibrer, ce qui est contraignant dans le cas d'antenne multicapteurs.

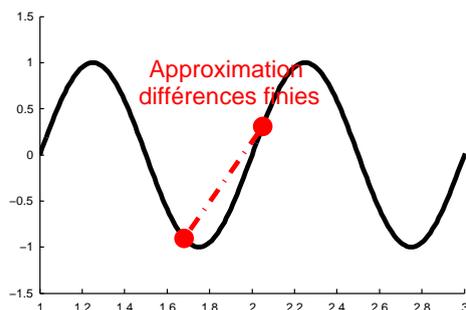


FIGURE 2.26 – Problème d'approximation par différences finies en haute fréquence.

### 2.3.4.2 FSM p-p

Dans la présentation de la méthode FSM p-p au premier chapitre (équations 1.93 et 1.96), il est montré que pour une valeur particulière de la distance  $d = a_2 - a_1$  il se peut que le discriminant  $\Delta$  soit nul. Cela se traduirait par une indétermination des coefficients de séparation, indispensables à la mise en oeuvre de FSM p-p. Dans ce qui suit il est étudié le cas d'un discriminant  $\Delta \approx 0$ . La simulation qui est réalisée est celle d'un monopôle centré en  $r_{s_1}(0, 0, 0)$  m, et encastré dans un plan réfléchissant. Les mesures effectuées sur les deux surfaces hémisphériques sont perturbées par la présence d'un deuxième monopôle positionné en face du premier à 32 cm ( $r_{s_2}(0, 0, 0.32)$  m). En plaçant une source image à la position  $r_{s_{2I}}(0, 0, -0.32)$  m, les réflexions du champ de la source perturbatrice sont prises

### 2.3. MÉTHODE FSM

en compte dans la simulation. Deux configurations des surfaces de mesures sont simulées :

- La première configuration est celle où les rayons des surfaces hémisphériques sont les mêmes que ceux utilisés dans les simulations précédentes ( $a_1 = 14,5$  cm et  $a_2 = 17,5$  cm) ;
- Dans la seconde configuration, la distance entre les surfaces hémisphériques est plus grande ( $a_1 = 9,5$  cm et  $a_2 = 22,5$  cm).

Les tracés des champs de la pression acoustique et de la vitesse des particules (cf. fig 2.27) sont calculées en fonction de la fréquence en un point de la surface de séparation  $S$  par FSM p-p, pour les deux configurations définies précédemment, et comparées aux valeurs théoriques.

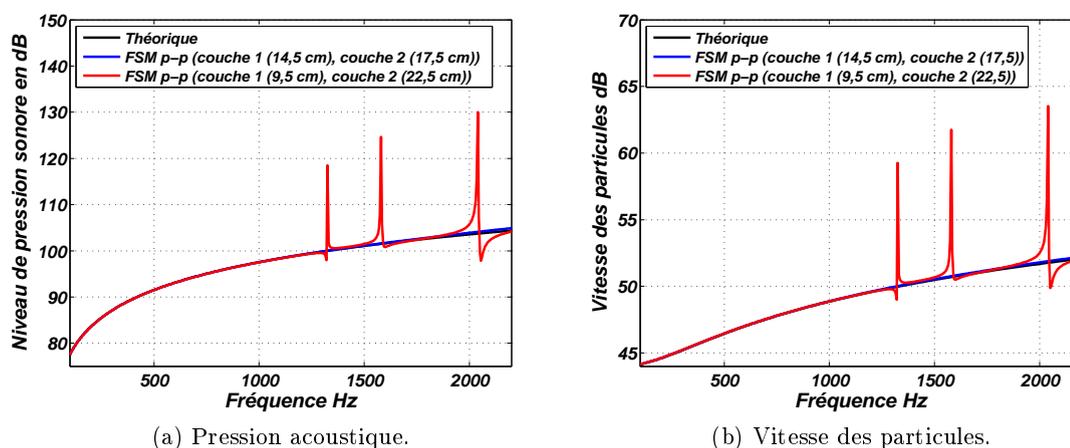


FIGURE 2.27 – Tracés des champs de la pression et de la vitesse des particules, calculées par FSM p-p au point  $(-0.0156, 0.027, 0.1569)$  m, en fonction de la fréquence, et comparées aux valeurs du champ théorique de la source  $S_1$  calculées analytiquement.

Dans la configuration où  $a_1 = 9,5$  cm et  $a_2 = 22,5$  cm, on constate qu'aux fréquences 1325 Hz, 1580 Hz et 2040 Hz (cf. fig. 2.27) des écarts de plus 9 dB entre les valeurs du champ acoustique calculées par FSM p-p et les valeurs théoriques. Ces erreurs sont dues au fait qu'à cette distance particulière entre les surfaces de mesures le discriminant  $\Delta$  est trop petit, ce qui conduit à une fausse estimation des coefficients de séparation (équations 1.91 et 1.92). Pour éviter ce type d'erreur (équation 1.96), il est recommandé de trouver un compromis où la distance entre les surfaces de mesures soit suffisamment petite, mais pas trop non plus pour pouvoir appliquer la méthode FSM p-p à partir des mesures sur les deux couches de l'antenne hémisphérique.

Les simulations ont confirmé que la version FSM p-v approximation, basée sur l'utilisation des calculs du champ acoustique mesuré par différences finies, rajoute des erreurs lors de sa mise en oeuvre. Quant à la version FSM p-p, elle se base sur les pressions acoustiques mesurées directement sur les surfaces hémisphériques, ce qui nécessite un choix judicieux de la distance entre les surfaces de mesures afin d'éviter un  $\Delta = 0$  ou trop petit, qui engendrerait des erreurs importantes. On note que la mise en oeuvre de la méthode FSM p-p est moins contraignante que la méthode FSM p-v du fait que cette dernière nécessite l'utilisation de sondes de vitesse, très onéreuses, afin de pallier les erreurs dues aux différences finies. Pour la suite de cette thèse seule la version FSM p-p sera mise en oeuvre.

### 2.3.5 Erreurs de calcul FSM p-p

Dans cette section, il est étudié les erreurs intervenant dans le calcul de la méthode de séparation FSM p-p. FSM p-p est mise en oeuvre numériquement dans une configuration sans la présence de source sous l'antenne de mesure hémisphérique. Un monopôle perturbateur  $S_2$  est positionné à  $(0, 0, 0.32)$  m, et les réflexions du champ acoustique de  $S_2$  sur le plan de mesure sont prises en compte dans les simulations en plaçant une source image à la position  $r_{s_{2I}}(0, 0, -0.32)$  m. Lors de cette étude, il est testé trois niveaux sonores de  $S_2$ . Les moyennes du champ acoustique de la vitesse des particules et de la pression acoustique mesurées sur la surface de séparation  $S$  pour chacun des trois niveaux de  $S_2$ , et celles estimées par FSM p-p sont données en fonction de la fréquence sur la figure 2.28.

Dans cette simulation, un champ sortant nul devrait être trouvé par la méthode de séparation. Cependant il est constaté un champ acoustique sortant non nul (cf. fig 2.28). Concernant les différentes configurations des niveaux sonores de  $S_2$ , le niveau moyen de la pression acoustique mesuré dans la gamme de fréquence de 100 Hz à 1300 Hz est supérieur de 50 dB à celui estimé par la méthode FSM p-p. L'écart entre ces niveaux moyens des pressions mesurées et estimées diminuent pour les fréquences plus élevées et atteint 15 dB à  $f_{max} = 2200$  Hz, cet écart demeure plus élevé que celui entre les niveaux moyens des vitesses acoustiques mesurées et estimées. Cela s'explique par le fait que la vitesse des particules

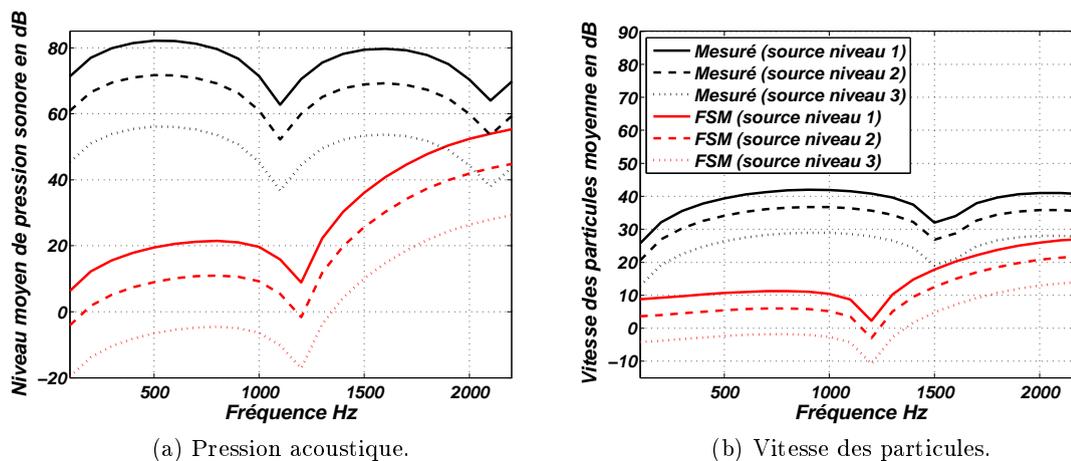


FIGURE 2.28 – Tracés des moyennes des champs acoustiques (pression acoustique et vitesse des particules) estimées par FSM p-p, et mesurées sur la surface de séparation  $S$ , dans le cas de la mise en oeuvre de FSM p-p sans la présence de source sous l'antenne de mesure hémisphérique. La simulation a été réalisée pour trois niveaux du champ acoustique du monopôle perturbateur  $S_2$ .

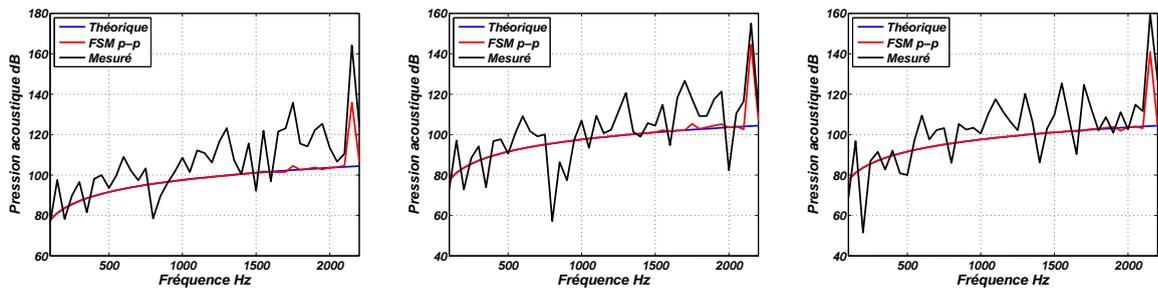
est calculée sur  $S$  par différences finies à partir des pressions acoustiques estimées par FSM sur les deux surfaces de l'antenne hémisphérique de mesure, ce qui conduit à une erreur d'estimation plus grande pour le calcul du champ de vitesse des particules. Le champ moyen des vitesses des particules pour la gamme de fréquence de 100 Hz à 1300 Hz est supérieur de 25 dB à celui estimé par FSM p-p. L'écart entre ces niveaux moyen de vitesse des particules mesurés et estimés, diminue pour les fréquences plus élevées et atteint 14 dB à  $f_{max} = 2200$  Hz. Pour les différents niveaux sonores de  $S_2$ , les niveaux des champs acoustiques mesurés et estimés sont identiques, affirmant ainsi que le calcul par FSM p-p d'un champ sortant est dû au fait que l'ordre de décomposition en harmoniques sphériques est limité ( $N = 7$ ). Il est important de posséder une estimation de ce type d'erreur, afin de pouvoir affirmer que le champ calculé par FSM p-p est généré par la source d'intérêt ou correspond à des erreurs de calcul.

### 2.3.6 Robustesse de FSM p-p en milieu difficile

L'objectif de l'étude suivante est de simuler un champ acoustique dans une cavité (équations 2.10 et 2.11) afin de se rapprocher des conditions réelles pour lesquelles FSM sera

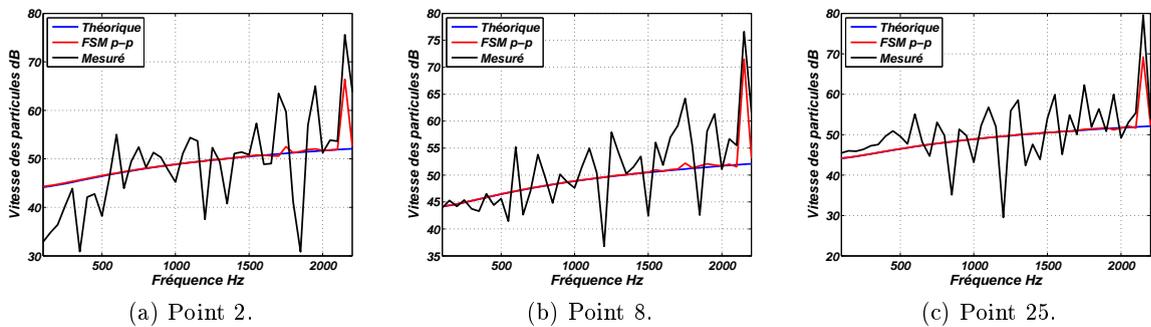
### 2.3. MÉTHODE FSM

appliquée. Les dimensions de la cavité simulée ( $L_x = 0,8$  m,  $L_y = 1,1$  m et  $L_z = 0,6$  m) représentent celles d'un coffre de voiture (cf. fig.2.17). La source principale simulée  $S_1$  est encastrée à la position  $(0.4, 0.55, 0)$  m, et positionnée au centre des surfaces hémisphériques de mesures. Les mesures du champ acoustique de  $S_1$  sont perturbées par la présence d'un deuxième monopôle  $S_2$  encastré à  $(0.4, 1.1, 0.3)$  m. La méthode FSM p-p est mise en oeuvre pour séparer les contributions des sources  $S_1$  et  $S_2$ , et des réflexions du champ sur les parois de la cavité, afin de restituer le champ de la source  $S_1$ . Les différentes valeurs de pression acoustique et de vitesse des particules (mesurées, calculées par FSM p-p, et théorique calculées analytiquement) de trois points appartenant à la surface de séparation  $S$  sont tracées et données par les figures 2.29 et 2.30 en fonction de la fréquence.



(a) Point 2  $(-0,0156 \ 0,027 \ 0,1569)$  m. (b) Point 8  $(-0,0801 \ -0,0386 \ 0,133)$  m. (c) Point 25  $(0,0485 \ 0,1492 \ 0,0312)$  m.

FIGURE 2.29 – Tracés des pressions acoustiques théoriques du monopôle encastré, calculées par FSM p-p et mesurées, en fonction de la fréquence, en trois points appartenant à la surface hémisphérique de séparation  $S$ .



(a) Point 2.

(b) Point 8.

(c) Point 25.

FIGURE 2.30 – Tracés des vitesses des particules théoriques du monopôle encastré, calculées par FSM p-p et mesurées, en fonction de la fréquence, en trois points appartenant à la surface hémisphérique de séparation  $S$ .

On constate de fortes fluctuations des tracés qui résultent du comportement modal

de la cavité. Lorsque le processus de séparation FSM p-p est appliqué, les courbes des pressions acoustiques et des vitesses des particules tracées en fonction de la fréquence aux trois positions sur la surface de séparation  $S$ , sont lissées jusqu'à 1550 Hz. Elle présentent une très bonne concordance avec les courbes théoriques des champs acoustiques de la source  $S_1$  tracées pour des conditions de rayonnement dans un demi-espace. Au-delà de 1550 Hz, de légères discordances de l'ordre de 2 dB apparaissent, et à partir de 2150 Hz un mode important de la cavité n'est pas supprimé car l'on se rapproche de la fréquence maximale de 2200 Hz, à partir de laquelle la méthode FSM p-p n'est plus valide dans notre configuration d'antenne.

### 2.3.7 Source étendue

Dans les simulations précédentes, la méthode FSM a été appliquée pour la caractérisation de sources ponctuelles en espace confiné. Cependant, dans le coffre d'une voiture, on s'intéresse également à l'identification de sources étendues (panneaux en vibration). Dans ce qui suit, les simulations de la méthode de séparation pour une plaque excitée par des forces ponctuelles seront étudiées. Ce type de source génère un champ plus complexe spatialement que celui du monopôle encastré. Deux configurations sont étudiées : dans la première configuration, la plaque est contenue à l'intérieur des surfaces de mesures hémisphériques, et dans la seconde, la plaque a des dimensions plus grandes que les rayons des surfaces de mesures.

#### 2.3.7.1 Panneaux contenus à l'intérieur des surfaces de mesures hémisphériques

Les champs de pression acoustique et de vitesse des particules sont calculés à partir de l'approximation de l'intégrale de Rayleigh [70] (équations 2.5). Pour les simulations qui suivent, sauf indication contraire, c'est la configuration ci-après qui est utilisée :

- le centre de la plaque (source étendue principale) est placée à  $(0, 0, 0)$  m, et les dimensions de la plaque sont  $L_x = 0,15$  m et  $L_y = 0,15$  m. La plaque qui joue le rôle de la source perturbatrice a les mêmes dimensions que celle de la source principale et son centre est placée à  $(0, 0, 0,32)$  m ;

### 2.3. MÉTHODE FSM

---

- l'épaisseur de la plaque en acier ( $h$ ) est de 2 mm, son module d'Young  $E = 2 \times 10^{11}$  Pa, son coefficient de Poisson  $\nu = 0,3$  et sa densité  $\rho_p = 7800 \text{ kg/m}^3$  ;
- les deux panneaux sont excités par une force ponctuelle de même amplitude et les points d'application des forces sont placés dans des positions asymétriques [ $(\frac{L_x}{2}, \frac{L_y}{4}, 0)$  m position du point d'excitation de la source principale et  $(\frac{L_x}{4}, \frac{L_y}{2}, 0,32)$  m position de la source perturbatrice] ;
- les sources principale ( $P_1$ ) et perturbatrice ( $P_2$ ) sont divisées en des petits carrés de  $1 \text{ cm}^2$ , considérés comme étant des sources ponctuelles ( $P = 16$ ).

Les sources sont considérées comme encastrées dans des panneaux rigides. Lors des mesures sur les surfaces hémisphériques, les réflexions sont prises en compte par des sources images respectivement en  $(0, 0, 0,64)$  m et en  $(0, 0, -0,32)$  m. Les plaques sont excitées à la fréquence 2777 Hz, correspondant respectivement aux modes (3,2) et (2,3). La méthode FSM p-p est appliquée pour séparer les différentes contributions afin de restituer le champ acoustique de  $P_1$  sur la surface hémisphérique  $S$ . Pour connaître le champ acoustique de la source  $P_1$  en tout point de l'espace il est utilisé un terme de propagation calculé par la fonction de Hankel de seconde espèce  $h^{(2)}$ , décrivant les ondes sortantes. Pour une bonne visualisation du champ acoustique de  $P_1$ , restitué par FSM p-p sur la surface  $S$ , le champ est propagé sur un plan ( $70 \times 70 \text{ cm}$ ) à 16 cm du plan de la source  $P_1$ , comme indiqué par la figure 2.31.

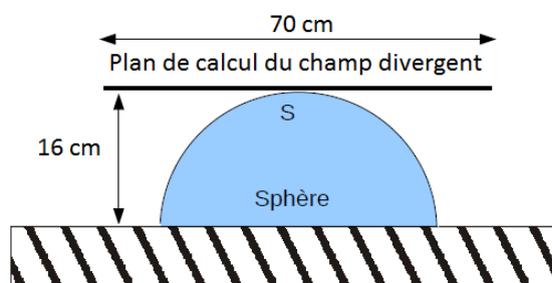


FIGURE 2.31 – Propagation du champ sur un plan.

Les champs de pression acoustique et de vitesse des particules de la source  $P_1$  sur le plan de propagation calculés analytiquement, estimé par FSM p-p et mesurés sont représentés sur les figures 2.32 et 2.33.

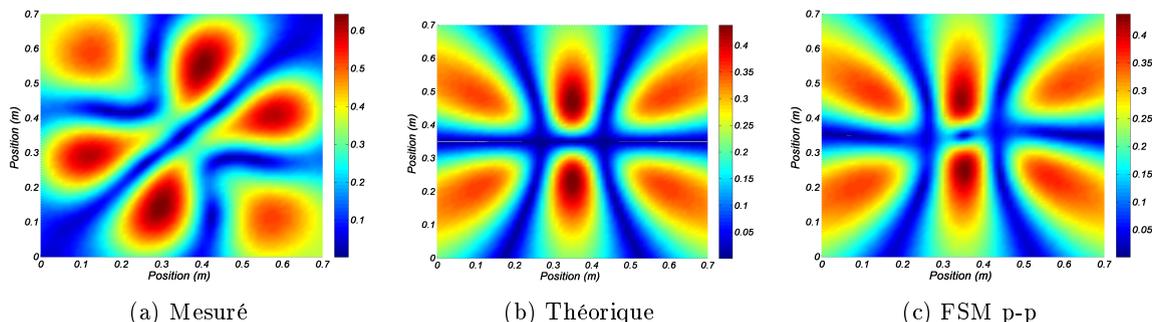


FIGURE 2.32 – Champ de pression acoustique (Pa) généré par  $P_1$  ( $15 \times 15$  cm), représenté sur un plan de  $70 \times 70$  cm, à 16 cm du plan de la source.

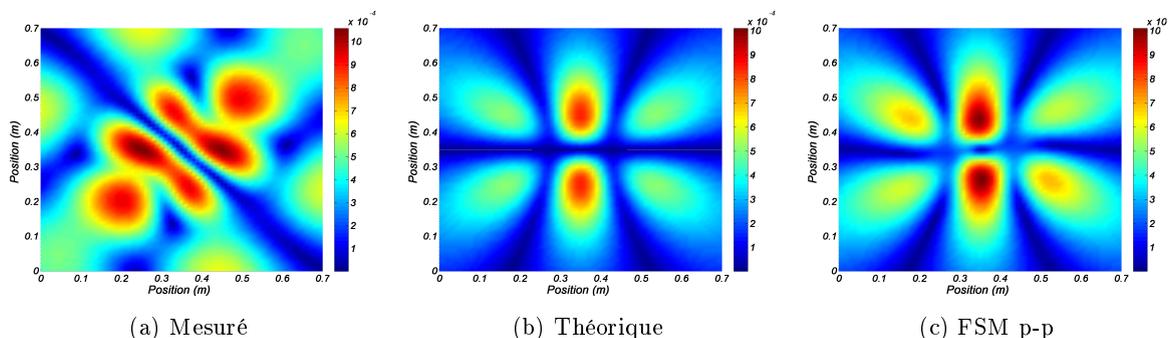


FIGURE 2.33 – Champ de vitesse des particules (m/s) généré par  $P_1$  ( $15 \times 15$  cm), représenté sur un plan de  $70 \times 70$  cm, à 16 cm du plan de la source.

Dans le cas d'une mesure directe, représentée par les figures 2.32a et 2.33a, l'erreur due à la présence d'une seconde source perturbe les valeurs du champ dues à la source  $P_1$ . L'application de la méthode de séparation FSM p-p permet de reconstruire le champ de la source  $P_1$  avec une bonne précision. Les erreurs relatives pour le calcul de la pression acoustique et de la vitesse des particules sont respectivement de -16,6 dB et de -11 dB.

### 2.3.7.2 Panneaux plus grands que les surfaces de mesures hémisphériques

Dans cette configuration, les plaques rayonnantes sont plus grandes que les rayons des surfaces de mesures. Les paramètres utilisés pour la simulation sont donnés ci-après :

- le centre de la plaque (source étendue principale) est placé à  $(0, 0, 0)$  m, et les dimensions de la plaque sont  $L_x = 0,50$  m et  $L_y = 0,50$  m. La plaque jouant le rôle

### 2.3. MÉTHODE FSM

- de la source perturbatrice a les mêmes dimensions que celle de la source principale et son centre est placé en  $(0, 0, 0.32)$  m ;
- les deux panneaux sont excités par une force ponctuelle de même amplitude, et les points d’excitation des plaques sont disposés de façon asymétriques [ $(\frac{3L_x}{8}, \frac{L_y}{2}, 0)$  m position du point d’excitation de la source principale et  $(\frac{L_x}{2}, \frac{3L_y}{8}, 0,32)$  m de la source perturbatrice] ;
- les sources sont divisées en des carrés de  $1 \text{ cm}^2$ , considérés comme des sources ponctuelles ( $P = 51$ ).

Dans cette configuration de plaques plus grandes que le rayon des surfaces de mesures hémisphériques, la méthode FSM p-p considère que la partie de la plaque de  $P_1$  se trouvant à l’extérieur de la surface hémisphérique de séparation  $S$  fait partie du champ perturbateur, et par conséquent, lors de la mise en oeuvre de la méthode cette partie du champ va être soustraite. Seule la partie contenue à l’intérieur du rayon de  $S$  est prise en considération lors de la restitution du champ de  $P_1$  (cf. fig. 2.34b).

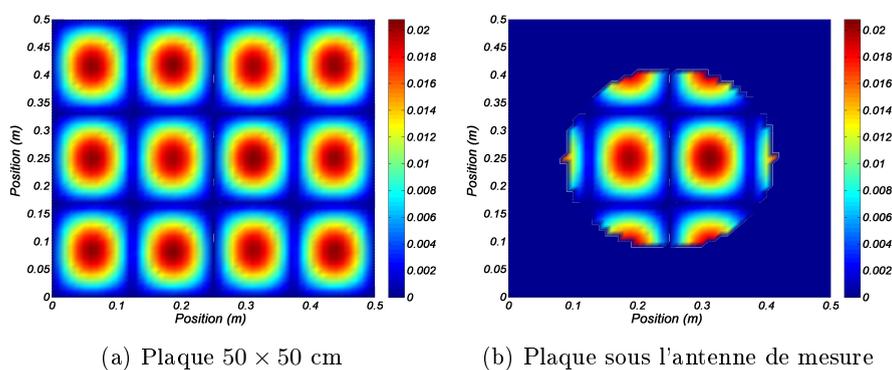


FIGURE 2.34 – Champ vibratoire (m/s) de la plaque simulée.

Les réflexions des champs des sources ( $P_1$  et  $P_2$ ) sont prises en compte lors des simulations par l’introduction d’une source image de chacune des ces dernières. Le champ de pression théorique a été calculé en prenant en compte uniquement la contribution de la partie de la plaque contenue à l’intérieur du cercle décrit par le rayon de la surface hémisphérique de séparation  $S$ . Les champs de pression acoustique et de vitesse des particules théoriques et ceux obtenus par l’application de FSM p-p sont donnés par les figures 2.35 et 2.36.

### 2.3. MÉTHODE FSM

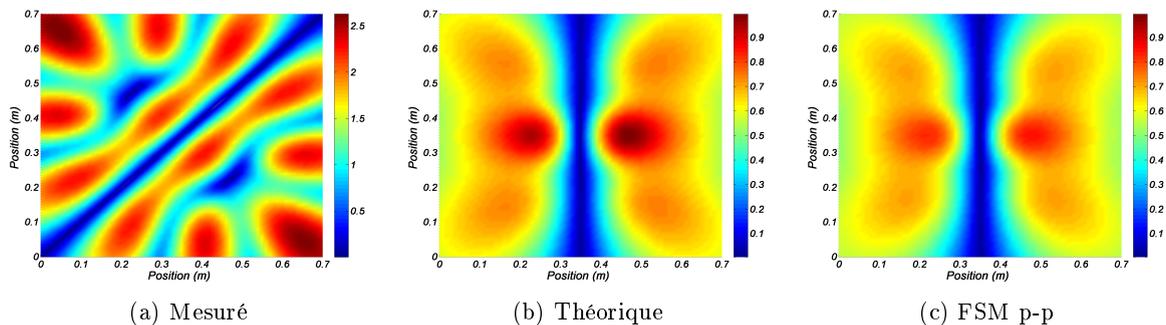


FIGURE 2.35 – Champ de pression acoustique (Pa) de  $P_1$  ( $50 \times 50$  cm), représenté sur un plan de  $70 \times 70$  cm, à 16 cm du plan de la source.

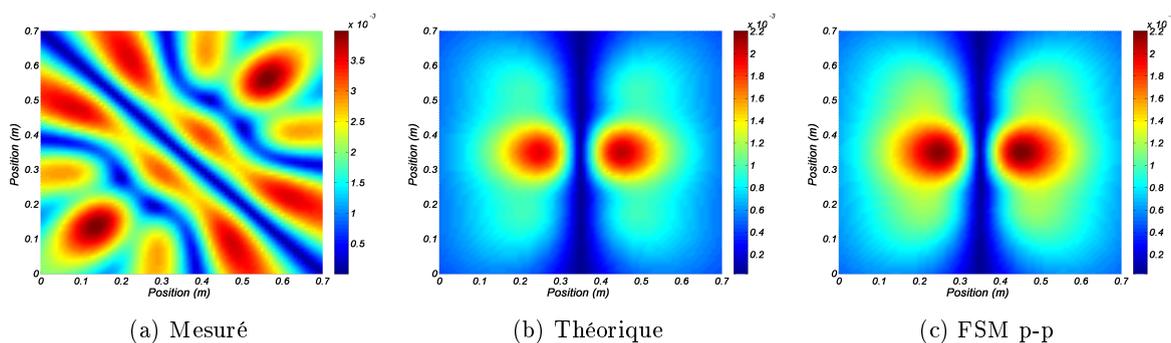


FIGURE 2.36 – Champ de vitesse des particules (m/s) de  $P_1$  ( $50 \times 50$  cm), représenté sur un plan de  $70 \times 70$  cm, à 16 cm du plan de la source.

Dans le cas d'une plaque plus grande que le rayon de la surface de séparation  $S$ , configuration qui se rapproche le plus des types de sources pour lesquelles la méthode de séparation est appliquée en pratique, la méthode FSM p-p rétablit les champs de vitesse des particules et de pression acoustique de  $P_1$  en s'affranchissant des contributions issues de  $P_2$ , des réflexions, et de la partie de la plaque se trouvant à l'extérieur de la surface de mesure  $S$ . Il est à souligner, que le maillage de la plaque en de petits carrés introduit des erreurs lors du calcul du champ théorique du fait que le cercle imposé par le rayon de 16 cm décrit par la surface de séparation  $S$  ne s'ajuste pas parfaitement au maillage (cf. fig 2.34b).

### 2.3.8 Effet de paroi

Comme indiqué précédemment, la mise en oeuvre de la méthode FSM nécessite, par rapport au plan  $x - y$ , la symétrisation des mesures effectuées sur les surfaces hémisphériques, imposant ainsi l'hypothèse d'un sol parfaitement réfléchissant. En pratique, la surface d'appui possède une impédance quelconque pouvant varier d'une configuration rigide à une configuration parfaitement absorbante [2; 61; 59]. Dans les simulations qui vont suivre, différentes impédances de surfaces seront testées afin d'évaluer leurs impacts sur la méthode FSM.

En se basant sur la théorie électromagnétique de Van der Pol, Norton et Rudnick [58] ont introduit la réflexion des champs acoustiques pour une surface d'impédance quelconque. Plusieurs publications traitent de ce problème [52], et les solutions proposées prennent en considération les composantes directes issues de la source, les composantes des réflexions de l'onde, et un terme de correction tenant compte des fronts d'ondes sphériques. Dans le cadre de travaux utilisant un tube à impédance en incidence oblique, Chien et Soroka [14] ont proposé un terme exprimant les réflexions du champ acoustique d'un monopôle pour mesurer l'impédance de surface  $Z_s$  des matériaux poreux, avec comme condition que cette impédance ne dépende pas de l'angle d'incidence. Dans le cas contraire, Li et *al* [47] ont proposé pour une impédance de surface  $Z_s$  non localisée, un modèle qui est mis en oeuvre dans cette étude.

#### 2.3.8.1 Modèle théorique d'une surface avec impédance ( $Z_s$ )

Le problème de réflexion de champ acoustique d'une source sur une surface poreuse est décrit par la figure 2.37 [3], où  $z_1$  et  $z_2$  représentent respectivement la distance entre la surface poreuse et la source  $S$ , et la surface poreuse et le point d'écoute  $M$ ;  $R_2$  et  $R_1$  représentent respectivement la distance entre le point d'écoute  $M$  et la source  $S$ , et le point d'écoute  $M$  et la source image  $S'$ ;  $\theta_0$  est l'angle d'incidence du champ acoustique issu de la source  $S$  par rapport à la normale.

Le champ acoustique de la source réfléchi sur la surface poreuse d'impédance  $Z_s(p_r)$ ,

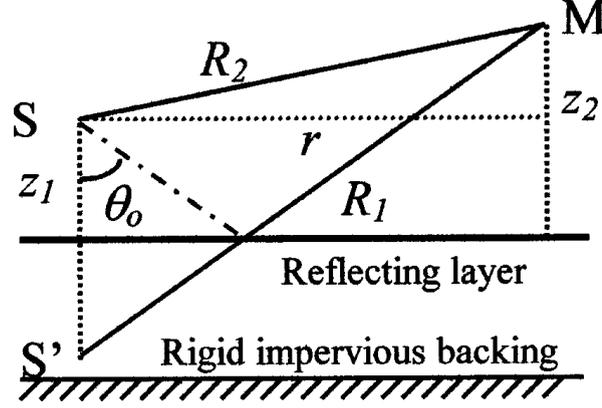


FIGURE 2.37 – Géométrie d'un champ acoustique réfléchi sur une surface poreuse [3].

est obtenu en utilisant la représentation de Sommerfeld (équation 2.13 [3]) :

$$p_r = ik \int_0^\infty \frac{q dq}{\mu} \nu(q) J_0(kqr) e^{ik\mu(z_1+z_2)} \quad (2.13)$$

où  $\mu = \sqrt{1 - q^2}$ ,  $\nu(q)$  est le coefficient de réflexion donné par l'équation 2.14,

$$\nu(q) = \frac{-\sqrt{n^2 - q^2} + i \frac{Z_1}{\phi Z_{air}} n \sqrt{1 - q^2} \cot(kl \sqrt{n^2 - q^2})}{\sqrt{n^2 - q^2} + i \frac{Z_1}{\phi Z_{air}} n \sqrt{1 - q^2} \cot(kl \sqrt{n^2 - q^2})} \quad (2.14)$$

où  $q = \sin\theta$ ,  $\phi$  est la porosité,  $l$  l'épaisseur du matériau, et  $Z_{air}$  impédance de l'air. Afin de simplifier les calculs lors des simulations, le choix d'un  $Z_s$  constant, et non fonction de l'angle d'incidence, est adopté. Finalement le champ acoustique d'une source ponctuelle au point d'écoute  $M$  est donné par l'équation 2.15 [1],

$$\Phi(r, z) = \underbrace{\frac{e^{ikR_2}}{R_2}}_{\text{Champ direct}} + \underbrace{p_r}_{\text{Champ réfléchi}} \quad (2.15)$$

### 2.3.8.2 Mise en oeuvre de FSM p-p sur une surface avec impédance $Z_s$

La simulation consiste à calculer sur les deux surfaces hémisphériques le champ de pression rayonné par un monopôle  $S_1$  placé à la position  $(0, 0, 0,005)$  m. Les mesures sont perturbées par la présence d'un deuxième monopôle  $S_2$ , à la position  $(0, 0, 0,32)$  m. Les réflexions des champs des sources  $S_1$  et  $S_2$ , sont simulées avec des surfaces possédant des impédances de surface  $Z_s$  pour lesquelles le coefficient de réflexion énergétique en onde plane  $R = \left(\frac{Z_{air} - Z_s}{Z_{air} + Z_s}\right)^2$  est tel que :

### 2.3. MÉTHODE FSM

- $R = 1$  lorsque l'onde incidente se réfléchit à l'identique sur l'interface ;
- $R = 0$  dans le cas d'une transmission complète de l'onde, pour deux milieux possédant la même impédance ;

Pour les différents coefficients de réflexion  $R$  retenus, les erreurs relatives de la pression acoustique et la vitesse des particules calculées sur la surface hémisphérique de séparation  $S$  sont représentées en fonction de la fréquence sur les figures 2.38a et 2.38b. Les champs de pression acoustique et de vitesse des particules calculés analytiquement en espace semi-infini, et par la méthode FSM p-p pour les différents coefficients de réflexion  $R$  au point  $(-0,0164, 0,1561, 0,0312)$  m appartenant à la surface  $S$  sont donnés par les figures 2.39a et 2.39b.

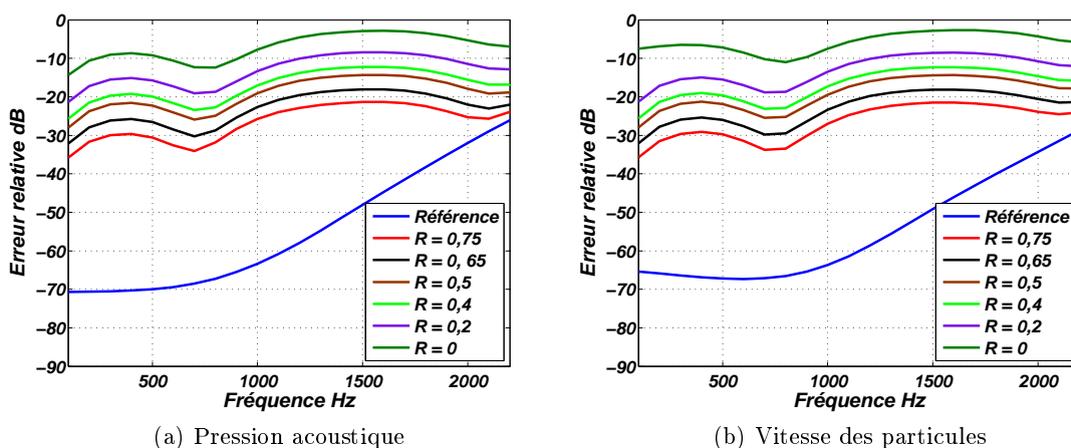


FIGURE 2.38 – Erreurs relatives cumulées en fonction de la fréquence calculée sur la surface de séparation hémisphérique  $S$  pour les différents coefficients de réflexion énergétique  $R$ .

Les tracés pour les surfaces ayant des coefficients de réflexion énergétique  $R \geq 0,65$  présentent, par rapport aux tracés pour  $R = 1$ , des différences inférieures à 1 dB, et les erreurs relatives n'excèdent pas -19 dB (cf. fig 2.38). L'acier et le polypropylène sont les principaux composants de la structure et des garnitures des coffres de voiture. Les garnitures doivent être rigides pour qu'elles ne se déforment pas, ce qui nous amène à supposer que les coefficients de réflexion énergétique sont supérieurs à 0,7. Compte tenu des résultats obtenus et restitués par les figures 2.39 et 2.38, l'application de la méthode FSM p-p dans cet environnement ne semble pas poser de problème pour le processus de séparation, du fait

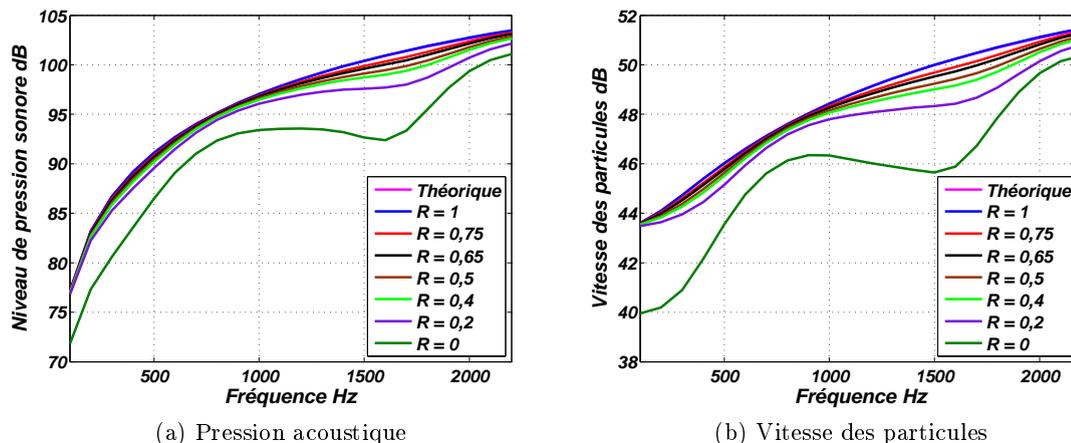


FIGURE 2.39 – Tracés des champs de pression acoustique et de vitesse des particules en fonction de la fréquence du point  $(-0.0164, 0.1561, 0.0312)$  m sur la surface de séparation hémisphérique  $S$  calculés par FSM p-p pour les différents coefficients de réflexion énergétique  $R$ . Il est à noter que les courbes des champs de pression et de vitesse des particules, calculées par FSM p-p pour  $R = 1$  et théorique, se superposent.

de la symétrisation des mesures sur une surface qui n'est pas parfaitement réfléchissante.

### 2.3.9 Échantillonnage des mesures sur les demi-sphères

Dans la section 2.3.1, la distribution des positions des microphones sur chacune des deux demi-sphères de mesure a été présentée (cf. fig 2.22). Cette distribution a été choisie en respectant la condition d'échantillonnage de l'espace imposée par les solutions de l'équation d'onde (équations 1.86, 1.87, 1.100 et 1.101). Chacune des sphères de mesure doit être décomposée suivant l'angle polaire  $\theta$  en  $N + 1$  secteurs et l'angle azimut  $\phi$  en  $2N + 1$  secteurs où  $N = 7$  est l'ordre de décomposition maximal des harmoniques sphériques (HS) pour la mise en oeuvre de la méthode FSM dans le cadre de cette étude. Dans le cas d'un mauvais échantillonnage de l'espace, la matrice des coefficients issue de la décomposition présente un mauvais conditionnement qui se traduit par l'augmentation de l'erreur relative du champ de la source, estimée par FSM p-p. Le respect de cette condition d'échantillonnage impose de décomposer en quatre étages chacune des demi-sphères de mesure suivant l'angle polaire  $\theta$  ( $N + 1 = 8$  sur une sphère complète), et de placer 15 points de mesure suivant l'angle azimut  $\phi$  ( $2N + 1 = 15$ ) sur chacun des 4 étages. Une optimisation de cet

échantillonnage a conduit à placer 15 points sur le premier étage (le plus proche du sol), 11 points sur le second, 7 points sur le troisième et 3 points sur le dernier étage. Pour des raisons de coût, le nombre de microphones a été réduit tout en veillant à ce que le nombre des points de mesure soit suffisant pour résoudre le système d'équations 1.81 et 1.82 en vue d'atteindre un ordre de décomposition des harmoniques sphériques  $N = 7$ .

La simulation qui suit a pour objet d'appliquer la méthode FSM p-p en utilisant l'échantillonnage des surfaces de mesure imposé par la théorie (60 points de mesure) et celui optimisé (36 points de mesure), afin de s'assurer que cette optimisation ne dégrade pas la solution obtenue.

La source à caractériser est un monopôle placé en  $r_{s_1}$  (0.02, 0.05, 0) m et encastré dans un plan réfléchissant. Le champ de pression acoustique de  $S_1$  est perturbé par la présence d'un deuxième monopôle positionné à 32 cm ( $r_{s_2}$  (0, 0, 0.32)m) du plan de la source d'intérêt. Les réflexions du champ de la source perturbatrice sont prises en compte dans les simulations en plaçant une source image à la position  $r_{s_{2I}}$  (0, 0, -0.32) m. Le champ acoustique de la source  $S_1$ , calculé par la méthode de séparation FSM p-p sur la surface hémisphérique  $S$ , est pondéré par le terme de propagation (fonction de Hankel de seconde espèce  $h^{(2)}$ , décrivant les ondes sortantes) pour déterminer le champ sur un plan (20 × 20 cm) à 16 cm du plan de la source (cf. fig 2.31). Cette propagation est réalisée pour avoir exactement le même nombre de points sur lequel est calculé l'erreur relative du champ acoustique estimé par FSM p-p, à partir des deux configurations de plans de mesure (60 points de mesure et 36 points de mesure) mises en oeuvre. Les erreurs relatives en fonction de la fréquence des champs de pression acoustique et de vitesse des particules, calculés par FSM p-p à partir des deux configurations théorique et optimisée sur des plans comprenant respectivement 60, et 36 points de mesure, sont données par les figures 2.40a et 2.40b.

Il est constaté une très bonne concordance entre les courbes d'erreurs relatives des deux configurations testées. En gardant exactement le même nombre de points de mesure, il est aisé de montrer que dans le cas d'un mauvais échantillonnage de l'espace on obtient un mauvais conditionnement de la matrice des coefficients issus de la décomposition. A cet

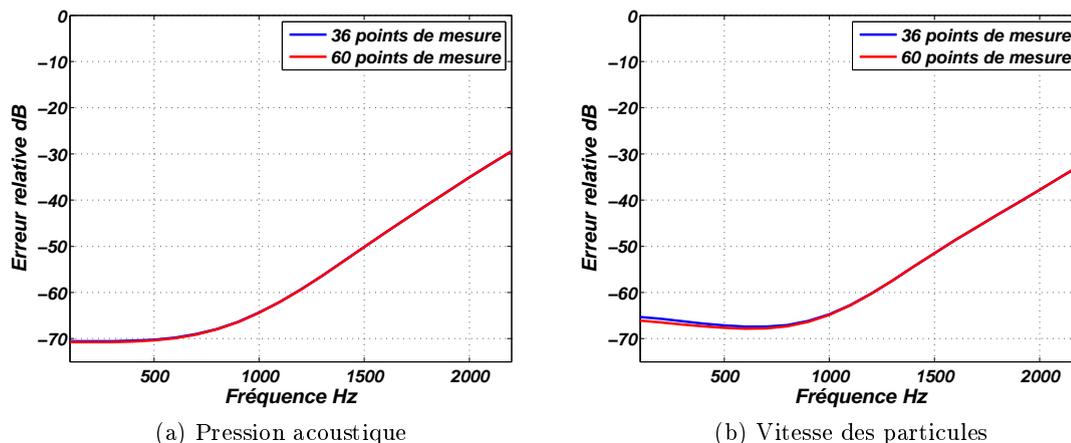


FIGURE 2.40 – Tracés des erreurs relatives en fonction des fréquences, calculées à partir de la configuration théorique et optimisée sur des plans comprenant respectivement 60, et 36 points de mesure. Il est à noter que les courbes d’erreur relative de la pression acoustique, calculées pour la configuration des surfaces de mesure de 60 points et de celle de 36 points, se superposent.

effet, les 36 points de mesure de la configuration optimisée précédemment présentée ont été repositionnés sur chacune des surfaces hémisphériques sans prendre en compte la condition d’échantillonnage de l’espace. Les surfaces de mesure ont été décomposées en trois étages suivant l’angle polaire  $\theta$ , et sur chaque étage il est placé douze points de mesure répartis régulièrement suivant l’angle azimut  $\phi$ . Après la séparation par la méthode FSM p-p, les champs de pression acoustique et de vitesse des particules sont propagés sur un plan ( $20 \times 20$  cm) à 16 cm du plan de la source, et les erreurs relatives sont tracées sur la figure 2.41.

Pour cette configuration de distribution des points de mesure, la matrice des coefficients présente un mauvais conditionnement (conditionnement de la matrice de  $2 \times 10^{17}$ ) qui se traduit par une augmentation de l’erreur relative (cf. fig 2.41), par rapport aux tracés d’erreurs relatives pour le même nombre de points de mesure (cf. fig 2.40b et 2.40a) disposés de manière optimale (conditionnement de la matrice de 1,7).

Il est nécessaire, lors de la mise en oeuvre de la méthode FSM p-p, de bien disposer les points de mesure sur les surfaces hémisphériques afin de respecter la condition d’échantillon-

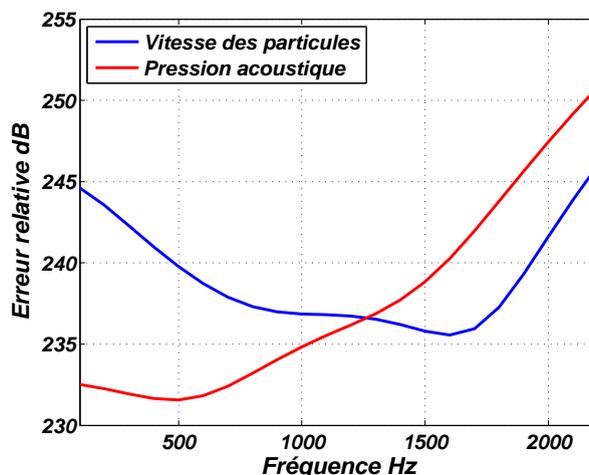


FIGURE 2.41 – Tracés des erreurs relatives en fonction des fréquences dans le cas d’un mauvais échantillonnage de l’espace lors de la mise en oeuvre de FSM p-p (36 microphones).

nage spatial, et optimiser le nombre de positions des sondes de mesure, tout en veillant à ce que ce nombre permette d’atteindre l’ordre de décomposition en harmoniques sphériques désiré.

### 2.3.10 Ordre de décomposition des harmoniques sphériques ( $N$ )

Dans le premier chapitre, il a été vu que les solutions de l’équation d’onde sont composées d’un terme propagatif représenté par les fonctions de Hankel sphériques, et d’un terme de directivité donné par la fonction des harmoniques sphériques  $Y_n^m(\theta, \phi)$  (équations 1.86, 1.87, 1.100 et 1.101). Pour caractériser une source rayonnant un champ acoustique très directif, l’ordre de décomposition  $N$  des harmoniques sphériques est primordial pour la séparation par la méthode FSM p-p. Il y a lieu de veiller à ce que cet ordre soit suffisant, et l’objet de cette section est d’en étudier l’influence en appliquant la méthode pour la caractérisation du champ acoustique rayonné par un piston plan circulaire placé dans un écran infini.

#### 2.3.10.1 Rayonnement du piston plan encastré

La pression acoustique en un point  $r$ , rayonnée par un piston plan de rayon  $a$  placé dans un écran infini, et animé d’une vitesse  $u_0 \times e^{j\omega t}$  (cf. fig 2.42) est calculée en sommant

les contributions élémentaires de tous les points de la surface du piston plan [70; 10] :

$$p(r, \theta, t) = j\rho c \frac{u_0}{\lambda} \int_s \frac{1}{r'} e^{j(\omega t - kr')} dS \quad (2.16)$$

où  $\rho$  représente la densité de l'air,  $c$  la célérité et  $k$  le nombre d'onde dans l'air,  $\lambda$  la longueur d'onde dans l'air.

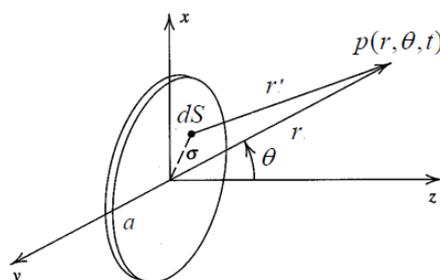


FIGURE 2.42 – Géométrie du problème de la détermination du champ rayonné par un piston plan encastré [10].

### 2.3.10.2 Piston plan centré par rapport au centre des surfaces hémisphériques de mesure

Le centre du piston plan est positionné en  $r_{s_1} (0, 0, 0)$  m, le champ acoustique de la source est perturbé par un monopôle placé en  $r_{s_2} (0, 0, 0,32)$  m, et les réflexions de la source perturbatrice sont prises en compte dans les simulations en plaçant une source image à la position  $r_{s_{2I}} (0, 0, -0,32)$  m. Le piston plan d'un rayon  $a = 13$  cm est contenu à l'intérieur des surfaces hémisphériques de mesure. Chacune des surfaces de mesure est constituée de 60 points de mesure, disposés selon un ordre bien précis qui permet, dans une première configuration, d'atteindre un ordre de décomposition des harmoniques sphériques de  $N = 7$ . Sur chacun des 4 étages des demi-sphères de mesure (cf. section **2.3.8**) il est placé 15 points de mesure répartis régulièrement suivant l'angle azimut  $\phi$ . Dans la deuxième configuration, les points de mesure sont disposés de manière optimale, permettant d'atteindre un ordre de décomposition des harmoniques sphériques de  $N = 8$ . Chacune des surfaces de mesure est divisée en 5 étages. Il est placé 17 points de mesure au premier étage (le plus proche du sol), 15 points au second, 13 points au troisième, 11 points au quatrième, et 4 points au dernier étage. Il a été choisi le même nombre de points de mesure (60 points) dans les

### 2.3. MÉTHODE FSM

deux configurations, permettant d'atteindre les ordres  $N = 7$  et  $N = 8$ , et ce, afin d'évaluer l'effet de l'ordre de décomposition. Les erreurs relatives en fonction des fréquences pour l'estimation du champ acoustique du piston plan, pour chacune des configurations des surfaces hémisphériques de mesure, sont données par la figure 2.43.

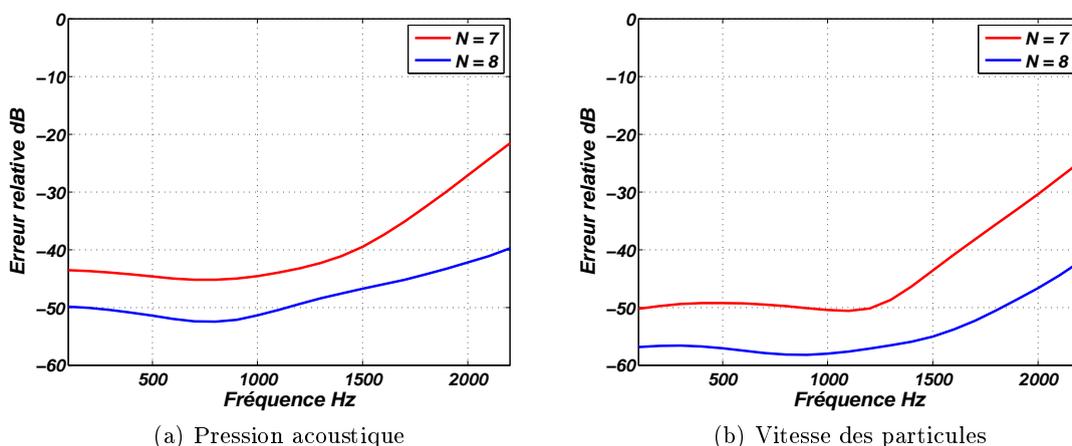


FIGURE 2.43 – Tracés des erreurs relatives de la pression acoustique et de la vitesse des particules en fonction des fréquences pour l'ordre de décomposition des HS  $N = 7$  et  $N = 8$ .

Les courbes des erreurs relatives (fig 2.43) calculées pour la configuration des surfaces de mesure permettant d'atteindre l'ordre de décomposition des harmoniques sphériques de  $N = 7$  donnent des erreurs relatives supérieures à celles pour  $N = 8$ . Pour les fréquences de 100 Hz à 1200 Hz, le piston plan est omnidirectionnel (cf. fig 2.44a). L'exploitation, dans cette plage de fréquences, des courbes des erreurs relatives (fig 2.43) calculées pour  $N = 7$  et  $N = 8$  montre une différence d'erreur relativement constante de 7 dB environ. La fréquence de 1610 Hz ( $ka=3,8$ ) correspond à l'apparition du premier lobe de directivité du piston plan (cf. fig 3.14b) qui s'accompagne d'une augmentation des erreurs relatives calculées pour  $N = 7$  et  $N = 8$ , mais avec des pentes différentes. Pour l'estimation de la pression acoustique et la vitesse des particules, l'écart entre l'erreur relative calculée pour  $N = 7$  et  $N = 8$  atteint, à la fréquence de 2200 Hz, respectivement 18,2 dB et 17,3 dB. Ainsi lors de la mise en oeuvre de la méthode FSM p-p, l'ordre de décomposition en harmoniques sphériques doit être correctement choisi afin de bien représenter la directivité du champ acoustique de la source par les fonctions harmoniques sphériques ( $Y_n^m(\theta, \phi)$ ). Dans le cadre

de cette étude, les niveaux de bruit dans un coffre de voiture se situent dans la gamme de fréquences de 100 Hz à 800 Hz, et l'ordre de décomposition en harmoniques sphériques de  $N = 7$  permet de bien décrire la directivité des sources mises en jeu.

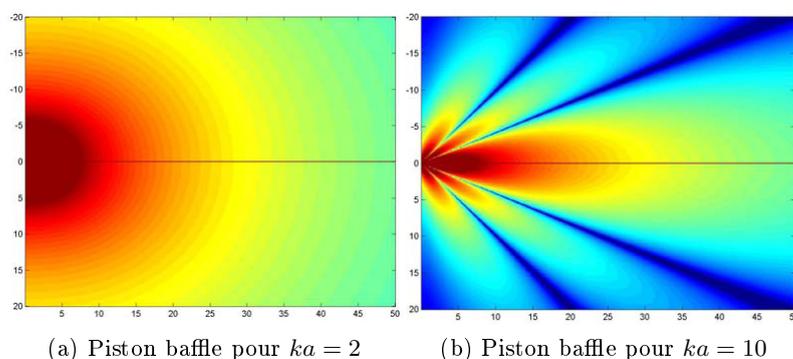


FIGURE 2.44 – Module de la pression acoustique rayonnée par un piston plan placé dans un écran infini pour  $ka = 2$  et  $ka = 10$  [10].

### 2.3.10.3 Piston plan décentré par rapport au centre des surfaces hémisphériques de mesure

Dans cette simulation, le centre du piston plan est positionné en  $r_{s_1}$  (0,07, 0,07, 0) m. Il est décentré par rapport au centre des surfaces hémisphériques (0, 0, 0) m. Les mesures simulées du champ acoustique de la source  $S_1$  sont perturbées par le champ d'un monopôle placé en  $r_{s_2}$  (0, 0, 0,32) m. La configuration utilisée pour l'application de la méthode FSM p-p est la même que celle utilisée lors de la simulation précédente (piston plan centré par rapport au centre des surfaces de mesure). Le rayon du piston plan est de six centimètres ( $a = 6$  cm) afin qu'il puisse être contenu à l'intérieur des surfaces hémisphériques de mesure. Les erreurs relatives de la pression acoustique et de la vitesse des particules, par rapport aux valeurs théoriques, sont données en fonction de la fréquence par la figure 2.45 pour les deux configurations de surfaces de mesure, permettant d'atteindre un ordre de décomposition des harmoniques sphériques de  $N = 7$  et  $N = 8$ .

Les courbes des erreurs relatives (cf. fig 2.45) de la pression acoustique et de la vitesse des particules, tracées pour la configuration des surfaces de mesure permettant d'atteindre un ordre de décomposition en harmoniques sphériques de  $N = 8$  donnent une meilleure estimation du champ acoustique que celles calculées pour  $N = 7$ . Le champ acoustique

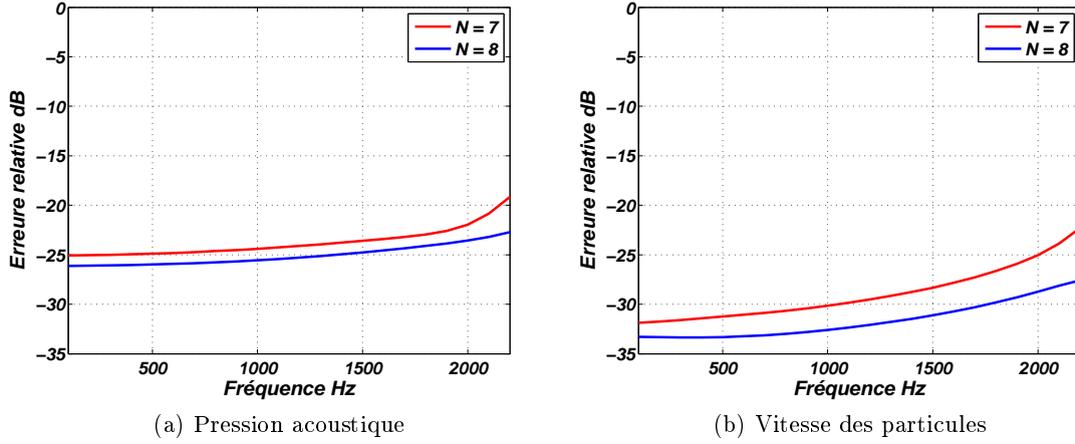


FIGURE 2.45 – Tracés des erreurs relatives de la pression acoustique et de la vitesse des particules en fonction de la fréquence pour des ordres de décomposition des HS de  $N = 7$  et  $N = 8$ .

divergeant est décrit par les coefficients  $a_{mn}$  (équation 1.97) issus de la décomposition du champ acoustique mesuré (équations 1.88 et 1.89), et la translation du centre acoustique d'une source par rapport au centre des surfaces de mesure hémisphériques nécessite l'augmentation du nombre de termes  $a_{mn}$  pour bien décrire le champ acoustique de la source sonore, donc un ordre de décomposition des harmoniques sphériques ( $N$ ) plus élevé [55; 17].

### 2.3.11 Influence des erreurs de mesure

Lors de la mesure du champ de pression par un réseau de microphones, des erreurs d'amplitude et de phase peuvent avoir un effet important pour la mise en oeuvre de la méthode de séparation. Pour évaluer l'impact de ce type d'erreur, des simulations sont réalisées en introduisant des erreurs aléatoires d'amplitudes et de phases (équations 2.17 et 2.18) sur chacun des points de mesure.

$$p_n = \underbrace{e^{j\phi_{ph,n}}}_{\text{erreur phase}} \underbrace{\tilde{A}_{ampl,n} e^{j\tilde{\phi}_{ph,n}}}_{\text{pression mesurée}} \quad (2.17)$$

$$p_n = \left( \underbrace{A_{ampl,n}}_{\text{erreur amplitude}} + \underbrace{\tilde{A}_{ampl,n}}_{\text{pression mesurée}} \right) e^{j\tilde{\phi}_{ph,n}} \quad (2.18)$$

où  $\phi_{ph,n} = \phi_{err} \times \xi$  représente l'erreur ajoutée à la phase de la pression acoustique mesurée, et  $A_{ampl,n} = A_{err} \times \xi$  représente l'erreur ajoutée à l'amplitude de la pression

## 2.3. MÉTHODE FSM

acoustique mesurée, avec  $A_{err}$  le pourcentage de l'amplitude du champ acoustique mesurée à la fréquence considérée, et  $\xi$  est une distribution gaussienne d'écart type égal à 1.

### 2.3.11.1 Erreur de phase

La source à caractériser est un monopôle encastré en  $r_{s_1} (0, 0, 0)$  m. Les mesures du champ de pression de  $S_1$  sont perturbées par un deuxième monopôle placé en  $r_{s_2} (0, 0, 0,32)$  m. Les réflexions des ondes issues de la source perturbatrice  $S_2$  sont prises en compte dans la simulation par une source image à la position  $(0, 0, -0,32)$  m. On introduit une erreur de phase  $\phi_{err} = 3^\circ$ . Les erreurs relatives, calculées en fonction de la fréquence, pour des mesures bruitées et des mesures sans décalage de phase sont données par la figure 2.46.

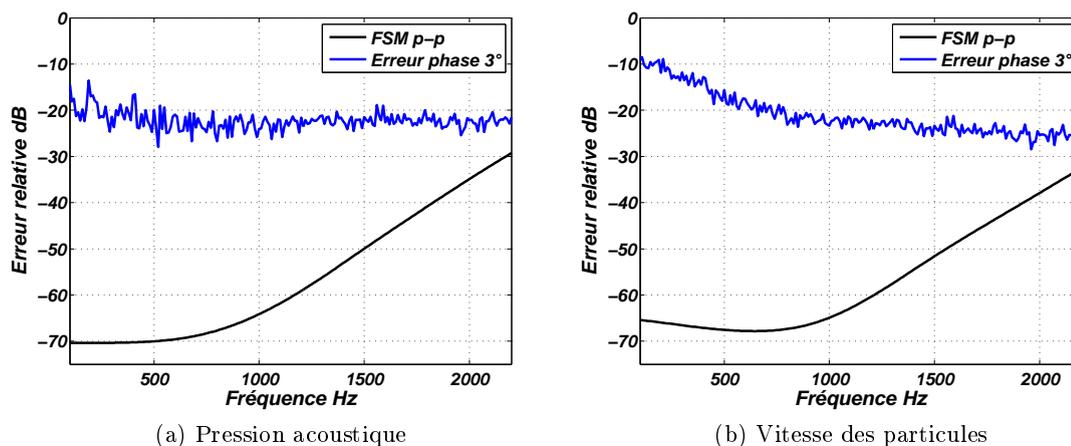


FIGURE 2.46 – Tracés des erreurs relatives de la pression acoustique et de la vitesse des particules calculées par FSM p-p, et FSM p-p avec une erreur de phase, de  $\pm 3^\circ$ .

Pour une erreur de phase de  $\phi_{err} = \pm 3^\circ$ , il est constaté, par rapport à l'estimation du champ acoustique par la méthode FSM p-p sans introduction d'erreur de mesure (cf. fig 2.46), une augmentation significative des erreurs relatives de la pression acoustique et de la vitesse des particules. A la fréquence de 100 Hz, l'augmentation de l'erreur relative d'estimation de la pression acoustique et de la vitesse des particules est de l'ordre de 55 dB. Aux basses fréquences, la longueur d'onde est grande comparée à la distance de 3 cm séparant les deux surfaces hémisphériques de mesure du champ acoustique, et la valeur entre chacune d'entre elles est pratiquement la même. Par conséquent, l'introduction

## 2.3. MÉTHODE FSM

à ces fréquences d'une erreur de phase ( $\phi_{err} = 3^\circ$ ) pour la résolution du système d'équations augmente l'erreur relative d'estimation de façon conséquente. Aux fréquences élevées, le champ acoustique mesuré sur chacune des deux surfaces hémisphériques a des valeurs distinctes ce qui explique la diminution des écarts entre les erreurs relatives d'estimation du champ acoustique pour ces fréquences. Il est à retenir que la sensibilité aux basses fréquences de la méthode FSM p-p, pour des décalages de phase entre les sondes de mesure, nécessite leur bon étalonnage en phase afin de minimiser l'impact de ce type d'erreur.

### 2.3.11.2 Erreur d'amplitude

Dans cette simulation, une erreur de  $A_{erreur,\%} = 5\%$  de l'amplitude maximale du champ acoustique mesuré à la fréquence considérée est ajoutée. Les erreurs relatives, calculées en fonction de la fréquence, pour des mesures bruitées et des mesures sans décalage d'amplitude sont données par la figure 2.47.

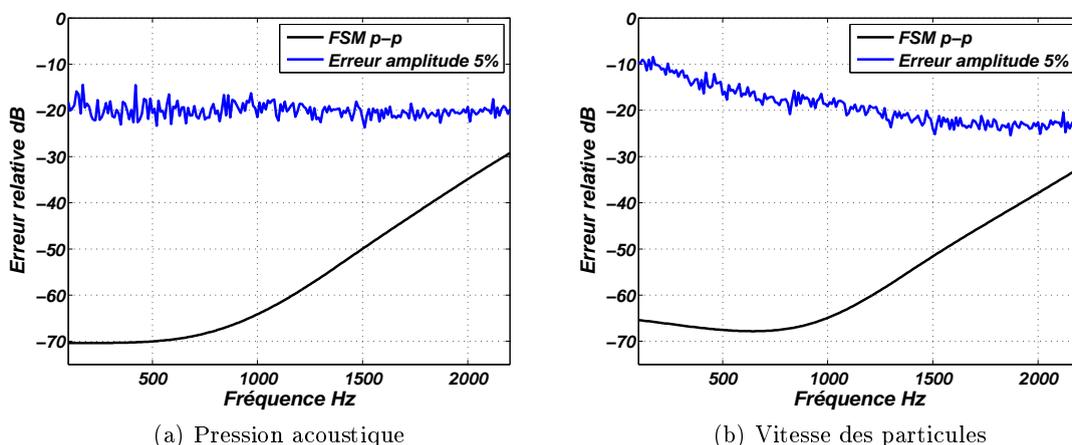


FIGURE 2.47 – Tracés des erreurs relatives de la pression acoustique et de la vitesse des particules, calculées par FSM p-p, et FSM p-p avec une erreur d'amplitude  $\pm 5\%$ .

Il est constaté, pour l'erreur d'amplitude  $A_{erreur,\%} = 5\%$ , un effet similaire à celui observé pour un décalage en phase entre les sondes de mesure (cf. fig 2.46). A la fréquence de 100 Hz, l'augmentation des erreurs relatives d'estimation de la pression acoustique et de la vitesse des particules sont respectivement de l'ordre de 50 dB et 55 dB. A l'instar des erreurs de phase, ces augmentations diminuent aux fréquences plus élevées et font

### 2.3. MÉTHODE FSM

ressortir la sensibilité de la méthode FSM p-p aux décalages en amplitude ce qui rend indispensable une bonne calibration de ces sondes afin de minimiser ce type d'erreur sur la méthode de séparation. Dans le cas communément rencontré de calibration des sondes de mesure, les décalages maximaux attendus en phase et en amplitude sont respectivement de  $\phi_{erreur, Degr} = 0,5^\circ$  et de  $A_{erreur, \%} = 3\%$ . Ces décalages ont été simulés, et les erreurs relatives en fonction de la fréquence calculées sont comparées aux erreurs relatives déterminées sans décalage. Les tracés correspondants sont donnés par la figure 2.48.

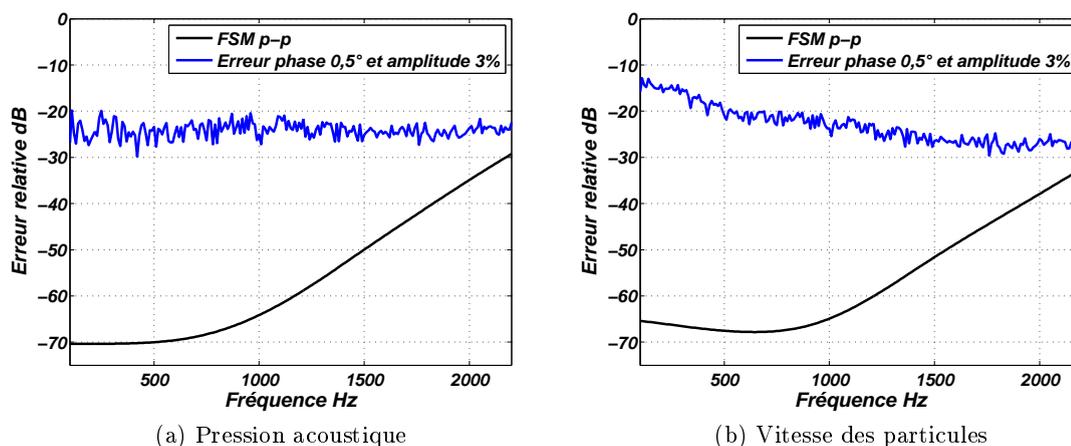


FIGURE 2.48 – Tracés des erreurs relatives de la pression acoustique et de la vitesse des particules calculées par FSM p-p, et FSM p-p avec une erreur d'amplitude  $\pm 3\%$  et de phase  $\pm 0,5^\circ$ .

Pour ces valeurs d'erreurs de phase et d'amplitude, il est constaté que les erreurs relatives d'estimation du champ acoustique ne sont pas critiques pour la mise en oeuvre de FSM p-p. A la fréquence de 100 Hz, les erreurs relatives de la pression acoustique et de la vitesse des particules sont respectivement d'environ de -20 dB et de -13 dB, et diminuent aux fréquences plus élevées. Lorsque la méthode de séparation est mise en oeuvre in situ, il se peut que certaines calibrations des sondes aient bougées lors du transport sur site. Afin d'en évaluer les conséquences sur la méthode FSM p-p, une simulation est réalisée en majorant pour deux microphones les erreurs d'amplitude et de phase, respectivement de 30 % et de 5 %. Les erreurs relatives, calculées en fonction de la fréquence, pour des mesures sans décalage, et avec calibration auxquelles il a été ajouté la majoration des erreurs d'amplitude et de phase, sont données par la figure 2.49.

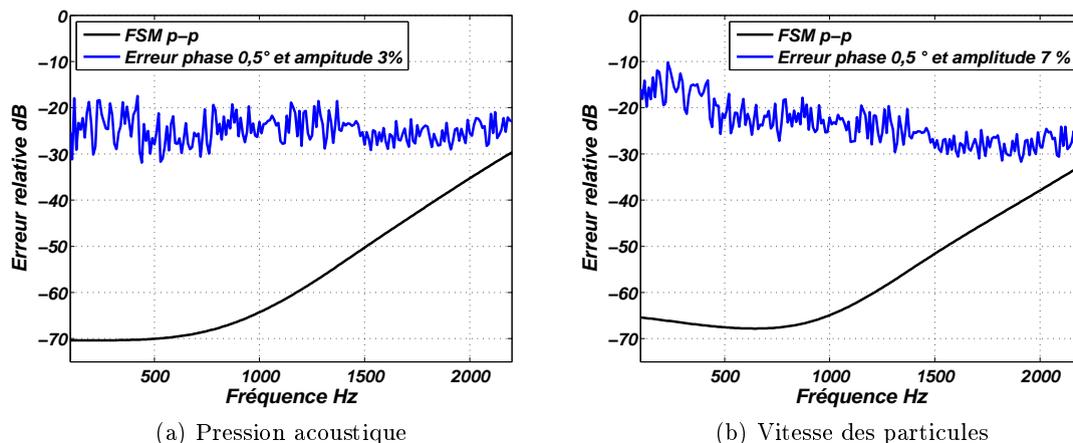


FIGURE 2.49 – Tracés des erreurs relatives de la pression acoustique et de la vitesse des particules, calculées d’une part par FSM p-p, et d’autre part, par FSM p-p, avec une erreur d’amplitude et de phase respectivement de  $\pm 3\%$  et de  $\pm 0,5^\circ$ , et avec une majoration d’erreur en amplitude et en phase, respectivement de 30% et 5% sur deux microphones.

Il est constaté, que les erreurs relatives calculées pour des sondes calibrées avec une majoration d’amplitude 30 % et de phase de 5 % enregistrent, par rapport aux erreurs relatives calculées sans majoration, une augmentation moyenne de 3 dB (cf. fig 2.49). Il s’est avéré, pour cette configuration, que la majoration des erreurs d’amplitude et de phase n’est pas critique dans la mise en oeuvre de la méthode FSM p-p, bien que diminuant la précision de la méthode.

Les différentes simulations ont montré la sensibilité de la méthode de séparation aux erreurs de mesure. De faibles décalages de phase et d’amplitude entre les sondes de mesure ( $\phi_{erreur, Degr} = 0,5^\circ$  et  $A_{erreur, \%} = 3\%$ ) augmentent de plus de 40 dB les erreurs relatives d’estimation du champ acoustique. Il est donc préconisé, lors de l’application de la méthode FSM p-p, d’utiliser des microphones de mesure bien étalonnés, et de bonne qualité afin d’éviter toute dérive, surtout s’ils doivent être transportés du laboratoire au site de mesures.

### 2.3.12 Synthèse de l’étude numérique de la méthode FSM

Au début de l’étude numérique de la méthode de séparation, on a réalisé une simulation avec les deux versions de la méthode FSM (FSM p-v équations 1.100, 1.101 et FSM p-p

équations 1.86, 1.87) ce qui nous a conduit à écarter la méthode FSM p-v pour des raisons de précision.

En effet, le choix de la distance ( $d$ ) entre les deux surfaces hémisphériques de mesure du champ de la pression acoustique est important pour la mise en oeuvre de la méthode car pour une valeur particulière de cette distance  $\Delta = 0$  ou bien  $\Delta \approx 0$  (équation 1.93) cela se traduit par une indétermination ou une surestimation des coefficients de séparation (cf. fig 2.27).

Par la suite, la méthode FSM p-p a été appliquée à la caractérisation du champ acoustique de sources dans des conditions difficiles, afin de mesurer ses capacités de séparation et, de robustesse, dans le but de se rapprocher le plus possible des conditions réelles dans lesquelles cette méthode est appelée à être mise en oeuvre industriellement. A cet effet :

- la méthode FSM p-p a été mise en oeuvre dans une cavité réfléchissante avec une deuxième source perturbatrice. La méthode FSM p-p a permis de séparer les différentes contributions en restituant le champ acoustique de la source d'intérêt, avec une bonne précision (cf. fig 2.29 et 2.30).
- Dans une simulation mettant en oeuvre une source étendue (panneaux en vibration) ayant les dimensions ( $L_x, L_y$ ), plus grandes que le rayon de la demi-sphère  $S$  (cf. fig 2.34b), l'application de la méthode de séparation a permis de reconstruire le champ acoustique de la partie de la source contenue à l'intérieur du rayon décrit par la surface de séparation  $S$  ( cf. fig 2.35 et 2.36).
- La symétrisation des mesures du champ de pression acoustique sur les surfaces hémisphériques, par rapport au plan de la source à caractériser, implique l'hypothèse d'une surface de mesure parfaitement réfléchissante, ce qui n'est pas toujours le cas dans la réalité. Une étude intégrant des surfaces de mesure avec une impédance de surface  $Z_s$  a été réalisée, et a conclu que pour une surface caractérisée par un coefficient de réflexion énergétique  $R \geq 0,65$ , l'application de la méthode FSM p-p, avec l'hypothèse d'une surface de mesure parfaitement réfléchissante, donne de bons résultats.

La dernière partie de l'étude a été axée sur les précautions à prendre lors de la mise en oeuvre de la méthode FSM p-p vis à vis des aspects méthodologiques. Ces précautions concernant notamment l'échantillonnage spatial, l'ordre de décomposition des harmoniques sphériques, et la calibration des sondes de mesure brièvement rappelés ci-après.

- La disposition des points de mesure sur les surfaces hémisphériques doit respecter la condition d'échantillonnage de l'espace exigée par les solutions de l'équation d'onde (équations 1.86, 1.87, 1.100). Le respect de cet échantillonnage spatial peut imposer un nombre important de points de mesure, pouvant être optimisé afin de réduire le coût financier (cf. fig 2.40b et 2.40a) ;
- La fonction harmonique sphérique  $Y_n^m(\theta, \phi)$  contient l'information sur la directivité, qui peut être mal représentée dans le cas où l'ordre de décomposition des harmoniques sphériques est insuffisant pour caractériser une source très directive (cf. fig 2.45) ;
- Il est nécessaire de veiller à une calibration en amplitude et en phase des microphones, car un mauvais étalonnage génère des erreurs de mesure, et diminue la précision de la méthode FSM p-p (cf. fig 2.46 et 2.47).

## 2.4 Conclusion

L'étude numérique, a permis principalement d'étudier la puissance et les limites de chacune des méthodes SONAH et FSM, retenues afin de les situer par rapport aux conditions spécifiées dans le cahier des charges du projet LICORVE. Cette étude a également permis, avant la réalisation de l'étude expérimentale, de tester les méthodes holographiques dans différentes configurations, et sans cette approche, il aurait été très difficile de maîtriser les paramètres d'entrée (champ acoustique mesure) et de sortie (champ acoustique estimé et théorique).

La méthode SONAH double couche s'est révélée robuste et a permis de localiser les sources de bruit dans des environnements où la plupart des méthodes holographiques classiques auraient été inefficaces. Dans cette implémentation, la limite principale de la méthode SONAH est sa difficulté de s'affranchir des réflexions provenant du même côté que la source

d'intérêt. Cependant, dans des applications où le confinement n'est pas trop marqué, les résultats donnés par la méthode SONAH sont satisfaisants. Car lorsque les mesures sont réalisées sur des plans suffisamment proches de la source, les réflexions peuvent être négligées. L'objectif du projet LICORVE consistait à localiser les zones de bruit dans un coffre de voiture, caractérisé par de fortes réflexions dues au caractère confiné de ce type d'environnement. Cette situation a été modélisée par la simulation d'une source (monopôle) dans une cavité de mêmes dimensions ( $L_x$ ,  $L_y$  et  $L_z$ ) qu'un coffre de voiture, et la mise en oeuvre de la méthode SONAH a montré que les erreurs introduites par les réflexions se sont traduites par des fluctuations du champ acoustique estimé, traduisant les limites de la méthode pour une application en environnement très difficile.

La méthode FSM a fait l'objet d'une étude qui a permis d'optimiser sa mise en oeuvre par une réduction du nombre des positions de mesure préconisées par la théorie, et par l'évaluation de sa robustesse dans des conditions proches de celles industrielles où elle est appelée à être utilisée. Lors de sa mise en oeuvre dans une cavité, cette méthode de séparation s'est détachée, par rapport à la méthode SONAH, en s'affranchissant du caractère confiné de la mesure, et en séparant les différentes contributions convergentes provenant des réflexions dues au confinement, et à la présence d'autres sources. Une contrainte de la mise en oeuvre de la méthode FSM est que les mesures du champ de pression acoustique, réalisées sur les surfaces hémisphériques, soient symétrisées par rapport au plan de la source, supposé parfaitement réfléchissant. Cependant, il a été montré que pour un coefficient de réflexion énergétique supérieur à 0,65, la méthode FSM p-p avec l'hypothèse d'une surface de mesure parfaitement réfléchissante donne des résultats acceptables.

Le chapitre suivant porte sur la validation expérimentale à partir de l'imagerie de sources maîtrisées grâce aux méthodes FSM et SONAH. La méthode FSM sera ensuite appliquée à la caractérisation d'un coffre d'automobile sur un banc à rouleaux.

Troisième partie

Validation expérimentale et  
Applications



## Chapitre 3

# Étude expérimentale

### 3.1 Introduction

L'étude numérique présentée dans le chapitre précédent a permis de déterminer les limites et les avantages respectifs des méthodes holographiques SONAH double couche et FSM p-p, en vue de leurs applications dans un environnement confiné, et de choisir la configuration des surfaces de mesures optimale de mise en oeuvre de la méthode FSM p-p. L'étude expérimentale présentée dans ce chapitre a été réalisée en deux parties. La première partie consiste à réaliser un ensemble de mesures sur des sources maîtrisées qui permettront d'une part, la validation expérimentale des méthodes proposées par la reproduction de certains cas testés lors de l'étude numérique, et d'autre part, d'évaluer l'impact des erreurs de mesure dont notamment les bruits électriques de la chaîne d'acquisition, les décalages de phase, d'amplitude, et de position des sondes de mesure, sur le comportement des méthodes. La seconde partie consiste à appliquer la méthode FSM, qui sera mise en oeuvre dans le coffre d'une voiture en condition de roulage. La démarche progressive qui a été privilégiée permettra de faire des diagnostics intermédiaires, et de comprendre les phénomènes physiques mis en jeu.

### 3.2 Protocole expérimental

#### 3.2.1 Sondes de mesures

Le CTTM (Centre de Transfert de Technologies du Mans) a développé des sondes de mesure composées de deux microphones Sennheiser Ke4 espacés de 3 cm (cf. fig 3.1). La première version de ces sondes présentait les inconvénients suivants :

- à force de manipulation, le corps des sondes contenant les deux microphones se désolidarisait, provoquant des faux contacts ;
- les fils de connexion du premier microphone se sectionnaient facilement car ils étaient situés à l’extérieur des sondes (cf. fig 3.1a) ;
- la rigidité et le poids des fils de connexion des sondes compliquaient la manipulation et déstabilisaient les antennes de mesure (cf. fig 3.2) ;
- les connectiques étaient difficiles à manipuler ;

Au cours des différentes expérimentations, les problèmes rencontrés sur cette première version des sondes de mesures ont conduit au développement d’une deuxième version (cf. fig 3.1b), où les fils de connexion du microphone ne passent plus à l’extérieur des sondes. Les corps des sondes ont été modifiés afin qu’il ne se désolidarisent plus lors des manipulations. Les câbles de connexion des sondes sont plus souples et plus légers, et des nouvelles connectiques plus simples à manipuler ont été mises en place (XLR au lieu de DIN).

#### 3.2.2 Antenne de mesure

En se basant sur les simulations numériques de la section **2.3.8** portant sur l’échantillonnage des demi-sphères de mesure, une antenne hémisphérique composée de 36 positions de mesure (cf. fig 3.2a) a été fabriquée pour l’application de la méthode FSM. L’antenne plane (cf. fig 3.2b) comporte 49 ( $7 \times 7$ ) positions de mesure espacées de 6 cm.

#### 3.2.3 Chaîne et protocole d’acquisition

La chaîne et le protocole d’acquisition sont illustrés par le schéma 3.3 qui donne un synoptique des différentes étapes du fonctionnement global du système. La totalité du

## 3.2. PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL

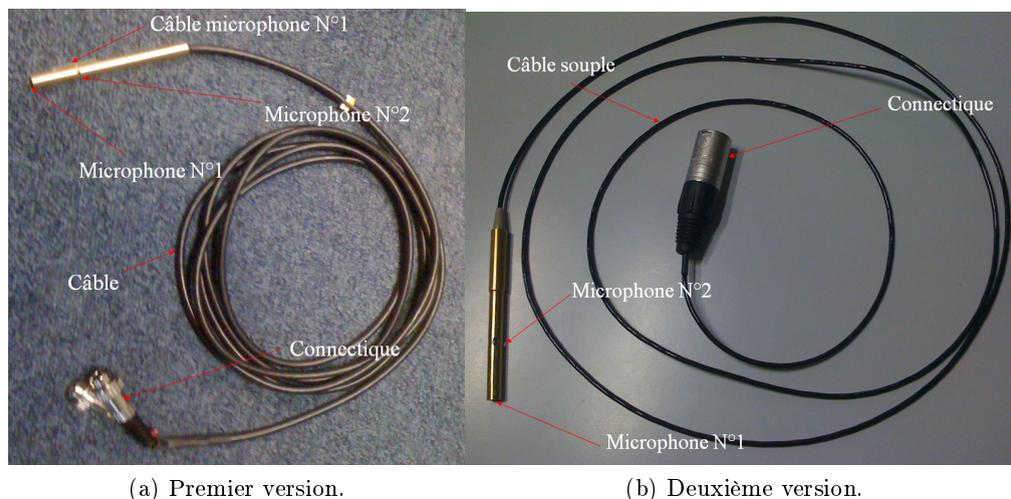


FIGURE 3.1 – Sonde de mesure (p-p) développée par le CTTM (Centre de Transfert de Technologies du Mans).

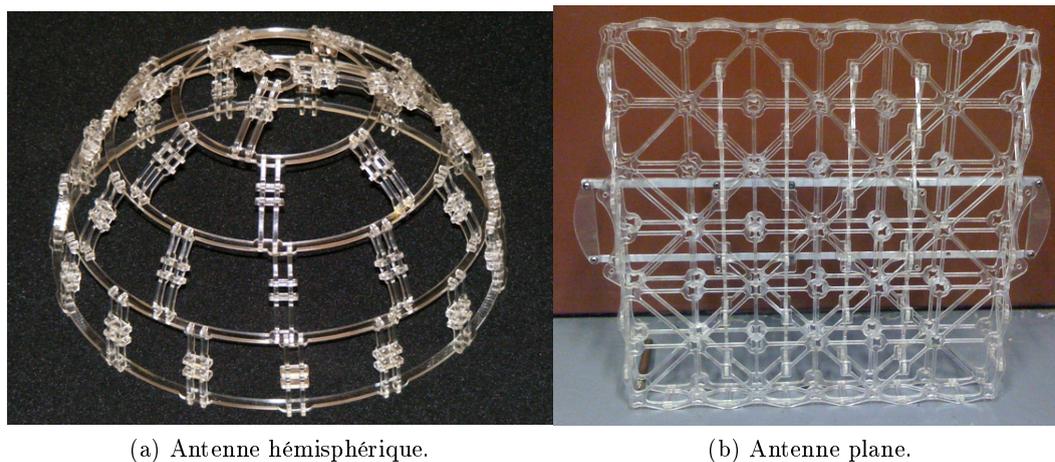


FIGURE 3.2 – Antennes de mesure hémisphérique et plane utilisées pour la mise en oeuvre des méthodes FSM p-p et SONAH double couche.

protocole d'acquisition est pilotée par l'intermédiaire d'un ordinateur qui gère l'émission des signaux sur les voies des sources sonores. Le frontal d'acquisition National Instruments synchronise l'acquisition des signaux issus des 72 ( $36 \times 2$ ) microphones des deux couches hémisphérique et plane.

Les signaux alimentant les haut-parleurs sont générés grâce au logiciel Adobe Audition qui permet de répartir des signaux sur plusieurs voies. Ces signaux sont transmis, par le

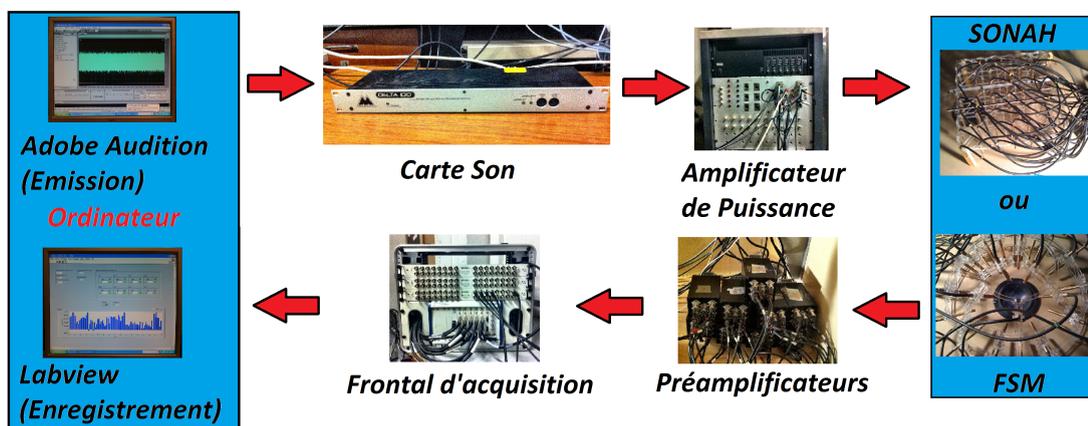


FIGURE 3.3 – Synoptique du protocole expérimental de mesure du champ acoustique pour la mise en oeuvre des méthodes FSM p-p, ou SONAH double couche.

biais d'une carte son multipiste, à un amplificateur de puissance qui les dirige vers les haut-parleurs. Deux types de haut-parleurs sont utilisés : les modèles Audax HM130Z12 (cf. fig 3.4a) d'un diamètre de 13 cm, et Aura NSW2-326-8A (cf. fig 3.4b) d'un diamètre de 5 cm. Les mesures du champ de pression acoustique sont réalisées grâce aux 36 sondes décrites précédemment, qui sont disposées sur l'antenne hémisphérique ou plane selon la méthode mise en oeuvre. Les sondes sont connectées à leurs préamplificateurs, et le signal de sortie est acheminé vers une carte d'acquisition National Instruments PXI de 92 voies, largement suffisante pour les 72 voies de microphones composant les 36 sondes de mesure. Le système d'acquisition est piloté par le logiciel Labview, qui permet de réaliser les enregistrements par l'intermédiaire d'une interface développée à cet effet. La fréquence d'échantillonnage choisie est de 5120 Hz, correspondant à une résolution fréquentielle  $\Delta f = 5$  Hz, pour la gamme fréquentielle d'étude de 115 Hz à 2250 Hz.

### 3.3 Cas de laboratoire

L'objet de cette section est d'appliquer les deux méthodes de séparation FSM p-p et SONAH double couche pour caractériser des sources maîtrisées, dans différentes configurations de mesure.

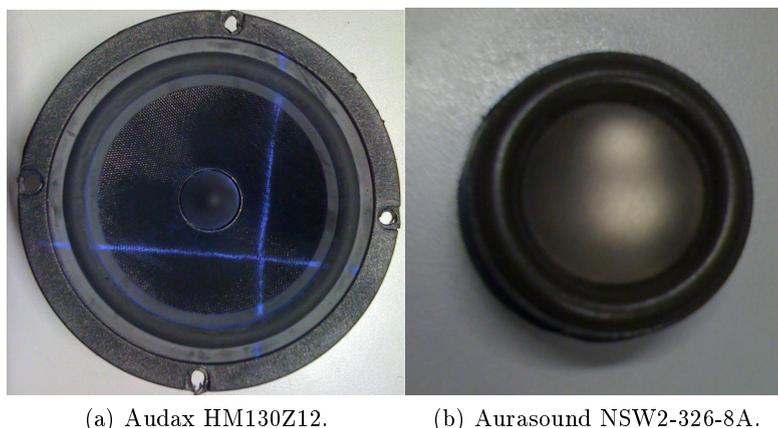


FIGURE 3.4 – Sources acoustiques utilisées lors des applications expérimentales.

#### 3.3.1 Optimisation du paramètre de régularisation pour la mise en oeuvre de SONAH

Le principe théorique de la méthode SONAH double couche a été présenté dans le premier chapitre section 1.7.1, où le calcul des coefficients de séparation  $c(r)$  (équation 1.47) est déterminé sur l'ensemble infini des ondes propagatives et évanescentes en fonction du module  $(k_x; k_y)$ . Une résolution satisfaisante, par la prise en compte des ondes évanescentes, pour calculer les coefficients  $c(r)$  fait intervenir la régularisation de Tikhonov du fait de l'inversion de la matrice  $A^\dagger A$  qui est mal conditionnée. Cette régularisation de Tikhonov fait appel à un paramètre qui peut être relié au rapport signal sur bruit  $SNR$  (équation 3.1) par la formule suivante [24] :

$$\theta^2 = [A^\dagger A]_{nn} \cdot 10^{-\frac{SNR}{10}} \quad (3.1)$$

En général, le rapport signal sur bruit ne peut être déterminé directement à partir de l'expérience, cependant il existe des solutions numériques s'appuyant sur les données de mesure pour estimer le paramètre de régularisation  $\theta^2$ . Le choix de la méthode numérique la mieux adaptée à la méthode SONAH a fait l'objet d'une étude [24] qui a conduit à préconiser la méthode de la validation croisée généralisée (GCV) [76], basée sur des considérations statistiques. Le problème inverse de la méthode SONAH (équation 1.20) consiste à reconstruire le signal  $x$  à partir des mesures  $b$  et du propagateur  $A$ .

$$b = Ax \quad (3.2)$$

### 3.3. CAS DE LABORATOIRE

---

où  $A$  est une matrice de  $m \times n$ ,  $x$  est un vecteur colonne de  $n$  éléments, et  $b$  est un vecteur colonne de  $m$  éléments. La solution s'exprime par :

$$x = (A^\dagger A + \theta^2 I)^{-1} A^\dagger b. \quad (3.3)$$

La méthode de la validation croisée généralisée consiste à rechercher le paramètre de régularisation  $\theta^2$  optimal qui minimise la fonction  $G$  donnée par :

$$G = \frac{\| Mx_\theta - b \|_2^2}{\text{trace}(I - MM^\#)^2} \quad (3.4)$$

où les matrices  $M = A^\dagger A$  et  $M^\#$  dépendent du type de régularisation utilisé ; pour la régularisation de Tikhonov  $M^\# = (M^\dagger M + \theta^2 I)^{-1} M^\dagger$ . Sur la courbe des valeurs de  $G$  en fonction de  $\theta^2$ , on recherche le minimum correspondant au paramètre de régularisation optimal (cf. fig 3.5).

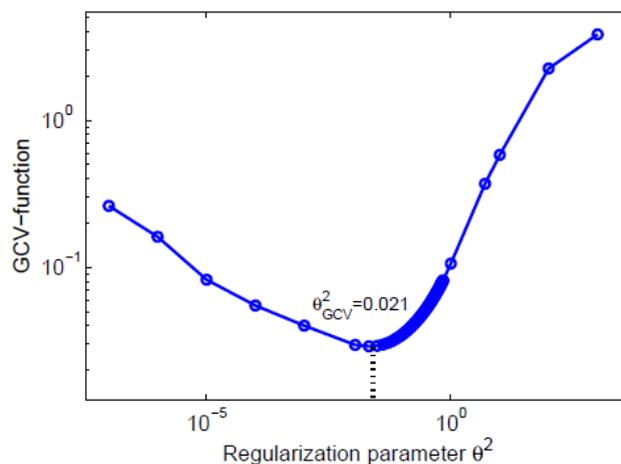


FIGURE 3.5 – Exemple d'estimation du paramètre de régularisation optimal par la méthode de la validation croisée généralisée [24].

### 3.3.2 Influence des réflexions sur la séparation par SONAH double couche et FSM p-p

#### 3.3.2.1 SONAH double couche

Dans le cas d'une mesure dans un environnement très réverbérant, il a été montré par les simulations réalisées dans le chapitre 2 (section 2.2.7), que les réflexions ne peuvent

### 3.3. CAS DE LABORATOIRE

---

être négligées. L'étude numérique a également révélé, lors de la séparation des contributions par la méthode SONAH double couche, que les réflexions ne sont pas prises en compte ce qui constitue un inconvénient majeur pour la méthode. La mise en oeuvre suivante a pour objet de vérifier expérimentalement ces conclusions, et de tester la méthode dans un environnement s'apparentant à celui du coffre de voiture.

Un premier test est réalisé dans une chambre réverbérante. Les mesures sont réalisées à l'aide de l'antenne plane sur laquelle les 36 sondes p-p ( $6 \times 6$ ) sont montées ; les sondes de mesure sont espacées de 6 cm et couvrent une surface de  $30 \times 30$  cm. La première et la seconde surface de mesure sont respectivement à 35 mm et à 65 mm du plan des sources. La séparation est réalisée sur une surface de même dimension que les surfaces de mesure, positionnée entre les deux surfaces de mesure, à 50 mm du plan des sources. Ce choix permettra des comparaisons entre les résultats obtenus par la méthode de séparation et ceux calculés par différences finies. Le plan des sources est une plaque en bois sur lequel des haut-parleurs Aurasound NSW2-326-8A (6) d'un diamètre de 5 cm sont encastrés (cf. fig 3.6a). La plaque est placée face à un des quatre coins de la chambre réverbérante (cf. fig 3.6b) afin d'accentuer les réflexions. Les mêmes mesures sont réalisées dans une salle semi-anéchoïque et serviront de référence pour évaluer la méthode SONAH.

Afin de montrer que seules les réflexions sont responsables des résultats obtenus, les mesures sont réalisées en activant seulement le haut-parleur N°4 (sans source perturbatrice). Les champs de pression acoustique et de vitesse des particules sont calculés sur le plan médian aux deux couches de mesure de l'antenne plane, par différences finies à partir des mesures effectuées dans la chambre réverbérante. Les mêmes mesures sont également réalisées dans une salle semi-anéchoïque. Les champs de pression acoustique et de vitesse des particule, issus des mesures de la chambre réverbérante et de la salle semi-anéchoïque en un point situé dans l'axe du HP N°4, sont tracés en fonction de la fréquence et comparés aux valeurs estimées par la méthode SONAH double couche (cf. fig 3.7).

Dans la chambre réverbérante, les réflexions du champ générées par la source se traduisent sur les tracés des champs par de fortes fluctuations. Les réflexions dans la salle semi-anéchoïque n'ont pratiquement pas altéré le champ acoustique mesuré, si l'on en juge

### 3.3. CAS DE LABORATOIRE

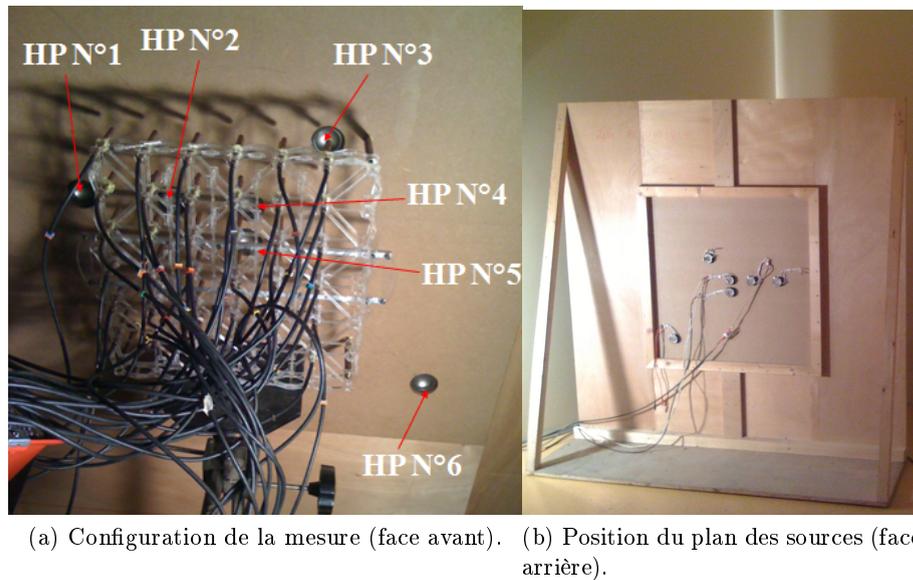


FIGURE 3.6 – Position de l’antenne plane et position des sources sur le plan en bois pour l’application expérimentale de SONAH double couche dans la chambre réverbérante.

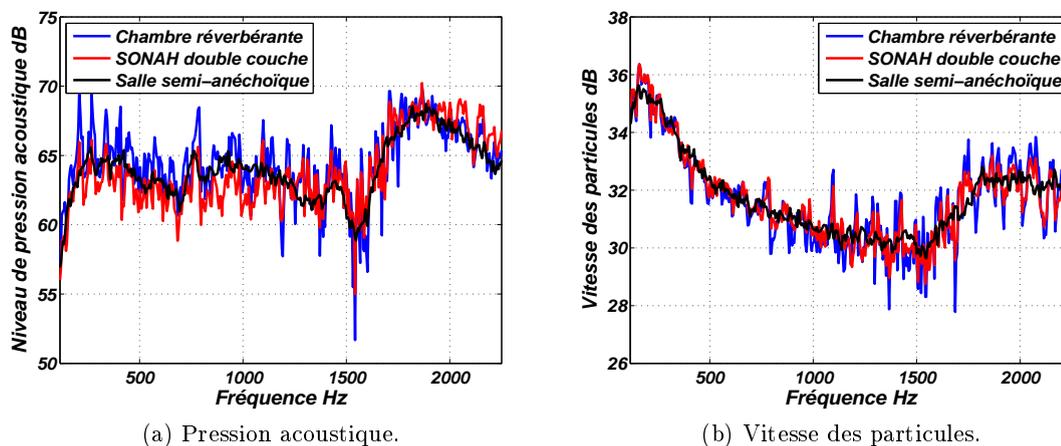


FIGURE 3.7 – Champs de pression acoustique et de vitesse des particules en fonction de la fréquence pour un point situé dans l’axe de la source HP N°4.

par la régularité de la courbe. Comme attendu, les résultats obtenus au chapitre 2 de l’étude numérique (cf. fig 2.18 et 2.19) sont corroborés par l’expérimentation : l’application de la méthode de séparation double couche dans un environnement caractérisé par une forte réverbération a permis de séparer les réflexions venant de l’arrière de l’antenne de mesure. Cela c’est traduit, sur le niveau mesuré, par une diminution de la pression acoustique et

### 3.3. CAS DE LABORATOIRE

---

de la vitesse, mais n'a pas permis de s'affranchir des réflexions provenant du même côté que la source d'intérêt. Ces fortes réflexions ont engendré des erreurs importantes dans l'estimation du champ acoustique par la méthode SONAH, limitant ainsi l'utilisation de cette méthode à des environnements de mesures moins difficiles.

#### 3.3.2.2 FSM p-p

Contrairement à la méthode SONAH double couche, la méthode FSM p-p s'est caractérisée, lors de l'étude numérique (chapitre 2, section **2.3.5**), par sa capacité à prendre en compte les réflexions lors de la séparation. Pour valider les conclusions numériques, la méthode FSM p-p a été mise en oeuvre expérimentalement dans les mêmes conditions que pour la méthode SONAH double couche. Les rayons des demi-sphères de mesure, et la disposition des sondes de pression sur l'antenne hémisphérique sont ceux indiqués dans le chapitre 2 section **2.3.8**. L'antenne hémisphérique est centrée par rapport à l'axe du HP N°4 (cf. fig 3.8).

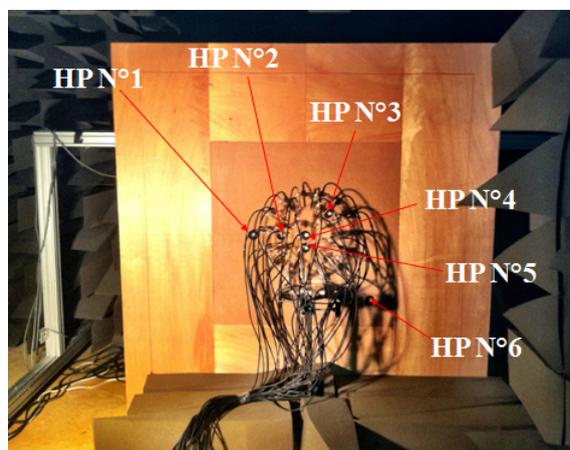


FIGURE 3.8 – Mesures avec l'antenne hémisphérique dans la salle semi-anéchoïque.

Comme précédemment, les mesures sont réalisées sans la présence de source perturbatrice, et en activant uniquement le haut-parleur N°4. Les champs de pression acoustique et de vitesse des particules sont tracés en fonction de la fréquence sur la figure 3.9.

Les pressions acoustiques et les vitesses des particules dans la chambre réverbérante font apparaître, par rapport à celles obtenues en salle semi-anéchoïque, de fortes fluctua-

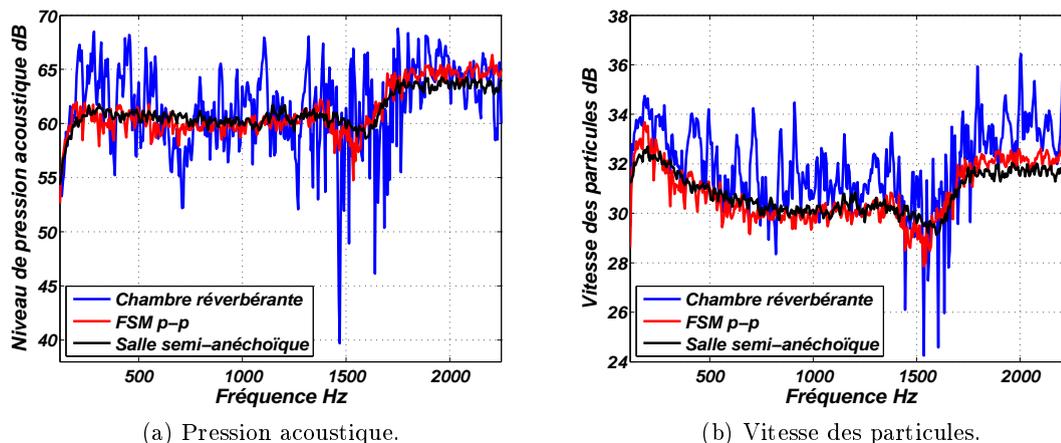


FIGURE 3.9 – Tracés des champs de pression acoustique et de vitesse des particules en fonction de la fréquence d’un point de la surface  $S$  de séparation  $(-0.0156, 0.027, 0.157)$  m.

tions. Après l’application de la méthode FSM p-p, les tracés de ces champs sont plus lisses car la méthode de séparation a permis de s’affranchir des sources images. Il est constaté un bon accord entre les champs acoustiques estimés par la méthode FSM p-p et ceux résultant des mesures réalisées en salle semi-anéchoïque.

Ces premières mesures ont permis d’une part, de valider les résultats des simulations de l’étude numérique du chapitre 2 sections **2.2.7** et **2.3.5**, et d’autre part, de montrer que dans un environnement caractérisé par de fortes réflexions, la méthode FSM p-p permet, contrairement à la méthode SONAH double couche, de s’affranchir de ces réflexions. Les résultats obtenus montrent que la méthode SONAH double couche n’est pas adaptée à un environnement confiné caractérisé par une forte réverbération comme un coffre de voiture. Lors de la séparation, cette méthode ne prend pas en compte les réflexions et cause des erreurs importantes dans l’estimation du champ acoustique de la source à caractériser.

### 3.3.3 Les méthodes FSM p-p et FSM p-v

L’étude numérique des versions FSM p-v et FSM p-p (chapitre 2. section **2.3.3**) a conduit à écarter la méthode FSM p-v car elle sous-estimait le champ acoustique de la source d’intérêt en haute fréquence, du fait des calculs par différences finies à partir des

### 3.3. CAS DE LABORATOIRE

mesures de la pression acoustique sur une double couche. Les deux versions de la méthode de séparation (FSM p-p et FSM p-v) sont appliquées pour une mesure sur le panneau en bois dans la chambre réverbérante. Les haut-parleurs N° 2 et N°4 (cf. fig. 3.8) contenus à l'intérieur des surfaces hémisphériques de mesures sont activés. De plus, afin de perturber la mesure, les haut-parleurs N° 1 et N°6 sont également activés. Les mesures sont réalisées dans la même configuration que celle présentée précédemment dans la section 3.3.2. Les champs en un point de la surface de séparation mesurés dans la chambre réverbérante et calculés par les méthodes FSM p-p et FSM p-v en fonction des fréquences sont tracés et donnés par la figure 3.10.

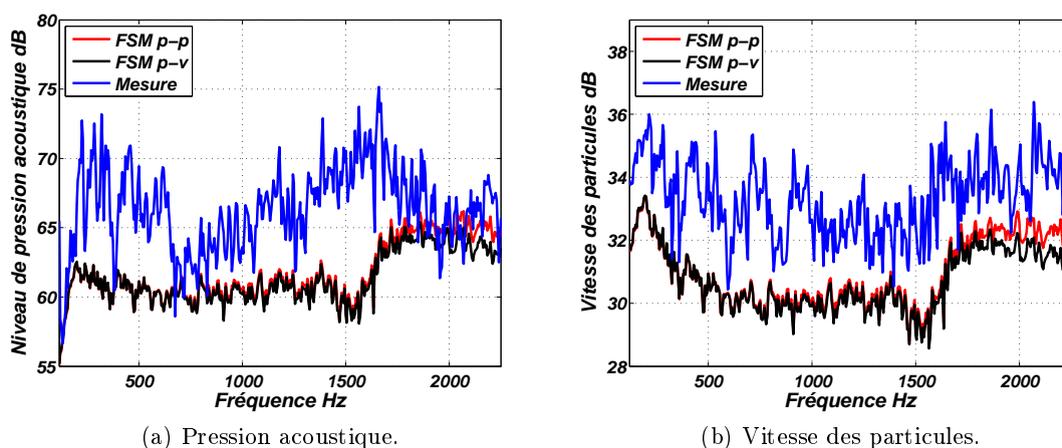


FIGURE 3.10 – Champs des pressions acoustiques et des vitesses des particules en fonction de la fréquence pour un point de la surface  $S$  de séparation  $(-0.0156, -0.027, 0.157)$  m situé dans l'axe de la source HP N°4.

Les champs acoustiques mesurés présentent de fortes fluctuations en fréquence, dues aux réflexions et s'atténuent après l'application des algorithmes FSM. Les courbes des champs acoustiques estimés par les versions FSM p-p et FSM p-v présentent une très bonne concordance pour les fréquences allant de 115 Hz à 700 Hz. A partir de 700 Hz, les tracés commencent à diverger, et leur différence s'accroît au fur et à mesure que l'on progresse vers les hautes fréquences. Ces constatations sont les mêmes que celles observées lors de l'étude numérique, et illustrées par les figures 2.24 et 2.25.

#### 3.3.4 Effet de paroi

La mise en oeuvre de la méthode FSM nécessite la symétrisation des mesures effectuées sur les surfaces hémisphériques par rapport au plan  $x - y$ , avec l'hypothèse d'un sol totalement réfléchissant. Dans cette section, il est étudié l'effet d'une surface absorbante sur l'estimation du champ acoustique de la source d'intérêt par la méthode de séparation, et pour cela la méthode FSM est mise en oeuvre successivement sur un sol réfléchissant de référence, une surface absorbante (cf. fig 3.11b), et une surface très absorbante (cf. fig 3.11c). Les coefficients d'absorption des matériaux utilisés dans cette application sont donnés dans le tableau 3.1. Le champ de la source à caractériser est mesuré par l'antenne hémisphérique sur le sol d'une chambre semi-anéchoïque, sans activer la source perturbatrice, puis comme indiqué par la figure 3.11a, la source perturbatrice est activée. La méthode FSM p-p est utilisée pour estimer le champ de la source d'intérêt. L'expérience est répétée pour les deux configurations utilisant les deux types de matériaux absorbants. Les écarts entre le champ de pression acoustique mesuré, et estimé par la méthode FSM, sont donnés en fonction de la fréquence par les figures 3.11d, 3.11e et 3.11f, pour chacun des points appartenant à la surface de séparation hémisphérique  $S$ . Il est rappelé que la surface de séparation  $S$  a la même géométrie que les surfaces hémisphériques de mesures (Chapitre 2 section **2.3.1** cf. fig 2.22).

La comparaison des résultats de mise en oeuvre de la méthode de séparation sur le sol réfléchissant (cf. fig 3.11d) fait ressortir une très bonne concordance entre le champ mesuré et le champ estimé par FSM p-p pour la gamme de fréquence de 250 Hz à 1440 Hz. En ce qui concerne les fréquences plus élevées allant jusqu'à 2000 Hz, des différences de 2 dB et plus sont constatées. Ceci correspond aux résultats observés lors de l'étude numérique dans le cas d'une surface complètement réfléchissante (cf. fig 2.24 et 2.29). Quant à la mise en oeuvre de la méthode FSM sur une surface absorbante (cf. fig 3.11e), on constate un rétrécissement de la gamme de fréquence pour laquelle le champ de pression mesuré et estimé concordent. L'étendue de cette gamme fréquentielle est comprise entre 250 Hz et 1000 Hz. Pour les points 22 à 36 de la surface de séparation  $S$ , disposés sur l'étage le plus près du plan de la source on constate des écarts entre le champ de pression mesuré et estimé atteignant 9 dB à la fréquence 2000 Hz. Lors de la mise en oeuvre de la méthode

### 3.3. CAS DE LABORATOIRE

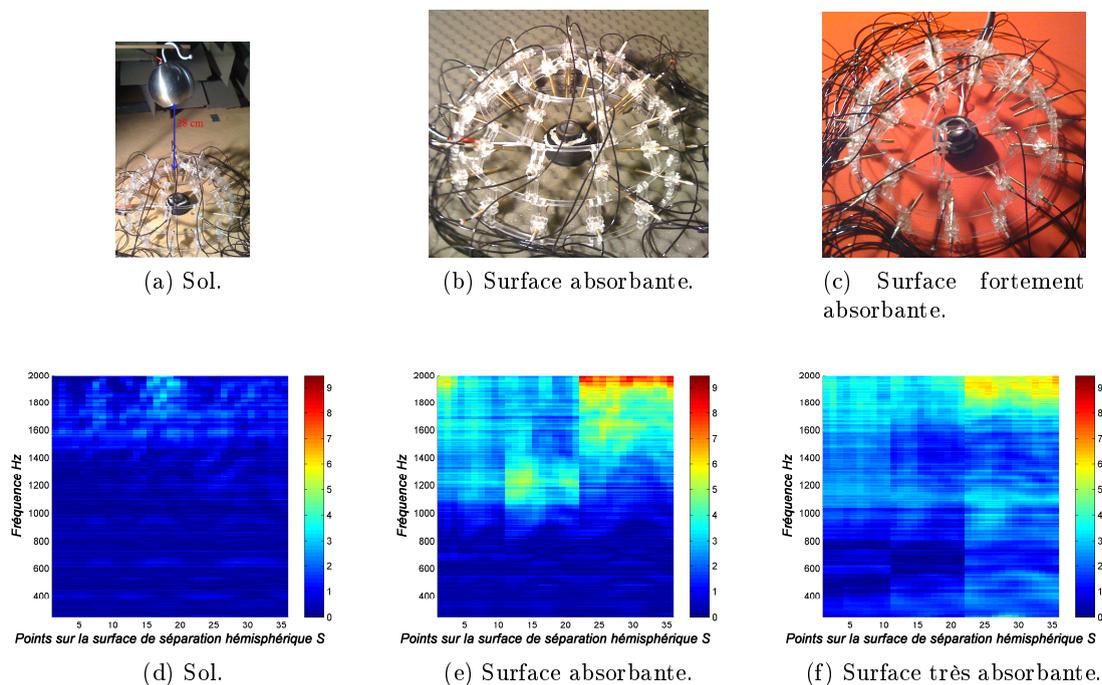


FIGURE 3.11 – Cartes des écarts (dB) entre les niveaux des pressions mesurés dans la chambre semi-anéchoïque, sans activer la source perturbatrice, et ceux estimés par la méthode FSM p-p dans le cas d’une mesure perturbée, en activant la source perturbatrice.

FSM sur une surface fortement absorbante (cf. fig 3.11f), on constate des écarts de plus de 2 dB aux basses fréquence, et ce, principalement aux points 22 à 36 de la surface de séparation  $S$ , disposés au quatrième étage, le plus près du plan de la source. Les erreurs d’estimation dépendent de la valeur du coefficient d’absorption de la surface sur laquelle les mesures sont réalisées ; plus celui-ci est élevé et plus grande est l’erreur d’estimation du champ de pression, limitant par ce fait l’utilisation de la méthode FSM p-p à des surfaces peu absorbantes.

MATÉRIAUX	$\frac{1}{3}$ d’octave 1000 Hz	$\frac{1}{3}$ d’octave 1500 Hz	$\frac{1}{3}$ d’octave 2000 Hz
Surface absorbante	0,3	0,36	0,40
Surface très absorbante	0,90	0,92	0,96

TABLE 3.1 – Coefficients d’absorption des matériaux (cf. Annexe F)

#### 3.3.5 Mise en oeuvre de FSM p-p dans un milieu confiné

Pour simuler l'environnement confiné d'un coffre de voiture, un caisson en bois ayant les mêmes dimensions que le coffre d'une Peugeot 508 sw a été réalisé (cf. fig 3.12). Ses dimensions sont les suivantes :  $L_x = 0,8$  m,  $L_y = 1,1$  m, et une profondeur variant entre 0,6 m et 0,5 m du fait de l'inclinaison du dossier arrière. Les parois intérieures du caisson ont été recouvertes par un feutre légèrement absorbant du type de celui équipant certaines automobiles. Les sources utilisées sont des haut-parleurs Audax HMZ12 disposés comme suit : les haut-parleurs HP N° 1 et HP N° 2 sont placés sur chacun des côtés latéraux du caisson simulant les passages des roues d'une voiture, le haut-parleur N° 3 est encastré dans la base du caisson pour simuler l'échappement, et les haut-parleurs N° 5 et N° 4 ont été introduits pour simuler des perturbations venant de l'habitacle. Le haut-parleur N° 5 est placé sur le couvercle du caisson qui représente la tablette du coffre, et le haut-parleur N° 4 sur la paroi représentant la banquette arrière de la voiture.

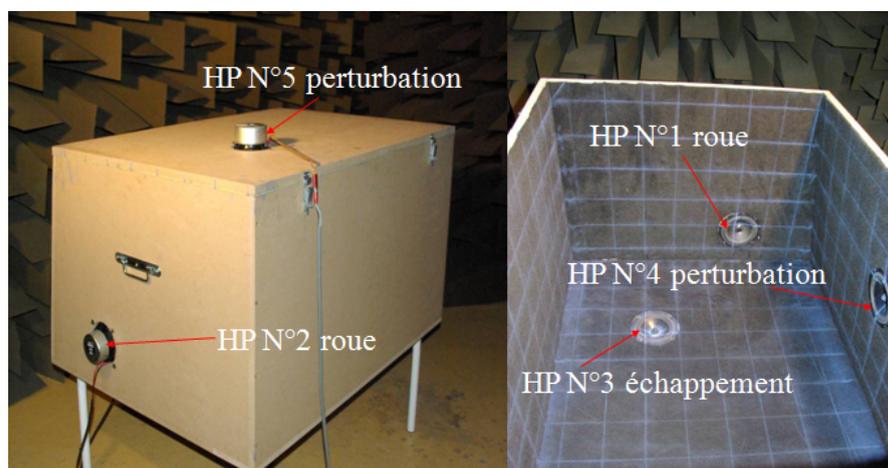


FIGURE 3.12 – Caisson en bois représentant un coffre de voiture.

##### 3.3.5.1 Influence des sources perturbatrices

L'antenne hémisphérique de mesure est centrée sur le HP N° 3 (cf. fig 3.12). Dans un premier temps, les mesures sont réalisées en activant seulement la source d'intérêt, sans source perturbatrice. La méthode FSM p-p est appliquée pour séparer le champ de la source, de ses réflexions sur les parois du caisson. Les pressions acoustiques et les vitesses

### 3.3. CAS DE LABORATOIRE

des particules mesurées, et estimées par FSM p-p, d'un point  $(-0.0156, 0.027, 0.157)$  m de la surface de séparation hémisphérique  $S$  sont tracées en fonction de la fréquence, sur la figure 3.13.

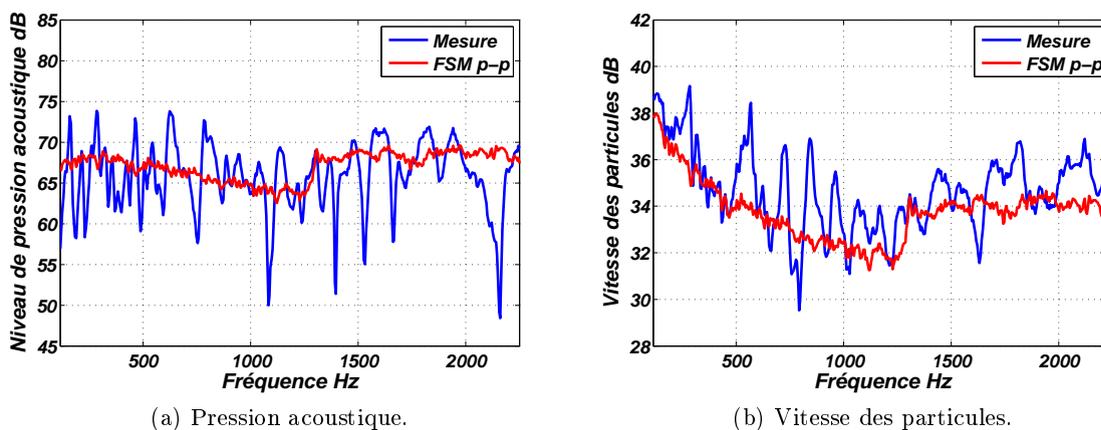


FIGURE 3.13 – Tracés des champs des pressions acoustiques et des vitesses des particules en fonction de la fréquence des champs mesurés, et estimés par FSM p-p, d'un point appartenant à la surface de séparation  $S$  (pt  $(-0.0156, 0.027, 0.157)$  m), pour la configuration où seul le haut-parleur N°3 est activé.

Le champ acoustique mesuré présente de fortes fluctuations dues au caractère confiné de la mesure (cf. fig 3.13). La méthode de séparation FSM p-p permet de soustraire les réflexions du champ acoustique mesuré, ce qui conduit à des courbes plus lisses. Ensuite, les HP N° 2 et HP N° 5 sont activés et les champs au point  $(-0.0156, 0.027, 0.157)$  m de la surface de séparation  $S$  sont tracés en fonction de la fréquence sur la figure 3.14.

La méthode a permis de séparer les différentes contributions issues des sources perturbatrices (HP N° 2 et HP N° 5), et des réflexions dues au caractère confiné des mesures. Les courbes des pressions acoustiques et des vitesses des particules estimées par FSM p-p (cf. fig 3.14) sont les mêmes que celles calculées pour une configuration de mesure similaire, mais sans sources perturbatrices. Cela permet de valider la méthode de séparation pour des mesures perturbées par d'autres sources.

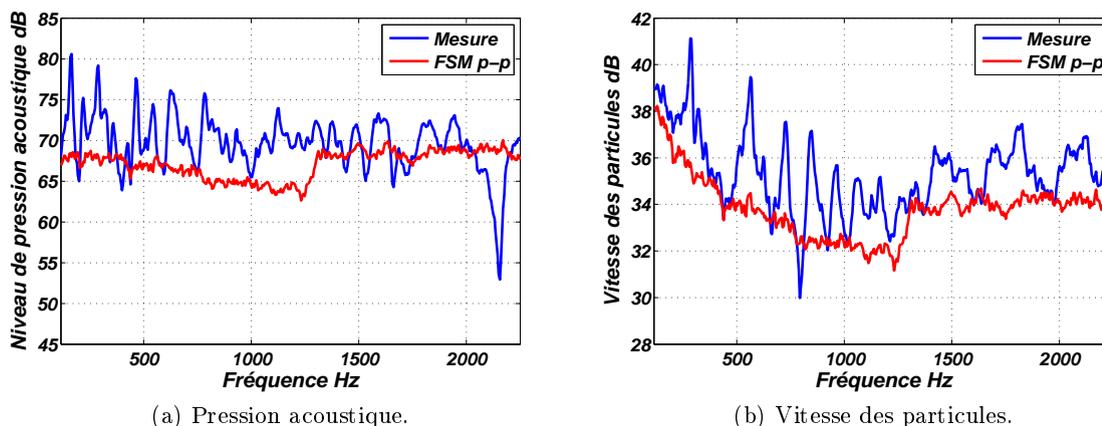


FIGURE 3.14 – Tracés des champs de pression acoustique et de vitesse des particules en fonction de la fréquence. Champs mesuré et estimé par FSM p-p, sur le point  $(-0.0156, 0.027, 0.157)$  m appartenant à la surface de séparation  $S$ , pour la configuration où les mesures sont perturbées par les HP N° 2 et HP N° 5.

### 3.3.5.2 Source décentrée par rapport à l'antenne hémisphérique de mesure

Dans les applications précédentes, la méthode a été mise en oeuvre pour la caractérisation de sources contenues à l'intérieur des surfaces de mesures, et centrées par rapport au centre de l'antenne hémisphérique. Dans le but de tester la robustesse de la méthode FSM p-p vis à vis du centrage de la source, une application est réalisée dans le caisson en bois afin de caractériser le HP N° 3. La source d'intérêt est ainsi décentrée par rapport au centre de l'antenne de mesure, et une partie du HP N° 3 est positionnée à l'extérieur des surfaces de mesures hémisphériques (cf. fig 3.15). Le champ acoustique ainsi mesuré est perturbé par les réflexions dues au caractère confiné de l'environnement, et par le rayonnement des HP N°1 et HP N°2.

Le champ acoustique estimé par la méthode FSM p-p sur la surface de séparation  $S$  est pondéré par les fonctions de Hankel de seconde espèce pour propager le champ acoustique sur le plan de  $50 \times 50 \text{ cm}^2$  tangent à l'hémisphère, afin de bien visualiser la position de la source. Les niveaux, par tiers d'octave, de pression acoustique du champ estimé par la méthode FSM p-p sont donnés sur la figure 3.16.

### 3.3. CAS DE LABORATOIRE



FIGURE 3.15 – Mesures dans le caisson, dans le cas d’une source décentrée par rapport au centre de l’antenne de hémisphérique de mesure.

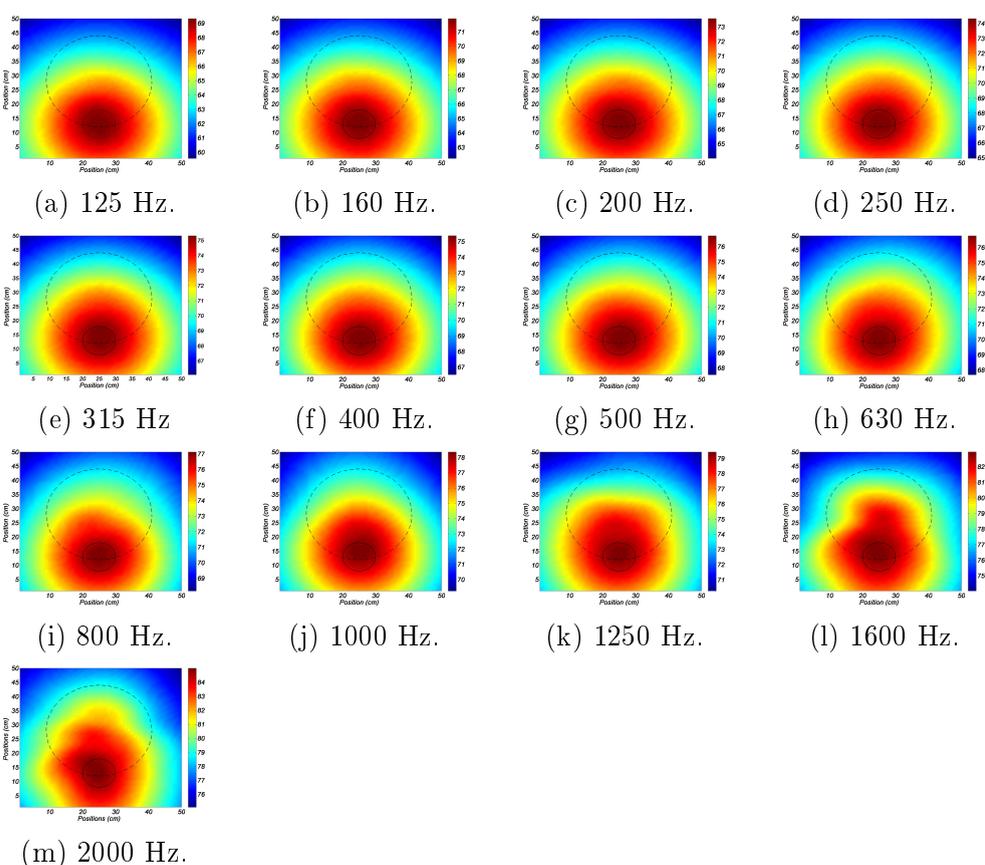


FIGURE 3.16 – Cartes des niveaux de pression acoustique (dB) sur le plan de  $50 \times 50$  cm, à 16 cm du plan de mesure, pour la caractérisation par la méthode FSM p-p de la source (HP N° 3 représenté par le petit cercle tracé en trait continu) dans le caisson, et décentrée par rapport au centre de l’antenne hémisphérique de mesure représentée par le grand cercle tracé en trait discontinu, avec les sources perturbatrices HP N° 1 et HP N° 2.

Il est constaté que la méthode de séparation FSM p-p permet de localiser correctement la source d'intérêt, et ce, malgré la difficulté de la mise en oeuvre du fait que la source (HP N° 3) est décentrée par rapport au centre de l'antenne hémisphérique, et qu'une partie de la source n'est pas contenue à l'intérieur de la surface de séparation  $S$  (cf. fig 3.15). Pour les tiers d'octave 125 Hz à 500 Hz (cf. fig 3.16) la source (HP N° 3) est bien localisée, et dans les tiers d'octaves allant de 630 Hz à 1000 Hz des erreurs sur les cartes des champs de pression acoustique sont constatées. Ces erreurs vont en s'accroissant vers les fréquences élevées (tiers d'octave 1600 Hz et 2000 Hz), où la carte du niveau de pression acoustique est de plus en plus distordue. Les erreurs de reconstruction résultent en partie du fait que l'ordre de décomposition des harmoniques sphériques ( $N=7$ ) n'est pas suffisant. Il a été montré dans l'étude numérique (chapitre 2 section **2.3.9**) que l'ordre de décomposition pour des sources décentrées et très directives est important, notamment pour les fréquences élevées. Dans le cas cette configuration, mais avec une source centrée par rapport à l'antenne de mesure, il n'a pas été observé d'erreur sur les cartes des niveaux du champ de pression acoustique (cf. Annexe E).

#### 3.3.5.3 Dynamique d'affichage

On a montré au chapitre 2 section **2.3.5**, que lorsque l'on met en oeuvre la méthode FSM p-p dans une configuration de mesure sur une position où aucune source n'est présente sous l'antenne hémisphérique, un champ acoustique sortant non nul est calculé du fait des erreurs de calcul. Il est donc nécessaire, avant d'appliquer la méthode pour localiser et caractériser des sources de bruit, d'imposer un seuil et une dynamique d'affichage pour éviter d'interpréter les erreurs de calcul de la méthode de séparation comme un champ acoustique issu d'une source physique. Pour cela, sur le fond du caisson une mesure est réalisée sur une position où aucune source n'est activée sous l'antenne hémisphérique de mesure, mais avec la perturbation des mesures apportée par l'activation des sources HP N° 5 et HP N° 2 (cf. fig 3.12). Les cartes des niveaux sonores mesurés, et ceux estimés par la méthode de séparation sur la surface  $S$ , sont données sur la figure 3.17.

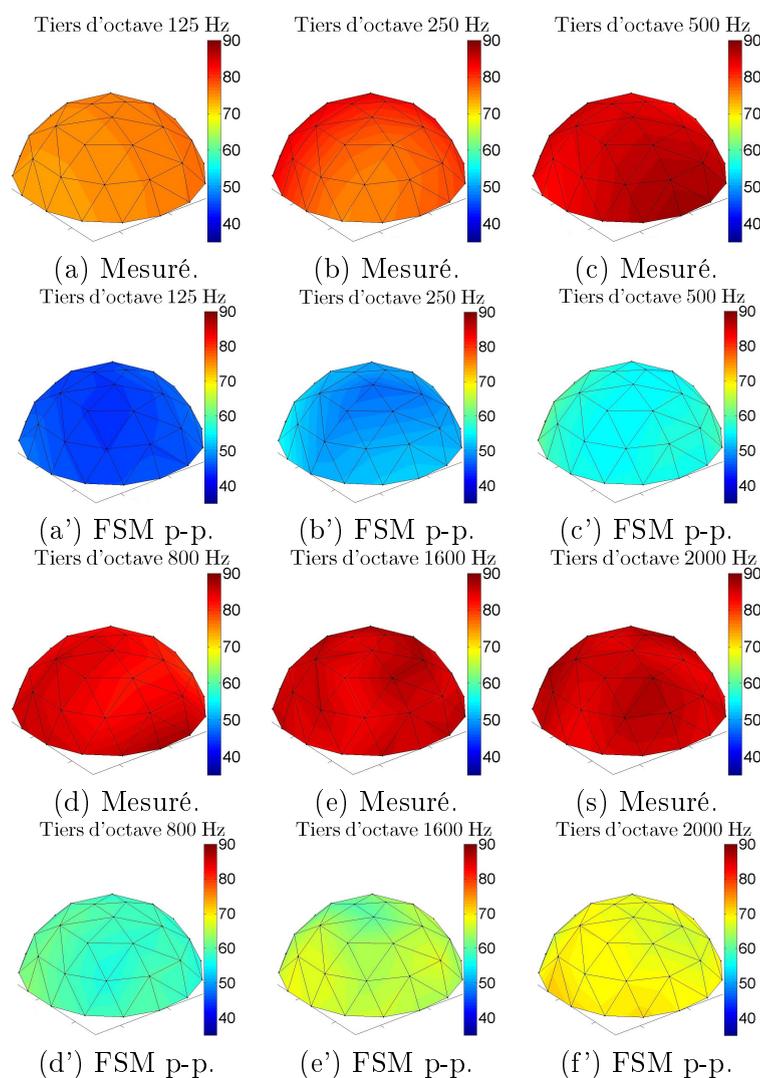


FIGURE 3.17 – Cartes des niveaux moyens des pressions acoustiques (dB) mesurés et estimés par FSM p-p, pour une application dans le caisson en bois sur une position où aucune source n'est activée sous l'antenne hémisphérique de mesure, et avec l'activation de deux sources perturbatrices HP N°2 et HP N° 5.

La mise en oeuvre de la méthode FSM p-p, dans une configuration où aucune source n'est présente sous l'antenne hémisphérique, devrait normalement déterminer un champ sortant nul, ce qui n'est pas le cas (cf. fig 3.17). Il a été constaté, pour les tiers d'octave de 125 Hz à 250 Hz, un écart de 35 dB entre le niveau moyen de la pression acoustique mesuré et celui estimé par FSM p-p (cf. fig 3.18). Cet écart diminue en fonction de l'augmentation des fréquences : il est de 30 dB pour les tiers d'octave de 315 Hz à 500 Hz, de 28 dB

à 630 Hz, de 25 dB à 800 Hz, de 23 dB à 1000 Hz, de 20 dB à 1250 Hz, également de 20 dB à 1600 Hz, et de 16 dB à 2000 Hz. Ces écarts entre les niveaux moyens des pressions acoustiques mesurés et estimés en fonction des fréquences correspondent à la dynamique d'affichage pour laquelle les erreurs de calcul de la méthode de séparation sont prises en compte.

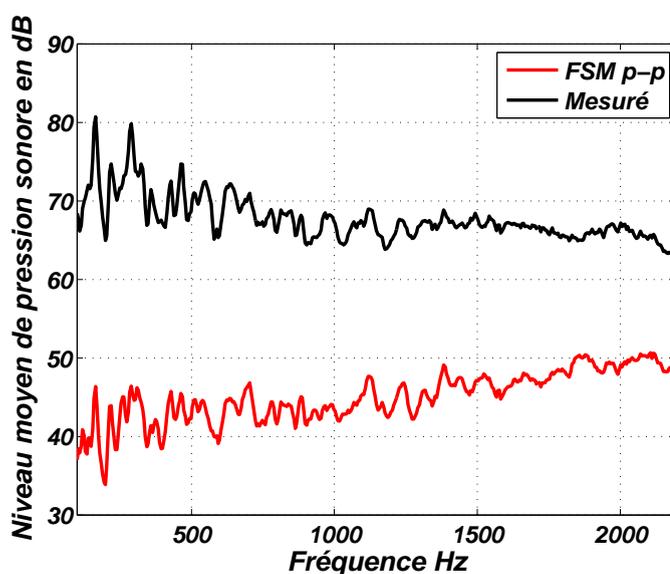


FIGURE 3.18 – Niveaux moyens des pressions acoustiques mesurées et estimées par FSM p-p en fonction des fréquences d'étude (115 Hz à 2250 Hz) pour une configuration de mise en oeuvre de la méthode de séparation dans le caisson sur une position où aucune source n'est activée sous l'antenne hémisphérique, et avec l'activation des sources perturbatrices HP N° 2 et HP N° 5 (cf. fig 3.12).

#### 3.3.5.4 Source étendue

Pour se rapprocher le plus possible de la réalité et identifier les sources de bruit dans le coffre d'une voiture en condition de roulage, la méthode de séparation est utilisée dans le caisson en activant trois sources. La première HP N° 3 simule l'échappement, la seconde HP N° 2 la roue côté droit, et la troisième HP N° 5 les perturbations provenant de l'habitacle par l'intermédiaire de la tablette de séparation (cf. fig 3.12). Dans les conditions de roulement, des sources étendues peuvent être excitées et sont simulées dans cette application en excitant le panneau latéral gauche du caisson par un pot vibrant, comme indiqué dans la figure 3.19.

### 3.3. CAS DE LABORATOIRE

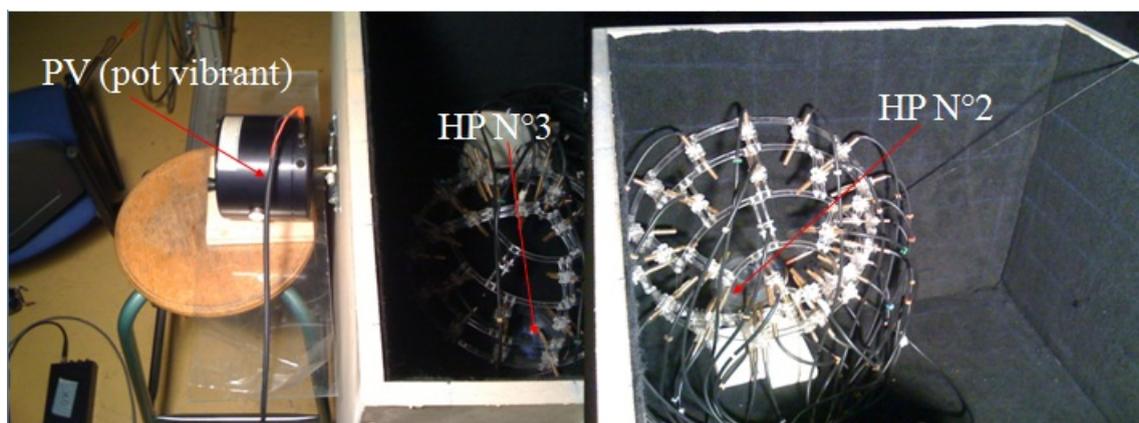
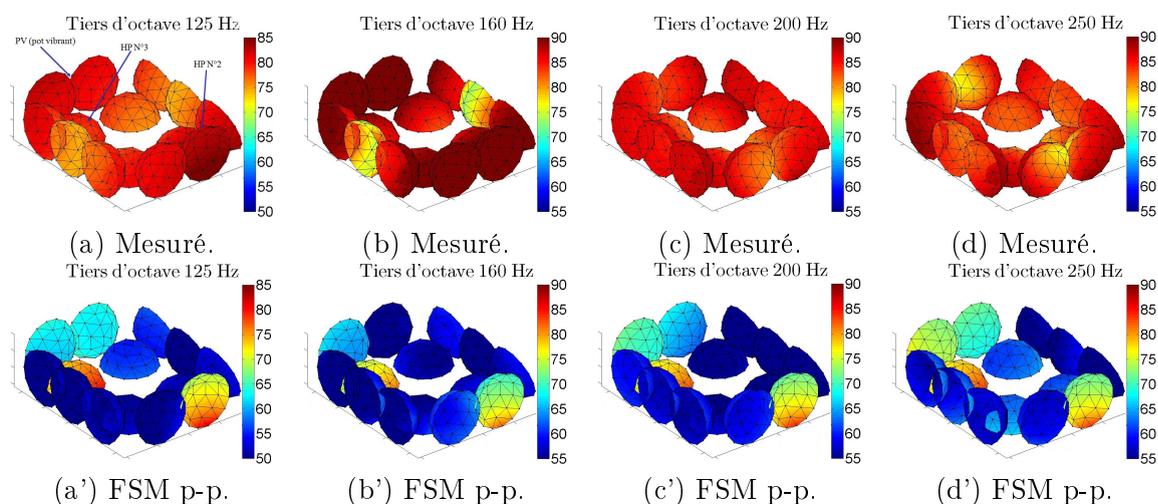


FIGURE 3.19 – Mesure dans le caisson dans le cas d’une source décentrée par rapport au centre de l’antenne de hémisphérique de mesure.

Un balayage complet du caisson est réalisé avec l’antenne hémisphérique de mesure : quatre positions de mesure sur la base du caisson, deux positions sur chacune des parois latérales, et trois positions sur chacune des deux surfaces restantes. Les sources HP N° 3 et HP N° 2 sont décentrées par rapport au centre de l’antenne de mesure hémisphérique (cf. fig 3.19). Les niveaux de pression acoustique mesurés par l’antenne hémisphérique et estimés par la méthode FSM p-p, sur la surface de séparation hémisphérique  $S$ , sont donnés par les cartes en tiers d’octave de 125 Hz à 1600 Hz, et représentés par la figure 3.20.



### 3.3. CAS DE LABORATOIRE

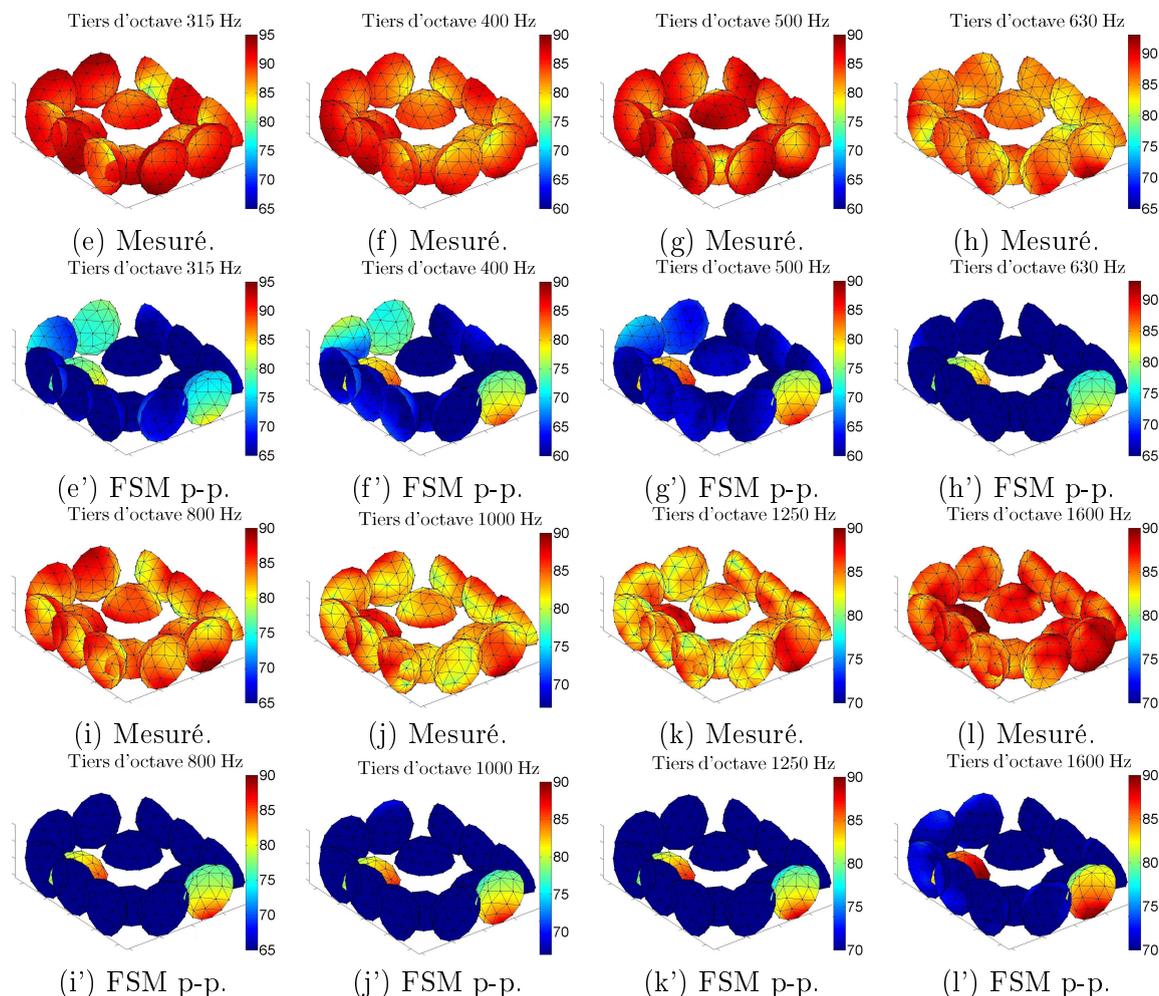


FIGURE 3.20 – Cartes des niveaux des pressions acoustiques (dB) mesurés et estimés par la méthode FSM p-p lors de la mise en oeuvre de la méthode de séparation dans le caisson, où trois sources sont activées : le HP N° 3 simule l'échappement, le HP N°2 représente la roue côté couche, et le HP N° 5 les perturbations provenant de l'habitacle, plus l'excitation du panneau latéral gauche par un pot vibrant.

Les cartes tracées des niveaux des pressions acoustiques mesurés, sans séparation, ne permettent pas d'identifier les positions des sources mises en jeu (HP N° 3, HP N° 2 et PV). L'application de la méthode FSM p-p sépare les contributions issues des sources et des réflexions dues au caractère confiné de l'application, et permet de localiser parfaitement la position des sources HP N° 3 et HP N° 2 sur les cartes dans toute la gamme fréquentielle de l'étude. Le panneau latéral gauche, excité par le pot vibrant est clairement identifié sur les cartes aux tiers d'octave de 125 Hz à 400 Hz par son rayonnement. Cependant, il est à

souligner que pour une configuration où toutes les sources (HP N° 3, HP N° 2 et HP N° 5) sont désactivées, à l'exception du pot vibrant, le rayonnement du panneau est observé pour les tiers d'octave de 500 Hz, 630 Hz et 800 Hz (cf. fig 3.21). La dynamique d'affichage qui est imposée pour éviter les erreurs d'interprétation a l'inconvénient de filtrer également les sources de bruit rayonnant en dehors de cette dynamique.

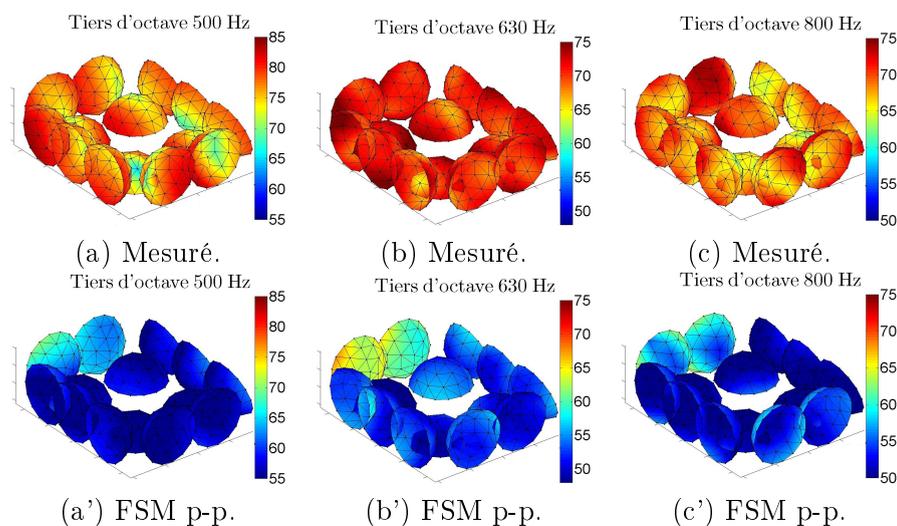


FIGURE 3.21 – Cartes des niveaux des pressions acoustiques (dB) mesurés et estimés par la méthode FSM p-p, lors de la mise en oeuvre de la méthode de séparation avec le panneau latéral gauche excité par un pot vibrant (cf. fig 3.19).

## 3.4 Application de FSM p-p en conditions réelles

### 3.4.1 Introduction

Il est rappelé que l'objet de cette thèse est le développement d'une méthodologie de mesure dans un environnement difficile (coffre de voiture) afin de localiser et caractériser les sources de bruit et d'en comprendre leurs origines, en vue de leur atténuation ou de leur élimination, et dans ce cadre la méthode FSM p-p a été proposée. Elle a fait l'objet d'applications numériques et expérimentales qui ont mis en exergue ses avantages, et conduit à la retenir comme solution pour atteindre les objectifs industrielles assignés. Dans ce qui va suivre, la méthode FSM p-p est mise en oeuvre dans des conditions industriels pour localiser et caractériser les sources de bruit dans le coffre d'une automobile Peugeot 508 sw.

#### 3.4.2 Mise en oeuvre de FSM p-p dans le coffre de voiture

La méthode est utilisée dans le cadre du projet LICORVE pour localiser et caractériser les sources de bruit dans le coffre d'une Peugeot 508 sw, afin de tester l'efficacité des solutions apportées par les équipementiers responsables de l'habillage de coffre par des garnitures. Les mesures sont réalisées dans une chambre semi anéchoïque équipée d'un banc à 4 rouleaux (cf. fig 3.22) mis à disposition par un des partenaires du projet LICORVE : le Centre Européen de Technologie et Recherche en Acoustique et Matériaux (EMITECH-CETRAM).

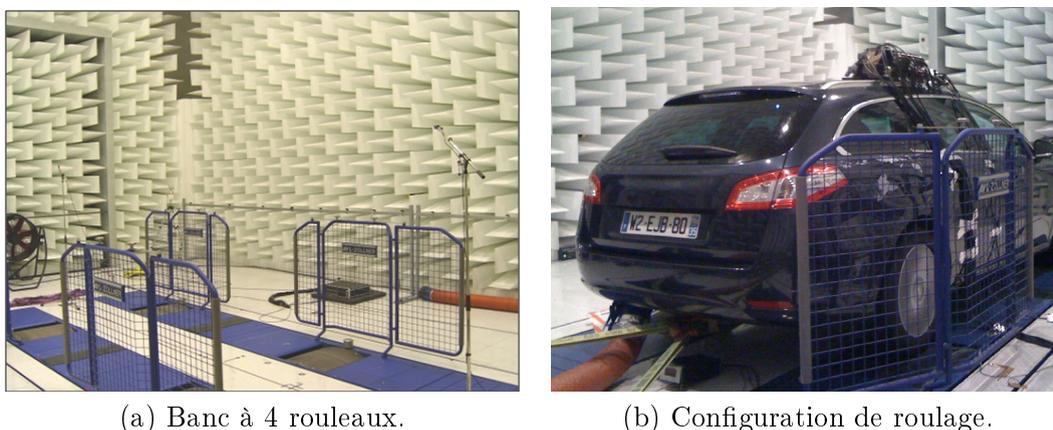


FIGURE 3.22 – Configuration de roulage de la Peugeot 508 sw lors des mesures.

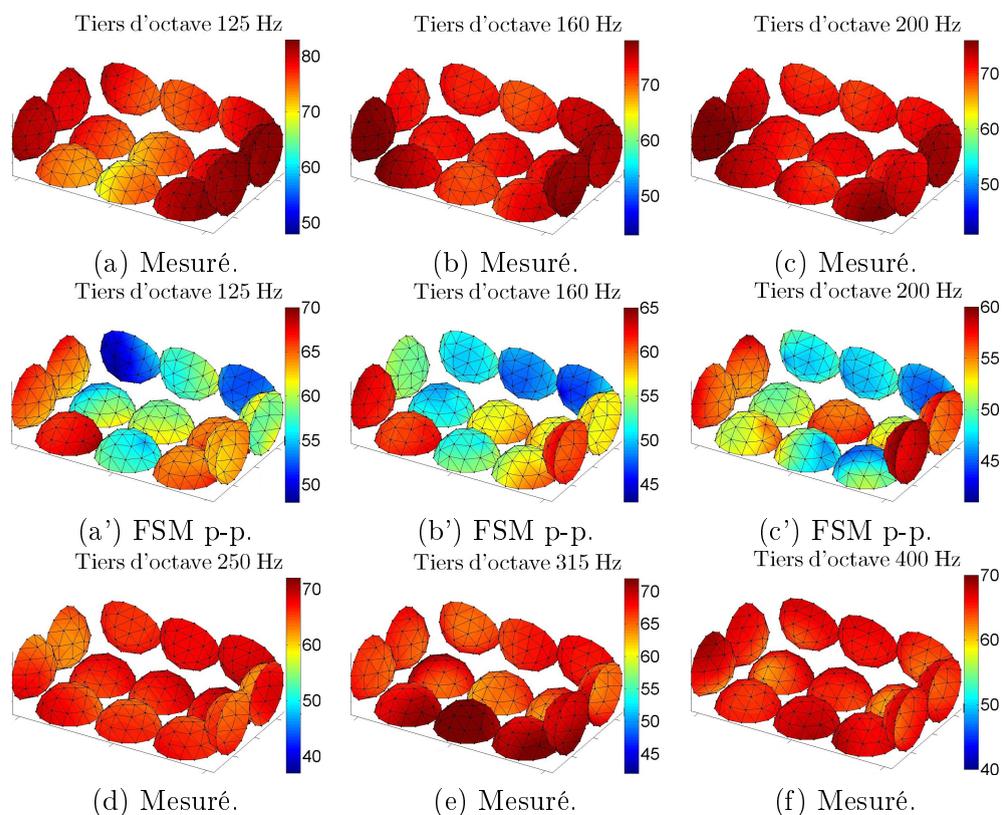
Lors des mesures, la configuration de l'antenne est la même que celle utilisée lors des applications de laboratoire (section 3.3) sur le caisson. Pour rappel, la configuration de l'antenne de mesure est donnée ci-après :

- les rayons des deux surfaces de mesures hémisphériques sont  $a_1 = 17,5$  cm et  $a_2 = 14,5$  cm ;
- chacune des surfaces de mesures sont composées de 36 sondes de pression, disposées de manière à respecter l'échantillonnage spatial (Chapitre 2, section 2.3.9) et permettant d'atteindre l'ordre de décomposition des harmoniques sphérique nécessaire (Chapitre 2, section 2.3.1) ;
- la séparation du champ mesuré se fait sur une surface hémisphérique  $S$  de rayon 16 cm équidistante des deux surfaces de mesure ; la mise en oeuvre de la méthode

### 3.4. APPLICATION DE FSM P-P EN CONDITIONS RÉELLES

FSM p-p consiste à réaliser la séparation sur les surfaces hémisphériques de mesure de rayon  $a_1 = 17,5$  cm et  $a_2 = 14,5$  cm, correspondant respectivement aux fréquences de coupure 2200 Hz et 2650 Hz. Par conséquent, la fréquence de coupure la plus petite (2200 Hz) est retenue, jusqu'à laquelle la méthode FSM p-p est considérée efficace.

Un balayage complet du coffre de la 508 ws est réalisé avec l'antenne hémisphérique : six positions sont nécessaires pour couvrir le tapis du coffre, deux positions sur chacune des parois latérales, et trois positions sur la banquette arrière. Les rouleaux du banc sont équipés d'un matériau caractéristique d'une route ayant un indice de rugosité élevé. La voiture est lancée à une vitesse de 90 km/h, avec la boîte de vitesse engagé sur le troisième rapport. Les niveaux des pressions acoustiques mesurés et estimés sur la surface hémisphérique  $S$ , et ce, pour chacune des positions de mesure de l'antenne sont donnés pour les tiers d'octave 125 Hz à 630 Hz par les cartes de la figure 3.23.



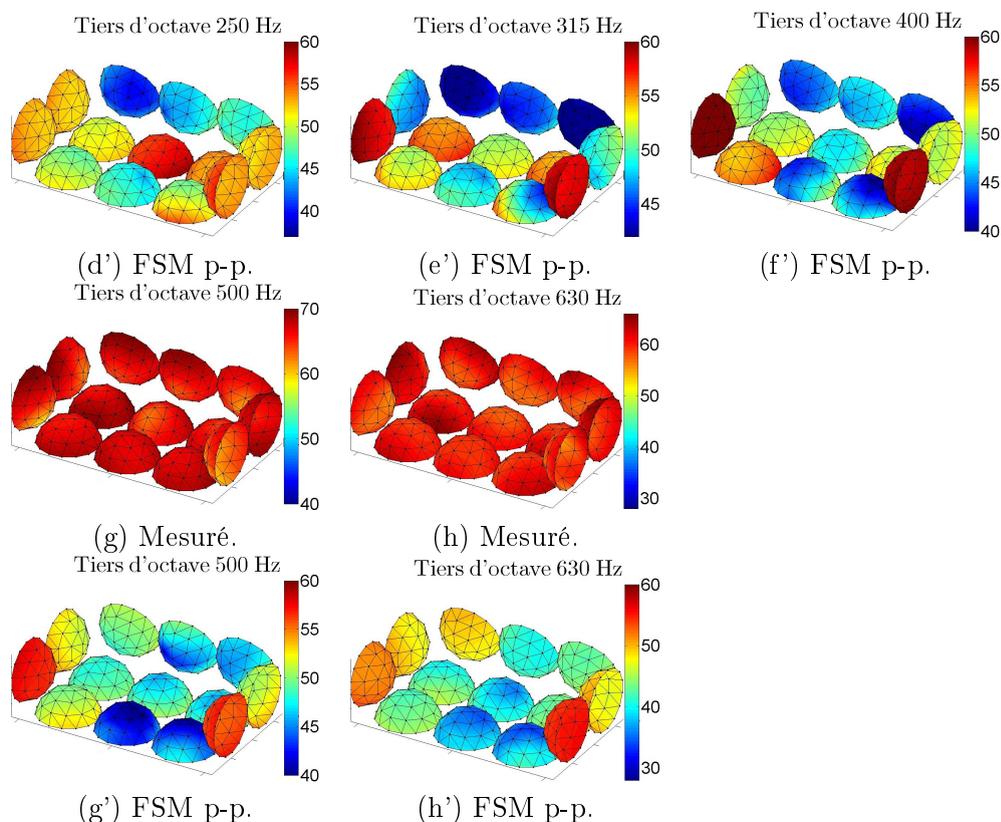


FIGURE 3.23 – Cartes des niveaux sonores (dB) mesurés et estimés dans le coffre d’une automobile Peugeot 508 sw, en condition de roulage.

Les cartes des niveaux sonores mesurés, sans séparation ne permettent pas d’identifier les zones de bruit. Après l’application de la méthode FSM p-p, les différentes contributions sont séparées, et les deux côtés latéraux sont identifiés comme les sources de bruit émergentes, de 65 dB à 125 Hz, puis diminuant pour les fréquences élevées, en atteignant 53 dB pour le tiers d’octave 630 Hz. Au-delà de ces fréquences, les niveaux sonores estimés sont faibles, ce qui nous conduit à retenir essentiellement une gamme fréquentielle de bruit comprise entre 125 Hz et 630 Hz. Le tapis du coffre se singularise, aux tiers d’octave allant de 125 Hz à 400 Hz, par des niveaux sonores plus ou moins forts selon la position jusqu’à atteindre un niveau de 70 dB. Aux tiers d’octave supérieurs à 500 Hz, les niveaux sonores estimés sont faibles.

Dans la deuxième application, la vitesse de la voiture est maintenue à 90 km/h avec

### 3.4. APPLICATION DE FSM P-P EN CONDITIONS RÉELLES

deux nouvelles conditions de roulement : moteur éteint (entraînement de la voiture par le banc à rouleaux), et moteur en marche pour un rapport de la boîte de vitesse engagée sur la cinquième. Les cartes des niveaux des pressions acoustiques estimés sur la surface hémisphérique  $S$  pour chacune des conditions sont données par la figure 3.24.

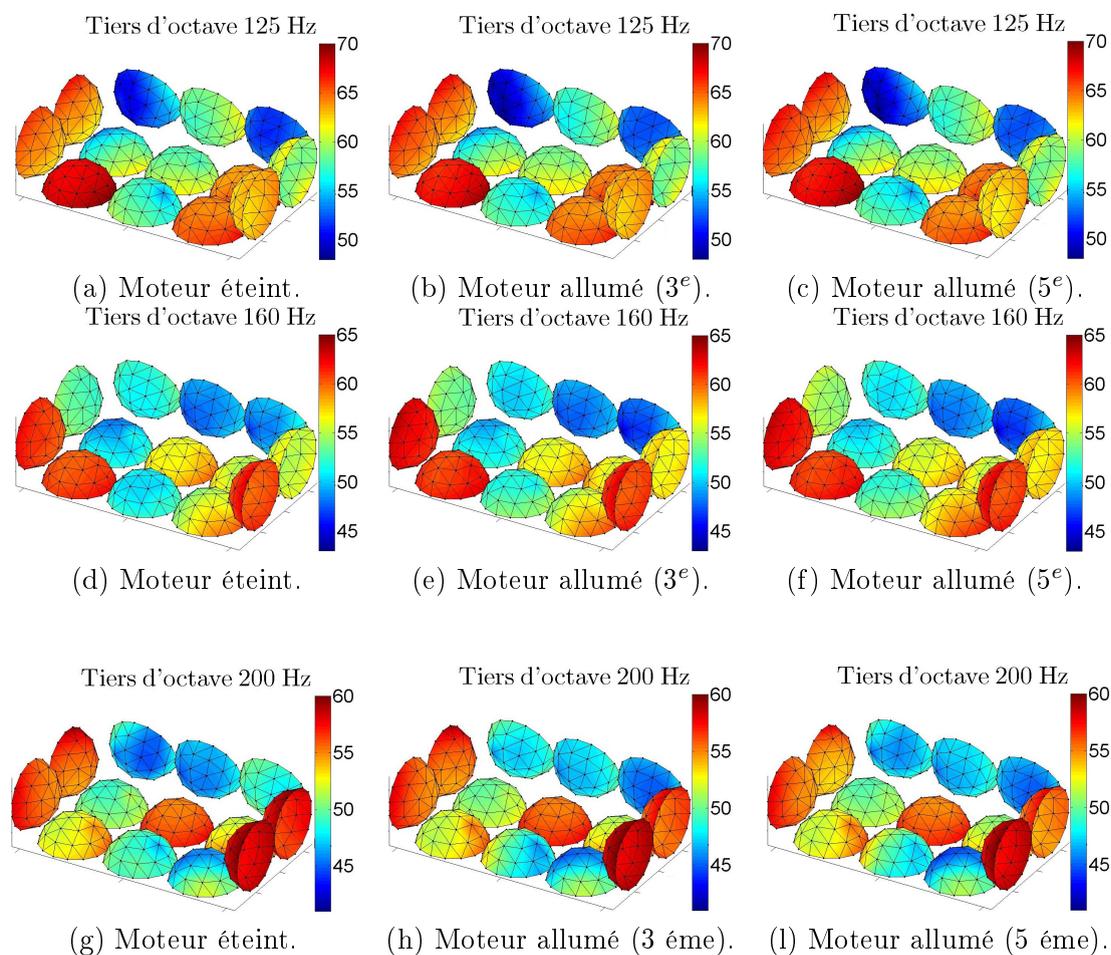


FIGURE 3.24 – Cartes des niveaux sonores (dB) mesurés et estimés par FSM p-p, dans le coffre d'une automobile Peugeot 508 sw pour trois conditions de roulage, à une vitesse constante de 90 km/h : moteur éteint (a,d,g), moteur allumé avec la boîte de vitesse engagée sur le 3 ème rapport (b,e,h), et moteur allumé avec la boîte de vitesse engagée sur le 5 ème rapport (c,f,i).

Pour les trois conditions de roulement (moteur éteint, moteur en marche avec un rapport de la boîte de vitesse engagé sur la troisième, et puis sur la cinquième) les cartes des niveaux sonores estimés par la méthode FSM p-p donnent quasiment les mêmes résultats, exprimant ainsi la prédominance des bruits de roulement du fait de l'indice de rugosité

élevé du matériau équipant les rouleaux du banc.

### 3.4.3 Validité des solutions proposées pour réduire les bruits dans le coffre de la 508 sw

La mise en oeuvre de la méthode FSM p-p dans le coffre de la 508 sw a permis de localiser les principales zones de bruit. Les équipementiers ont appliqué des solutions de garnitures pour atténuer le niveau sonore dans le coffre. La méthode FSM est alors utilisée pour estimer l'efficacité de ces solutions. Dans un premier temps, le traitement est réalisé sur le tapis du coffre. La voiture est lancée à une vitesse de 90 km/h avec la boîte de vitesse engagée sur le 3<sup>ème</sup> rapport. Les cartes des niveaux sonores avant et après le traitement du tapis du coffre sont données par la figure 3.25.

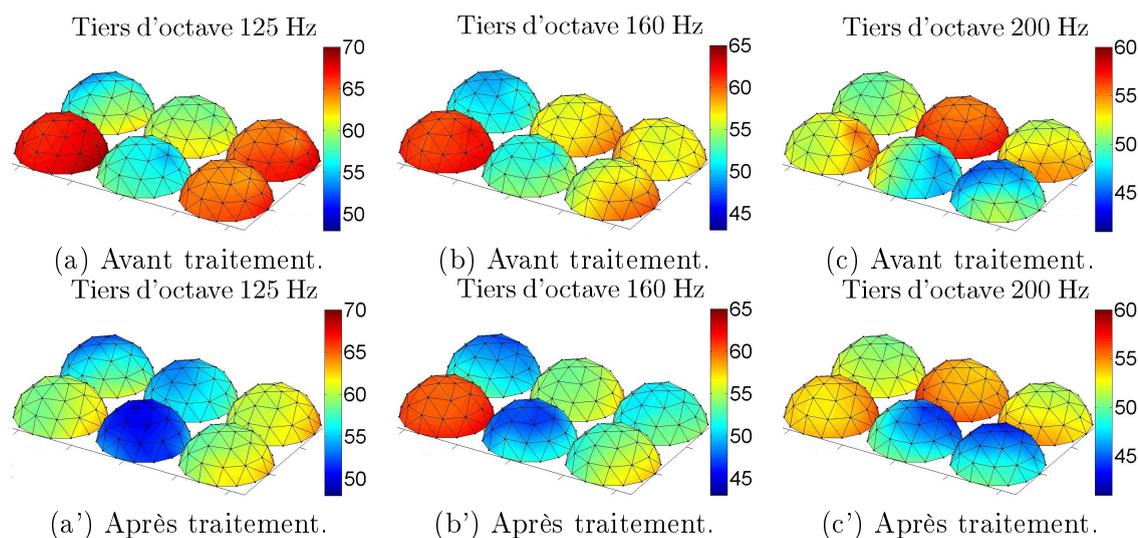


FIGURE 3.25 – Cartes des niveaux des pressions acoustiques (dB) estimés par FSM p-p avant et après traitement du tapis de coffre, pour une mise en oeuvre de la méthode de séparation où la voiture est lancée à une vitesse constante de 90 km/h avec la boîte de vitesse engagée sur le 3<sup>ème</sup> rapport.

Pour le tiers d'octave 125 Hz, les cartes montrent qu'après l'application du traitement acoustique, une diminution significative d'environ 7 dB est obtenue par rapport aux niveaux avant traitement. Concernant les fréquences plus élevées, il n'est constaté aucune amélioration notable, traduisant ainsi l'efficacité du traitement aux seules basses fréquences (115 Hz à 140 Hz). Dans un second temps, le traitement concerne les côtés latéraux gauche

### 3.4. APPLICATION DE FSM P-P EN CONDITIONS RÉELLES

et droit du coffre de la 508 sw. Les conditions de roulement de la voiture sont toujours les mêmes : voiture lancée à une vitesse de 90 km/h avec la boîte de vitesse engagée sur le 3ème rapport. Bien que plusieurs matériaux aient été testés pour la réduction des niveaux sonores, il n'est présenté que les résultats obtenus avec le matériau le plus efficace. Les cartes des niveaux sonores du côté latéral gauche et droit, avant et après l'application du traitement acoustique, sont données par la figure 3.26.

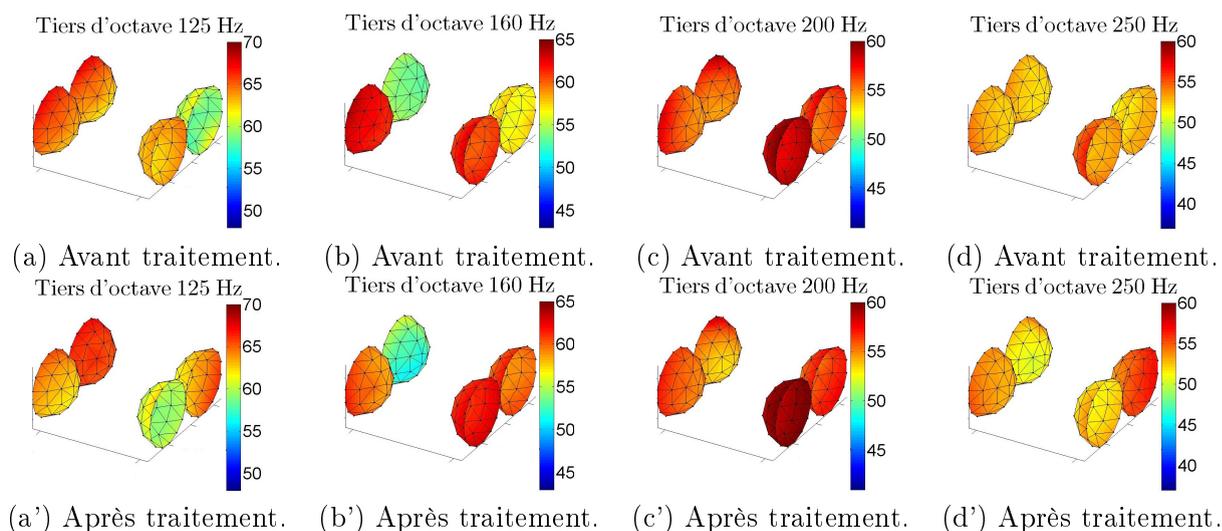


FIGURE 3.26 – Cartes de niveau des pressions acoustiques (dB) estimées par FSM p-p, avant et après traitement du côté latéral gauche et droit du coffre, pour une mise en oeuvre de la méthode de séparation où la voiture est lancée à une vitesse constante de 90 km/h avec la boîte de vitesse engagée sur le 3ème rapport.

La comparaison des cartes des niveaux sonores des deux côtés latéraux du coffre avant et après traitement acoustique ne fait ressortir aucune différence significative, ce qui nous conduit à préconiser le maintien de la configuration de série pour éviter d'engager des coûts de production inutiles par l'équipementier

Ainsi, l'application de la méthode FSM p-p dans le cas du coffre de la 508 SW, a permis de localiser les zones de bruit les plus émergentes. Le changement des conditions de roulage et le maintien de la vitesse à 90 km/h ont également permis d'identifier la prédominance des bruits de roulement dans le coffre pour un indice de rugosité élevé des rouleaux du banc. La deuxième application a testé les différents traitements mis en oeuvre par les équipementiers

pour atténuer le bruit des zones identifiées par la méthode de séparation. Le traitement acoustique du tapis du coffre est efficace en basse fréquence (115 Hz à 140 Hz), notamment au tiers d'octave de 125 Hz, quant au côté latéral gauche et droit, les différents traitements appliqués n'ont été d'aucune efficacité. Ainsi, la méthode permet rapidement d'optimiser le placement des traitements acoustique et de juger de l'efficacité des matériaux des garnitures de l'habitacle automobile.

#### 3.4.4 Calibration des microphones

Dans le chapitre 2 section **2.3.11** de l'étude numérique, il a été mis en avant la dépendance de la méthode FSM p-p aux décalages en amplitude et en phase des microphones composant les surfaces hémisphériques de mesures. Il a été recommandé de veiller au bon étalonnage des sondes afin de minimiser les conséquences. Pour des raisons de délais et de coût, il ne peut être raisonnablement envisagé de calibrer à nouveau les 72 sondes requises après chaque transport sur le site de mesure et avant leur utilisation. Pour ces raisons, nous avons été amené à nous intéresser à l'impact du transport sur l'étalonnage des sondes en comparant les calibrations réalisées au laboratoire, avant les applications in-situ et après le retour des sondes au laboratoire. Il est attendu de cette comparaison une estimation du décalage typique subi. Les fonctions de transfert des 72 sondes sont calculées par rapport à une sonde de référence (calibration relative). L'étude statistique est réalisée en calculant la moyenne des écarts des fonctions de transfert, déterminée avec l'ensemble des sondes composant les surfaces hémisphériques de mesures et le microphone de référence, avant et après la campagne de mesures réalisée chez EMITECH-CETRAM. L'écart type, et les valeurs maximale et minimale des écarts des fonctions de transfert sont donnés par la figure 3.27.

L'étude statistique révèle un écart moyen entre les fonctions de transfert des sondes de mesure calculées avant et après la campagne de mesure ce qui traduit que certaines calibrations des sondes ont été modifiées lors du transport sur site (EMITECH-CETRAM). Pour le module, l'écart moyen est constant et d'environ 8 % avec un écart type de 0,032 (cf. fig 3.27a). Un microphone a sensiblement dérivé enregistrant en module un écart de 18 % à 100 Hz et atteignant 29 % à 2200 Hz. Il est constaté un écart moyen de la phase moins important que celui de l'amplitude, il est inférieur à 1 % pour toute la gamme

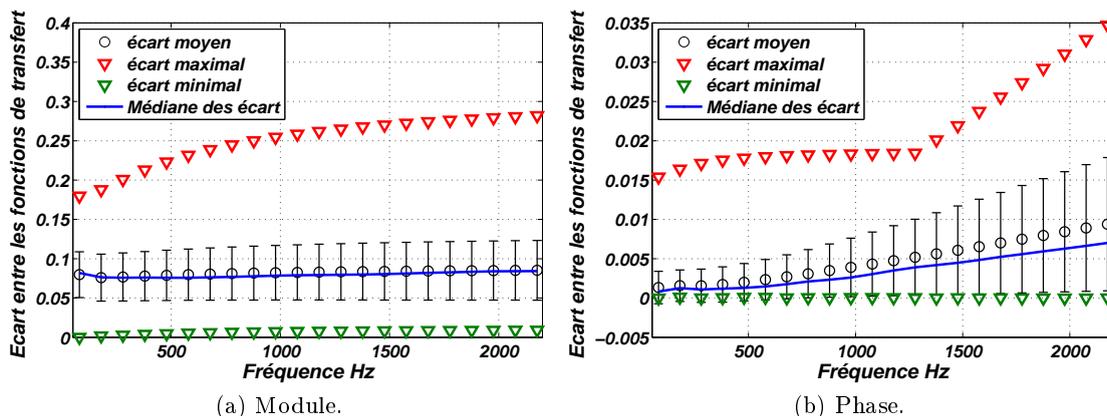


FIGURE 3.27 – Écart type calculé pour les écarts en module et en phase entre les fonctions de transfert issues des calibrations des sondes de mesure par rapport à l'étalonnage du microphone de référence réalisé au laboratoire, et ce, avant et après la campagne de mesures dans le coffre de la 508 SW.

fréquentielle de l'étude. La sonde dont l'étalonnage a sensiblement dérivé en amplitude enregistre un écart de phase de 1,5 % à 100 Hz et de 3,5 % à 2200 Hz. Les calibrations des sondes en amplitude ont plus dérivé que celles des phases. L'étude numérique (chapitre 2 section 2.3.11) a montré, que l'incidence d'une majoration des erreurs d'amplitude et de phase respectivement de 30 % et de 5 % sur deux microphones n'était pas cruciale dans la mise en oeuvre de la méthode de séparation. Il est à noter, que les sondes utilisées lors de cette campagne sont celles de la première génération qui ont montré des défauts, ce qui a conduit à les modifier et à les remplacer par des sondes de deuxième génération.

### 3.5 Synthèse de l'étude expérimentale

Dans un premier temps, les méthodes de séparation SONAH double couche et FSM p-p ont été mises en oeuvre dans un environnement confiné et réverbérant, où la méthode FSM p-p s'est distinguée par sa capacité à prendre en considération les réflexions, et à séparer les champs acoustiques mesurés. Quant à la méthode SONAH double couche, elle n'a pas pu s'affranchir des réflexions issues du même côté que la source d'intérêt, ce qui a engendré des erreurs importantes dans l'estimation du champ acoustique de la source d'intérêt, corroborant ainsi les conclusions de l'étude numérique. Ceci nous a conduit à écarter

la méthode SONAH double couche comme solution dans le cadre de notre problématique.

Dans un deuxième temps, la validation expérimentale de la méthode FSM a été réalisée en reproduisant certains cas de l'étude numérique (chapitre 2). La robustesse de la méthode a été étudiée par sa mise en oeuvre sur des sources maîtrisées. Il en résulte que :

- la mise en oeuvre des deux versions de la méthode FSM (FSM p-v équations 1.100, 1.101 et FSM p-p équation 1.86, 1.87) dans un environnement réverbérant a conduit aux mêmes conclusions que celles de l'étude numérique (cf. fig 2.24 et 2.25) et nous a amené à écarter la version FSM p-v de l'étude du fait des erreurs introduites par les différences finies ;
- la méthode FSM requiert l'hypothèse d'une surface de mesure réfléchissante. L'effet de l'impédance de la paroi a été étudié avec trois surfaces de mesures caractérisées par des impédances différentes (cf. fig 3.11 et tableau 3.1), et les résultats obtenus ont conduit à étendre l'hypothèse à une surface de mesure peu absorbante, avec comme conséquence une diminution de la fréquence de coupure ;
- pour étudier la robustesse de la méthode FSM dans l'environnement confiné d'un coffre de voiture, il a été réalisé une série d'applications dans un caisson avec plusieurs haut-parleurs (cf. fig 3.12). La simulation de source étendue a été également réalisée en excitant un panneau du caisson avec un pot vibrant, et a permis de faire ressortir la puissance de FSM p-p pour des mesures dans ce type d'environnement très difficile.

Dans un troisième temps, l'application de la méthode de séparation a été réalisée dans le coffre d'une automobile Peugeot 508 sw en condition de roulement, ce qui a permis d'identifier sans ambiguïté les zones de bruit prépondérantes (cf. fig 3.23). Les deux côtes latéraux du coffre ont été identifiés comme les zones de bruit émergentes, avec un niveau sonore de 65 dB à la fréquence 125 Hz et diminuant aux fréquences élevées. En modifiant les conditions de roulement, on a pu également déterminer l'origine des bruits, qui sont dus aux bruits de roulement du fait de l'indice de rugosité élevé du matériau équipant les rouleaux du banc. Par la suite, ces zones de bruit ont été traitées par les équipementiers, et la méthode FSM a mesuré l'efficacité des différents traitements appliqués (cf. fig 3.25 et 3.26). Il s'est avéré que le traitement acoustique du tapis du coffre été efficace en basse

fréquence de 115 Hz à 140 Hz. Les différents traitements appliqués sur les côtés latéraux du coffre n'ont donné aucune amélioration significative par rapport à la configuration série.

### 3.6 Conclusion

La démarche progressive de l'étude expérimentale a permis, la validation des conclusions de l'étude numérique. Elle a conduit à conforter la décision d'écarter la méthode SONAH dans le cadre de notre problématique caractérisée par des conditions difficiles de mesure, et de valider le choix de ne retenir que la version FSM p-p. La mise en oeuvre de la méthode FSM dans une série d'applications pour la caractérisation de sources maîtrisées dans des conditions de mesures proches de celles où elle a été ensuite utilisée (coffre voiture), a permis d'évaluer sa fiabilité dans ce type d'environnement de mesure difficile.

Comme il a été spécifié dans la section **2.3.8** du chapitre 2, la méthode FSM p-p nécessite idéalement, pour sa mise en oeuvre une surface totalement réfléchissante. Son application sur une surface peu absorbante diminue sa limite fréquentielle (fréquence de coupure) au delà de laquelle le champ acoustique estimé est erroné. Compte tenu de la nature des matériaux rigides constituant les garnitures des coffres des voitures, les fréquences des bruits dans un tel environnement restent inférieures à la limite de fréquence pour ce type de surface peu absorbante. Par conséquent, la méthode peut être utilisée dans une large gamme d'applications et en particulier dans un coffre de voiture, avec l'hypothèse d'être en présence d'une surface réfléchissante. Dans le respect des clauses du cahier des charges du projet LICORVE, la méthode FSM p-p a permis de caractériser les zones de bruit dans le coffre d'une Peugeot 508 sw et de vérifier rapidement l'efficacité des garnitures proposées.

### 3.6. CONCLUSION

---

## Conclusion et perspectives



L'objet de cette thèse a été de développer une méthode de mesure pour identifier et caractériser les sources de bruit dans des environnements très confinés. Son application était destinée à un coffre de voiture, caractérisé par un petit volume, générant d'importantes réflexions du champ acoustique sur ses parois. La prise en compte des préoccupations des industriels, spécifiées dans le cahier des charges et contractées dans le cadre du projet LICORVE, nous a conduit à opter pour la méthode FSM. Cette méthode s'est révélée adaptée pour des mesures dans un environnement très confiné et respecte les impératifs des industriels.

Les autres méthodes holographiques de la littérature, adaptées en milieu confiné, ont aussi été étudiées et une deuxième méthode, répondant au mieux aux spécifications du cahier des charges, a également été retenue : la méthode SONAH développée par un important industriel du domaine (Brüel & Kjaer). Le choix de cette deuxième méthode a été retenu à des fins de comparaison avec la méthode FSM. La limite de la méthode SONAH réside principalement dans le fait que les réflexions du champ acoustique des sources provenant du même domaine d'espace que le champ rayonné par la source à caractériser ne sont pas séparées par la méthode.

L'étude numérique des méthodes d'imagerie a montré que dans le cas où le confinement n'est pas trop marqué, le champ acoustique estimé par la méthode SONAH est satisfaisant, du fait que le champ acoustique rayonné par la source d'intérêt est plus important que celui généré par les réflexions. Cependant, dans un petit volume comme celui du coffre de voiture, les réflexions sont importantes et engendrent des erreurs élevées dans l'estimation du champ de la source. Cette situation a été modélisée par la simulation de deux sources ponctuelles dans une cavité de dimensions ( $L_x$ ,  $L_y$  et  $L_z$ ) proches de celles du coffre de voiture, ce qui nous a amené à écarter cette méthode comme une solution à notre problématique.

La mise en oeuvre de la méthode FSM dans les mêmes conditions a permis de s'affranchir du caractère confiné de l'environnement par sa capacité à séparer sur une surface

hémisphérique les différentes contributions divergentes et convergentes, provenant des réflexions dues au confinement et à la présence de sources perturbatrices. Les deux versions de la méthode FSM (FSM p-v et FSM p-p) ont été testées en simulations, et nous a conduit à écarter la méthode FSM p-v pour des raisons de précisions.

La contrainte de la décomposition en harmoniques sphériques dans la méthode FSM réside dans la symétrisation des mesures qui suppose d'une part, l'hypothèse d'une paroi de mesure plane et d'autre part, l'hypothèse d'une paroi parfaitement réfléchissante. Ceci peut poser un problème dans le cas d'une caractérisation des sources localisées dans des coins, et lorsque la surface d'appui est absorbante. Cependant, il a été démontré lors de l'étude numérique que pour une paroi ayant un coefficient d'absorption inférieur à 0,5, la mise en oeuvre de FSM p-p avec l'hypothèse d'une paroi de mesure parfaitement réfléchissante n'est pas critique et donne des résultats acceptables. Dans la plupart des applications industrielles les parois sur lesquelles les mesures sont réalisées sont suffisamment réfléchissantes pour assurer la validité de la méthode.

La partie expérimentale a permis dans un premier temps, de valider les algorithmes des méthodes holographiques sur des signaux de mesure. La mise en oeuvre de la méthode SONAH a été réalisée à l'aide d'une antenne composée de 36 sondes p-p pour mesurer le champ de pression rayonné par des sources maîtrisées (Audax HM130Z12 et Aurasound NSW 2-326-8A). Les mesures pour les applications de la méthode FSM p-p ont été réalisées par une antenne hémisphérique composée de 36 sondes p-p. Lors du processus de validation, les principales conclusions de l'étude numérique qui ont concouru à écarter la méthode SONAH pour la suite de cette étude ont été confirmées par la réalisation expérimentale de certains cas réalisés lors de cette étude.

Dans un deuxième temps, la méthode FSM a été utilisée dans un caisson en bois ayant les mêmes dimensions que celui du coffre d'une Peugeot 508 sw ( $L_x = 0,8$  m,  $L_y = 1,1$  m,  $L_z = 0,6$  m). Les parois intérieures du caisson ont été recouvertes par un feutre légèrement absorbant, du type de celui équipant certaines automobiles. Des haut-parleurs ont

été encastrés sur les parois du caisson pour simuler les sources de bruits (passage de roue, échappement...). Les mesures préliminaires dans le caisson en bois en situation contrôlée ont permis de s'assurer des précautions de mise en oeuvre de la méthode. Ainsi, une mesure sur une position de l'antenne hémisphérique où aucune source n'est activée, et perturbée par l'activation d'une source positionnée à l'extérieur de l'antenne hémisphérique permet de définir un seuil et une dynamique d'affichage. Cela afin d'éviter d'interpréter les erreurs de calcul de la méthode FSM p-p comme un champ acoustique issu d'une source inexistante, mais qui proviendrait de l'ordre limité de décomposition en harmoniques sphériques, et des parois absorbantes.

Dans un troisième temps, la méthode FSM p-p a été appliquée dans le caisson en bois avec l'activation des haut-parleurs et un pot vibrant sur l'une des surfaces, afin de se rapprocher le plus possible des conditions réelles dans lesquelles la méthode est appelée à être mise en oeuvre. L'application de la méthode FSM p-p a été concluante dans la mesure où les différentes sources ont été localisées avec précision.

Dans le cadre du projet LICORVE, la dernière phase de l'étude a consisté à réaliser une application *in situ* dans le coffre d'une Peugeot 508 sw pour localiser les sources de bruit, et évaluer les solutions d'habillages textiles proposées par l'équipementier. A cet effet, des mesures ont été réalisées dans une chambre semi-anéchoïque équipée d'un banc à 4 rouleaux, mise à la disposition par un des partenaires du projet (EMITECH-CETRAM). La méthode FSM p-p a permis de caractériser clairement les zones de bruit prépondérantes et de vérifier l'efficacité des traitements proposés dans le respect des impératifs industriels, de rapidité de mise en oeuvre, de simplicité d'exécution, et d'obtention de résultats en temps réel.

Il serait intéressant d'étudier l'élargissement du potentiel de la méthode FSM en s'affranchissant de ses limites. Une des pistes à explorer, concerne la mesure d'impédance de la surface d'appui qui consisterait à mesurer par la méthode FSM son coefficient d'absorption *in situ*, en positionnant une source à l'extérieur des surfaces hémisphériques de mesure.

Dans le cas d'une paroi d'appui parfaitement réfléchissante, le champ divergent estimé par la méthode FSM doit être nul. Dans le cas contraire (paroi d'appui absorbante), un champ sortant non nul est calculé par la méthode FSM pouvant permettre d'estimer l'impédance de la paroi d'appui. Cela permettrait de disposer d'un outil de mesure *in situ* pour déterminer rapidement l'impédance des parois, ce qui serait, par rapport aux méthodes conventionnelles, un gain de temps et une diminution des coûts appréciable. La prise en compte du coefficient d'absorption de la paroi d'appui par la méthode FSM permettrait des applications pour tout type de surface. Concernant la condition de planéité des surfaces, l'alternative proposée pour effectuer des mesures dans les coins du coffre d'une automobile résiderait dans la méthode de complétion de données. De récents travaux réalisés dans le laboratoire d'acoustique du CNAM [44] ont donné des résultats intéressants en ce sens. Cette méthode nécessite cependant le maillage de la surface par élément finis, ce qui peut, pour des surfaces complexes, augmenter les temps de calcul. Ces axes de recherche sont prometteurs, et ouvrent des perspectives industrielles intéressantes.

# Bibliographie

- [1] ALLARD, J. F. Prediction of the acoustic field due to a point source over a porous layer (L). *J. Acoust. Soc. Am.* **125** (2009), 1864–1867. 108
- [2] ALLARD, J. F., AND HENRY, M. Fluid-fluid interface and equivalent impedance plane. *Elsevier Kidlington, Royaume uni.* **43** (2006), 232–240. 107
- [3] ALLARD, J. F., HENRY, M., AND GARETON, V. Impedance measurements around grazing incidence for nonlocally reacting thin porous layers. *J. Acoust. Soc. Am.* **113** (2002), 1210–1214. 107, 108
- [4] ALLARD, J. F., AND SIEBEN, B. Measurements of acoustic impedance in a free field with two microphones and a spectrum analyser. *J. Acoust. Soc. Am.* **77** (1984), 1617–1618. 193
- [5] AUCEJO, M., MAXIT, L., TOTARO, N., AND GUYADER, J. L. Convergence acceleration using the residual shape technique when solving structureacoustic coupling with the Patch Transfer Functions method. *Computer and Structure* **88** (2010), 728–736. 31
- [6] AUCEJO, M., TOTARO, N., AND GUYADER, J. L. Identification of source velocities with Inverse Patch Transfer Functions method. *8ème Congrès Français d’Acoustique, Paris* (2008), 1573–1578. 32, 33
- [7] BAI, M. R. Application of BEM (boundary element method)-based acoustic holography to radiation analysis of sound sources with arbitrarily shaped geometries. *J. Acoust. Soc. Am.* **92** (1992), 533–549. 35
- [8] BOBROVNITSKII, Y. I., MAL’TSER, K. I., OSTAPISHIN, N. M., AND PANOV, S. N. Acoustical model of a machine. *Soc. Phys. Acoust.* **37** (1991), 570–574. 26
- [9] BOONE, M. M., JANSSEN, G., AND OVERBEEK, M. V. Modal superposition in the time domain : Theory and experimental results. *J. Acoust. Soc. Am.* **97** (1994), 92–97. 85
- [10] BOUTILLON, X., CAUSSÉ, R., CHAIGNE, A., FABRE, B., AND GILBERT, J. Lexique d’acoustique. *Journées Pédagogiques sur la Physique des Instruments de Musique, ENST* (2000), 20–29. 114, 116
- [11] BRAÏKIA, Y., LANGRENNE, C., MELON, M., GARCIA, A., AND BAVU, E. Évaluation de deux méthodes d’imagerie acoustique en milieu bruité. *Actes du 10<sup>e</sup> Congrès Français d’Acoustique, CFA 2010, Lyon* (12-16 Avril, 2010). 60
- [12] BRUNEAU, M. *Manuel d’acoustique fondamentale*. Hermes, Paris, 1998. 55
- [13] CAZZOLATO, B. S., AND HANSEN, C. H. Errors in the measurement of acoustic energy density in one-dimensional sound fields. *Journal of Sound and Vibration* **236** (2000), 801–831. 189

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [14] CHIEN, C. F., AND SOROKA, W. W. Sound propagation along an impedance plane. *J. Sound Vib* **43** (1975), 9–20. 107
- [15] CHO, Y. T., BOLTON, J. S., AND HALD, J. Source visualization by using statistically optimized near field acoustical holography in cylindrical coordinates. *J. Acoust. Soc. Am.* **118** (2005), 2255–2364. 36
- [16] CREMER, L., AND MÜLLER, H. A. *Principles and applications of room acoustics*. Applied science publishers, 1982. 85, 86
- [17] D. DEBOY, F. Z. Acoustic center and orientation analysis of sound-radiation recorded with a surrounding spherical microphone array,. *Proceedings of the second International Symposium on Ambisonics and Spherical Acoustics* (2010), 1–6. 117
- [18] DE LA CROIX, D. V., AND CHEVRET, P. *Use of acoustical holography in 3D interiors measurements*. International Congress and Exposition on Noise Control Engineering, Dearborn (USA), 2002. 34, 35, 36
- [19] DUMBACHER, S. M., AND AL. Practical aspects of making NAH measurements. *Soc. of Automotive Engineers* **108** (1999), 3081–3090. 34
- [20] DUMBACHER, S. M., AND BROWN, D. L. *Source imaging using acoustic inverse FRF array technique*. 14th International Modal Analysis Conference, Dearborn (USA), 1996. 24
- [21] GADE, S. *Sound Intensity (Theory)*. Technical Review N°3, 1982. 189
- [22] GARCIA, A., BRAÏKIA, Y., LANGRENNE, C., BAVU, E., AND MELON, M. Source identification in small spaces using field separation method : Application to a car trunk. *Proceedings of Acoustics2012* (April 23-27, 2012). 60
- [23] GOMES, J., JACOBSEN, F., AND BACH-ANDERSON, M. Statistically optimised near field acoustical holography and the Helmholtz equation least squares method : a comparison. *8th International Conference on Theoretical and Computational Acoustics, Heraklion, Greece* (2007), 2–6. 36
- [24] GOMES, J. S. *Double Layer Microphone Array*. Master of Science in Engineering Thesis, University of Stouthern Denmark, 2005. 50, 51, 69, 70, 71, 75, 77, 131, 132, 175
- [25] GRACE, S. P., ATASSI, H. M., AND BLAKE, W. K. Inverse aeroacoustic problem for a streamlined body, Part 1 : Basic formulation. *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal* **34** (1996), 2233–2240. 40
- [26] GRACE, S. P., ATASSI, H. M., AND BLAKE, W. K. Inverse aeroacoustic problem for a streamlined body, Part 2 : Basic formulation. *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal* **34** (1996), 2241–2246. 40
- [27] GRATZ, P. Acoustical holography for visualization of sound fields. *International Carpathian Control Conference (ICCC), Malenovice* (2002), 51–56. 53
- [28] HALD, J. *STSF-a unique technique for scan-based near-field acoustic holography without restrictions on coherence*. Tech. Report 1, Brüel & Kjaer Technical Review, 1989. 34, 35
- [29] HALD, J. *STSF-a unique technique for scan-based near-field acoustic holography without restrictions on coherence*. Tech. Report 2, Brüel & Kjaer Technical Review, 1989. 34

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [30] HALD, J. *Planar near-field acoustical holography with arrays smaller than the sound source*. 17th International Congress on Acoustics, Rome, 2001. 36
- [31] HALD, J. Time domain acoustical holography and its application. *Sound and Vibration magazine* **35** (2001), 16–25. 34
- [32] HALD, J. Patch Near-field acoustical holography using a new statistically optimal method. *Brüel & Kjaer Technical Review* **1** (2005), 40–50. 36
- [33] JACOBSEN, F., AND BREE, H. E. *Measurement of sound intensity : p-u probes p-p probes*. NOVEM, Saint Raphaël, 2005. 97
- [34] JACOBSEN, F., CHEN, X., AND JAUD, V. A comparison of statistically optimized near field acoustic holography using single layer pressure-velocity measurements and using double layer pressure measurements (L). *J. Acoust. Soc. Am.* **123** (2008), 1842–1845. 51, 52, 70, 82
- [35] JACOBSEN, F., HALD, J., FERNANDEZ, E., AND MORENO, G. Spherical near field acoustic holography with microphones on a rigid sphere. *Acoustics 08 Paris* (2008), 2869–2873. 60
- [36] JACOBSEN, F., HALD, J., FERNANDEZ, E., AND MORENO, G. Near field acoustic holography with microphones on a rigid sphere. *J. Acoust. Soc. Am.* **123** (2011), 3461–3464. 60
- [37] JACOBSEN, F., AND JAUD, V. *Calibration of p-u intensity probes*. Euronoise, Tampere, 2006. 97
- [38] JACOBSEN, F., AND JAUD, V. A note on the calibration of pressure-velocity sound intensity probes. *J. Acoust. Soc. Am.* **120** (2006), 830–837. 97
- [39] JACOBSEN, F., AND JAUD, V. statistically optimized near field acoustical holography using an array of pressure-velocity probes. *J. Acoust. Soc. Am.* **121** (2007), 1550–1558. 36
- [40] JAUD, V. *Particle Velocity-based Statistically Optimised Near field Acoustic Holography*. Master of Science in Engineering Thesis, University of Stouthern Denmark, 2006. 40, 41, 42, 43, 45, 46, 69
- [41] KIM, B., AND PARK, B. *Noise Source Ranking in an Automotive Vehicle Using the Inverse FRF Method*. 32th International Congress and Exposition on Noise Control Engineering Jeju International Convention Center, Seogwipo (Korea), 2003. 25
- [42] KIM, J. J., AND KIM, B. Acoustic field prediction of complex radiators by using nearfield measurements and bem. *Proceedings of the 11th International Modal Analysis Conference* **85** (1993), 588–598. 24
- [43] LANGRENNE, C. *Méthodes de résolution du problème inverse pour l'identification de sources en milieu confiné (Regularization methods of the acoustic inverse problem for the characterization of sources in bounded space)*. Ph.D.thesis, Le Mans in French, 1997. 26, 53
- [44] LANGRENNE, C., AND GARCIA, A. Data completion method for the characterization of sound sources. *J. Acoust. Soc. Am.* **130** (2012), 2016–2023. 166
- [45] LANGRENNE, C., MELON, M., AND GARCIA, A. Boundary Element Method for the Acoustic Characterization of a Machine in Bounded Noisy Environment. *J. Acoust. Soc. Am.* **121** (2007), 2750–2757. 26, 27, 28, 29, 30
- [46] LESUEUR, C. *Rayonnement acoustique des structures. Vibroacoustique, Interactions fluide-structure*. Editions EYROLLES, Paris, 1988. 97, 189, 190

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [47] LI, K. M., WATERS-FULLER, T., AND ATTENBOROUGH, K. Sound propagation from a point source over extended-reaction ground. *J. Acoust. Soc. Am.* **104** (1998), 679–685. 107
- [48] MAYNARD, J. D., WILLIAMS, E. G., AND LEE, Y. Nearfield Acoustic Holography : I. Theory of generalized holography and the development of NAH. *J. Acoust. Soc. Am.* **78** (1985), 1395–1413. 71
- [49] MELON, M., LANGRENNE, C., HERZOG, P., AND GARCIA, A. Evaluation of a method for the mesurement of subwoofers in usual rooms. *J. Acoust. Soc. Am.* **127** (2010), 256–263. 60, 61, 62
- [50] MELON, M., LANGRENNE, C., ROUSSEAU, D., ROUX, B., AND HERZOG, P. *Comparison of four subwoofer measurement techniques*. 120th AES convention, Paris, France, 2006. 26
- [51] NELSON, P. A., AND YOON, S. H. Estimation of acoustic source strength by inverse methods : Part 1 : conditioning of the inverse problem. *Journal of Sound and Vibration* **233** (2000), 643–668. 24, 40
- [52] NOBILE, M. A., AND HAYEK, S. I. Acoustic propagation over an impedance plane. *J. Acoust. Soc. Am.* **78** (1985), 1325–1336. 107
- [53] OUISSE, M., MAXIT, L., CACCIOLATI, C., AND GUYADER, G. L. Patch Transfer Functions as a Tool to Couple Linear Acoustic Problem. *J. Vib. Acoust* **127** (2005), 458–466. 31
- [54] POTEL, C., BRUNEAU, M., AND ROYER, D. *Acoustique générale : Equation différentielles et intégrales, solutions en milieux fluides et solides, applications*. Ellipse collection Technosup, 2006. 55
- [55] RAFAELY, B. Spherical loudspeaker array for local active control of sound. *J. Acoust. Soc. Am.* **125** (2009), 3006–3017. 91, 117
- [56] RAVEENDRA, S. T., SURESHKUMAR, S., AND WILLIAMS, E. G. *Noise source identification in an aircraft using Nearfield Acoustical Holography*. 6th Aeroacoustics Conference and Exhibit, Lahaina, 2000. 35
- [57] ROMANO, A. J., BUCARO, J. A., AND WILLIAMS, E. G. On a novel application of the Helmholtz integral in the development of a virtual sonar. *J. Acoust. Soc. Am.* **108** (2000), 2823–2828. 26
- [58] RUDNICK, I. The propagation of an acoustic wave along a boundary. *J. Acoust. Soc. Am.* **19** (1947), 348–356. 107
- [59] RUDNICK, I., AND LAIRD, D. The Propagation of an Acoustic Wave Along a Boundary Experimental. *J. Acoust. Soc. Am.* **19** (1947), 290–290. 107
- [60] SEYBERT, A. F. Statistical errors in acoustic intensity measurements. *Journal of Sound and Vibration* **75** (1981), 519–526. 189
- [61] SHU, N., COHN, L. F., HARRIS, R. A., KIM, T. K., AND LI, W. Comparative evaluation of the ground reflection algorithm in FHWA Traffic Noise Model. *Elsevier Kidlington*. **68** (2006), 1459–1467. 107
- [62] STEINER, R., AND HALD, J. Near-field acoustical holography without the errors and limitations caused by the use of spatial DFT. *J. Vib. Acoust* **6** (1999), 83–89. 36, 82

- 
- [63] TSUKERNIKOV, I. E. Calculation of the Field of a Sound Source in a Bounded Space. *Sov. Phys. Acoust.* **35**, 3 (1989), 304–306. 26, 53
- [64] TSUKERNIKOV, I. E. Acoustical model of a machine. *Sov. Phys. Acoust.* **37** (1991), 570–574. 26
- [65] VERONESI, W. A., AND MAYNARD, J. D. Digital holographic reconstruction of sources with arbitrarily shaped surfaces. *J. Acoust. Soc. Am.* **85** (1988), 588–598. 24
- [66] VIGOUREUX, D., TOTARO, N., AND GUYADER, J. L. Mesure de vitesse vibratoire par la méthode iPTF : simulation et expérimentation. *10ème Congrès Français d’Acoustique, Lyon* (2010), 159. 31
- [67] VISSER, R. *Inverse Source Identification based on Acoustic Particle Velocity Measurements*. 31st International Conference on Noise Control Engineering, Inter-Noise, Dearborn (USA), 2002. 24
- [68] WATERMAN, P. C. New formulation of acoustic scattering. *J. Acoust. Soc. Am.* **45** (1969), 1417–1429. 26
- [69] WEINREICH, G., AND ARNOLD, E. B. Method for measuring acoustic radiation fields. *J. Acoust. Soc. Am.* **68** (1980), 404–411. 26, 53
- [70] WILLIAMS, E. G. *Fourier acoustics, sound radiation and nearfield acoustical holography*. Academic Press, San Diego, 1999. 53, 54, 82, 102, 114
- [71] WILLIAMS, E. G., BRIAN, B. H., AND JOSEPH, A. B. Broadband nearfield acoustical holography for vibrating cylinders. *J. Acoust. Soc. Am.* **86** (1989), 674–679. 34
- [72] WILLIAMS, E. G., DARDY, H. D., AND FINK, R. G. A technique for measurement of structureborne intensity in plates. *J. Acoust. Soc. Am.* **78** (1985), 2061–2068. 71
- [73] WILLIAMS, E. G., DARDY, H. D., AND WASHBURN, K. B. Generalized nearfield acoustical holography for cylindrical geometry : Theory and experiment. *J. Acoust. Soc. Am.* **81** (1986), 389–407. 34
- [74] WILLIAMS, E. G., MAYNARD, J. D., AND SKUDRZYK, E. J. Sound source reconstruction using a microphone array. *J. Acoust. Soc. Am.* **68** (1980), 340–344. 34
- [75] WILLIAMS, E. G., VALDIVIA, N., AND HERDIC, P. C. Volumetric acoustic vector intensity imager. *J. Acoust. Soc. Am.* **120** (2006), 1887–1897. 60
- [76] YOON, S. H., AND NELSON, P. A. Estimation of acoustic sources strength by inverse methods, Experimental investigation of methods for choosing regularization parameters. *J. Sound Vib* **233** (2000), 669–705. 131

---

# Annexes



## Annexe A

# Éléments des matrices $A^\dagger A$ et $A^\dagger \alpha$ utilisés dans la méthode SONAH simple couche

Les éléments des matrices  $A^\dagger A$  et  $A^\dagger \alpha$  sont donnés en détail dans la littérature [24]. Ils ont été reportés dans cette annexe afin de faciliter leurs accès aux lecteurs. La forme discrète pour le calcul des éléments des matrices est donnée par les équations A.1 et A.2,

$$[A^\dagger A]_{nn'} = \sum_{m=1}^M \phi_{k_m}^*(r_{h,n}) \phi_{k_m}(r_{h,n'}) = \frac{1}{\pi k^2} \int \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_k^*(r_{h,n}) \phi_k(r_{h,n'}) dk_x dk_y \quad (\text{A.1})$$

$$[A^\dagger \alpha]_n = \sum_{m=1}^M \phi_{k_m}^*(r_{h,n}) \phi_{k_m}(r) = \frac{1}{\pi k^2} \int \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_k^*(r_{h,n}) \phi_k(r) dk_x dk_y \quad (\text{A.2})$$

où,

$$\phi_k(r) = e^{-j(k_x x + k_y y + k_z z)} \quad (\text{A.3})$$

avec

$$k_z = \begin{cases} \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} & \rightarrow k_x^2 + k_y^2 \leq k^2 \\ -j\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2} & \rightarrow k_x^2 + k_y^2 > k^2 \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

### A.1 Calculs des éléments de la matrice $A^\dagger A$

Dans ce qui suit, il est noté  $a = x_n - x_{n'}$  et  $b = y_n - y_{n'}$ . L'expression de l'équation A.3 est remplacée dans l'équation A.1,

$$[A^\dagger A]_{nn'} = \frac{1}{\pi k^2} \int \int_{-\infty}^{+\infty} e^{j(k_z^* - k_z)d} e^{-j \begin{pmatrix} k_x \\ k_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}} dk_x dk_y \quad (\text{A.5})$$

## A.1. CALCULS DES ÉLÉMENTS DE LA MATRICE $A^\dagger A$

---

Une fonction nouvelle  $\omega^2(kx, ky)$  est introduite dans l'équation A.4. Cette fonction est donnée par l'équation A.6,

$$\omega^2(kx, ky) \equiv e^{j(k_z^* - k_z)d} = \begin{cases} 1 & \rightarrow k_x^2 + k_y^2 \leq k^2 \\ e^{-2(k_x^2 + k_y^2 - k^2)d} & \rightarrow k_x^2 + k_y^2 > k^2 \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

En passant en coordonnées polaires  $\left( \begin{pmatrix} k_x \\ k_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K \cos \phi \\ K \sin \phi \end{pmatrix} \right)$ ,  $\omega^2$  devient une fonction de la variable d'intégration  $K$ ,

$$\begin{aligned} [A^\dagger A]_{nn'} &= \frac{1}{\pi k^2} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \omega^2(K) e^{jK(acos\phi + bsin\phi)} K d\phi dK \\ &= \frac{1}{\pi k^2} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \omega^2(K) (\cos K(acos\phi + bsin\phi) \\ &\quad + j \sin K(acos\phi + bsin\phi)) K d\phi dK \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

La somme des sinus et des cosinus dans l'équation A.7 correspond à la somme de deux ondes de même fréquence mais avec des amplitudes différentes. Cette somme correspond à une nouvelle onde avec une amplitude de  $K\sqrt{a^2 + b^2}$ ,

$$[A^\dagger A]_{nn'} = \frac{1}{\pi k^2} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \omega^2(K) (\cos(KR_{nn'} \cos \phi) + j \sin(KR_{nn'} \cos \phi)) K d\phi dK \quad (\text{A.8})$$

avec  $R_{nn'} = \sqrt{a^2 + b^2}$ . Puisque  $\sin(KR_{nn'} \cos \phi)$  est la même fonction autour de  $\pi$ , l'intégrale sur l'intervalle  $[0, 2\pi]$  de cette partie va être nulle, ce qui réduit l'équation A.8 à :

$$\begin{aligned} [A^\dagger A]_{nn'} &= \frac{1}{\pi k^2} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \omega^2(K) \cos(KR_{nn'} \cos \phi) K d\phi dK \\ &= \frac{1}{k^2} \int_0^\infty \omega^2(K) J_0(KR_{nn'}) K dK \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

où l'on remplace  $\omega^2(K)$  par sa formule :

$$\begin{aligned} [A^\dagger A]_{nn'} &= \frac{1}{k^2} \int_0^k J_0(KR_{nn'}) K dK + \frac{1}{k^2} \int_k^\infty e^{-2\sqrt{K^2 - k^2}d} J_0(KR_{nn'}) K dK \\ &= \frac{J_1(kR_{nn'})}{kR_{nn'}} + \frac{1}{k^2} \int_k^\infty e^{-2\sqrt{K^2 - k^2}d} J_0(KR_{nn'}) K dK \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

On introduit le changement de variable  $t = 2\sqrt{K^2 - k^2}$ , qui donne l'expression finale de calcul des éléments de la matrice  $[A^\dagger A]_{nn'}$ ,

$$[A^\dagger A]_{nn'} = \frac{J_1(kR_{nn'})}{kR_{nn'}} + \frac{1}{(2kd)^2} \int_0^{+\infty} J_0 \left( kR_{nn'} \sqrt{1 + \frac{t^2}{(2kd)^2}} \right) t e^{-t} dt \quad (\text{A.11})$$

## A.2 Calculs des éléments de la matrice $A^\dagger\alpha$

Comme pour le calcul de  $A^\dagger A$ , il est noté  $a = x - x_n$ ,  $b = y - y_n$  et  $R_n = \sqrt{a^2 + b^2}$ . L'expression de l'équation A.3 est remplacée dans l'équation A.2,

$$\begin{aligned} [A^\dagger\alpha]_n &= \frac{1}{\pi k^2} \int_0^k \int_0^{2\pi} e^{-j\sqrt{k^2 - k_x - k_y}(z-d)} e^{-j \begin{pmatrix} k_x \\ k_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}} dk_x dk_y \\ &+ \frac{1}{\pi k^2} \int_k^\infty \int_0^{2\pi} e^{-j\sqrt{k_x + k_y - k^2}(z+d)} e^{-j \begin{pmatrix} k_x \\ k_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}} dk_x dk_y \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

Comme il à été fait pour le calcul de  $A^\dagger A$ , l'équation A.12 est réécrite en coordonnées polaires,

$$\begin{aligned} [A^\dagger\alpha]_n &= \frac{1}{k^2} \int_0^k e^{-j\sqrt{k^2 - K^2}(z-d)} J_0(KR_n) K dK \\ &+ \frac{1}{\pi k^2} \int_k^\infty e^{-j\sqrt{K^2 - k^2}(z+d)} J_0(KR_n) K dK \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

$K = k \sin\theta$  est remplacé dans la première partie de l'équation A.13, et  $t = \sqrt{K^2 - k^2}(z + d)$  dans la deuxième partie, ce qui donne l'expression finale pour le calcul des éléments de  $[A^\dagger\alpha]_n$ ,

$$\begin{aligned} [A^\dagger\alpha]_n &= \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-jk \cos\theta(z-z_h)} J_0(kR_n \sin\theta) \sin\theta \cos\theta d\theta + \frac{1}{k^2(z+z_h)^2} \\ &\times \int_0^{+\infty} J_0\left(kR_n \sqrt{1 + \frac{t^2}{k^2(z+z_h)^2}}\right) t e^{-t} dt \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

## A.3 Calculs des éléments de la matrice $A^\dagger\beta$

La relation d'Euler permet d'exprimer la vitesse des particules en fonction de la pression acoustique,

$$u_z = -\frac{1}{jk\rho c} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (\text{A.15})$$

Dans l'équation 1.22, pour le calcul des coefficients de transfert  $c(r)$ , l'expression  $[A^\dagger\alpha]_n$  est la seule qui dépend de  $z$ , par conséquent c'est la seule partie de  $c(r)$  qui va être dérivée pour calculer les coefficients d'estimation des vitesses normales des particules  $c_u(r)$  à partir des pressions acoustiques mesurées sur le plan holographique,

$$[A^\dagger\beta]_n = -\frac{1}{jk\rho c} \frac{\partial}{\partial z} [A^\dagger\alpha]_n \quad (\text{A.16})$$

$$\begin{aligned} &= -\frac{1}{jk\rho c} \frac{1}{k^2} \int_0^k -j\sqrt{k^2 - K^2} e^{-j\sqrt{k^2 - K^2}(z-z_h)} J_0(KR_n) K dK \\ &- \frac{1}{jk\rho c} \frac{1}{k^2} \int_k^\infty -\sqrt{K^2 - k^2} e^{-j\sqrt{K^2 - k^2}(z+z_h)} J_0(KR_n) K dK \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

#### A.4. CALCULS DES ÉLÉMENTS DE LA MATRICE $A^\dagger\gamma$

---

L'expression finale de  $[A^\dagger\beta]_n$  est obtenue en remplaçant  $K = k\sin\theta$  dans la première partie de l'équation A.17, et  $t = \sqrt{K^2 - k^2}(z + d)$  dans la deuxième partie,

$$\begin{aligned} [A^\dagger\beta]_n &= \frac{1}{\rho c} \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-jk\cos\theta(z-z_h)} J_0(kR_n\sin\theta) \sin\theta \cos^2\theta d\theta \\ &- \frac{j}{\rho c k^3 (z+z_h)^3} \int_0^{+\infty} J_0\left(kR_n\sqrt{1 + \frac{t^2}{k^2(z+z_h)^2}}\right) t^2 e^{-t} dt \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

#### A.4 Calculs des éléments de la matrice $A^\dagger\gamma$

Comme pour le calcul de  $A^\dagger\beta$ , la relation d'Euler permet d'exprimer la pression acoustique en fonction de la vitesse des particules,

$$p = -jk\rho c \int u_z dz \quad (\text{A.19})$$

Étant donné que  $[A^\dagger\alpha]_n$  est la seule expression qui dépend de  $z$ , elle sera donc la seule partie de l'équation 1.22 qui va être intégrée pour calculer les coefficients  $c_u(p)$ ,

$$[A^\dagger\gamma]_n = -jk\rho c \int [A^\dagger\alpha]_n dz \quad (\text{A.20})$$

$$\begin{aligned} &= -\frac{j\rho c}{k} \int_0^k \frac{1}{-j\sqrt{k^2 - K^2}} e^{-j\sqrt{k^2 - K^2}(z-z_h)} J_0(KR_n) K dK \\ &- \frac{j\rho c}{k} \int_k^\infty \frac{1}{-j\sqrt{K^2 - k^2}} e^{-j\sqrt{K^2 - k^2}(z+z_h)} J_0(KR_n) K dK \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

Dans la partie de l'équation A.21,  $KdK$  est remplacé par,

$$KdK = k^2 \sin\theta \cos\theta d\theta \quad (\text{A.22})$$

et dans la deuxième partie,

$$\sqrt{K^2 - k^2} = \frac{t}{(z+z_h)} \quad (\text{A.23})$$

$$K = \sqrt{k^2 + \frac{t^2}{(z+z_h)^2}} \quad (\text{A.24})$$

$$dK = \frac{t}{(z+z_h)^2} \left( k^2 + \frac{t^2}{(z+z_h)^2} \right)^{-\frac{1}{2}} dt \quad (\text{A.25})$$

Finalement l'expression de  $[A^\dagger\gamma]_n$  est trouvée (équation A.26).

$$\begin{aligned}
 A^\dagger\gamma(r) &= \rho c \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-jk\cos\theta(z-z_h)} J_0(kR_n \sin\theta) \sin\theta d\theta \\
 &+ \frac{j\rho c}{k(z+z_h)} \int_0^{+\infty} J_0\left(kR_n \sqrt{1 + \frac{t^2}{k^2(z+z_h)^2}}\right) e^{-t} dt
 \end{aligned} \tag{A.26}$$



## Annexe B

# Éléments des matrices $A^\dagger A$ et $A^\dagger \alpha$ utilisées dans la méthode SONAH double couche

Dans la mise en oeuvre de SONAH double couche, les expressions des intégrales utilisées dans le calcul des éléments de  $A^\dagger A$  et  $A^\dagger \alpha$  sont similaires à celles déjà employées dans le calcul des éléments de SONAH simple couche et ne seront pas développées une seconde fois. La forme discrète de ces matrices est donnée par les équations ci-après :

$$[G_{11}]_{nn'} = \frac{1}{2\pi k^2} \iint \Phi_k^*(r_n) \Phi_k(r_{n'}) dk_x dk_y + \frac{1}{2\pi k^2} \iint \Psi_k^*(r_n) \Psi_k(r_{n'}) dk_x dk_y \quad (\text{B.1})$$

$$[G_{12}]_{nm} = \frac{1}{2\pi k^2} \iint \Phi_k^*(r_n) \Phi_k(r_m) dk_x dk_y + \frac{1}{2\pi k^2} \iint \Psi_k^*(r_n) \Psi_k(r_m) dk_x dk_y \quad (\text{B.2})$$

$$[G_{21}]_{mn} = \frac{1}{2\pi k^2} \iint \Phi_k^*(r_m) \Phi_k(r_n) dk_x dk_y + \frac{1}{2\pi k^2} \iint \Psi_k^*(r_m) \Psi_k(r_n) dk_x dk_y \quad (\text{B.3})$$

$$[G_{22}]_{mn} = \frac{1}{2\pi k^2} \iint \Phi_k^*(r_m) \Phi_k(r_{m'}) dk_x dk_y + \frac{1}{2\pi k^2} \iint \Psi_k^*(r_m) \Psi_k(r_{m'}) dk_x dk_y \quad (\text{B.4})$$

et

$$[h_1]_n = \frac{1}{2\pi k^2} \iint \Phi_k^*(r_n) \Phi_k(r) dk_x dk_y + \frac{1}{2\pi k^2} \iint \Psi_k^*(r_n) \Psi_k(r) dk_x dk_y \quad (\text{B.5})$$

$$[h_2]_m = \frac{1}{2\pi k^2} \iint \Phi_k^*(r_m) \Phi_k(r) dk_x dk_y + \frac{1}{2\pi k^2} \iint \Psi_k^*(r_m) \Psi_k(r) dk_x dk_y \quad (\text{B.6})$$

où  $r_n = (x_n, y_n, -h)$  et  $r_m = (x_m, y_m, +h)$ . Lorsque les deux plans de mesure ont les mêmes nombre de points, les calculs des équations de B.1 à B.4 sont simplifiés du fait que  $G_{11} = G_{22}$  et  $G_{12} = G_{21}$ . Les ondes élémentaires utilisées dans les équations de B.1 à B.6 sont données par les équations ci-après.

$$\Phi_k(r) = e^{-j(k_x x + k_y y + k_z (z + (d+h)))} \quad (\text{B.7})$$

$$\Psi_k(r) = e^{-j(k_x x + k_y y + k_z (z - (d+h)))} \quad (\text{B.8})$$

avec

$$k_z = \begin{cases} \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} & \rightarrow k_x^2 + k_y^2 \leq k^2 \\ -j\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2} & \rightarrow k_x^2 + k_y^2 > k^2 \end{cases} \quad (\text{B.9})$$

## B.1 Calculs de $G_{11}$

On remplace les ondes élémentaires données par l'équation B.7 et B.8 dans l'équation B.1,

$$\begin{aligned} [G_{11}]_{nn'} &= \frac{1}{2\pi k^2} \int \int_{-\infty}^{+\infty} e^{j(k_z^* - k_z)(z_n + d + h)} e^{-j \begin{pmatrix} k_x \\ k_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_n - x_{n'} \\ y_n - y_{n'} \end{pmatrix}} dk_x dk_y \\ &+ \frac{1}{2\pi k^2} \int \int_{-\infty}^{+\infty} e^{j(k_z^* - k_z)(z_n - (d + h))} e^{-j \begin{pmatrix} k_x \\ k_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_n - x_{n'} \\ y_n - y_{n'} \end{pmatrix}} dk_x dk_y \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

En passant aux coordonnées polaires, et en utilisant les mêmes démarches mathématiques que celle utilisées dans l'Annexe A, l'équation se réduit à :

$$\begin{aligned} [G_{11}]_{nn'} &= \frac{1}{k^2} \int \int_0^\infty e^{j(k_z^* - k_z)(z_n + d + h)} J_0(KR_{nn'}) K dK \\ &+ \frac{1}{k^2} \int \int_0^\infty e^{j(k_z^* - k_z)(z_n - (d + h))} J_0(KR_{nn'}) K dK \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

avec  $R_{nn'} = \left| \begin{matrix} x_n - x_{n'} \\ y_n - y_{n'} \end{matrix} \right|$ . La somme des intégrales est placée sous la même intégrale, puis elle est divisée en deux parties : une subsonique et l'autre supersonique.

$$\begin{aligned} [G_{11}]_{nn'} &= \frac{2}{k^2} \int_0^k J_0(KR_{nn'}) K dK \\ &+ \frac{1}{k^2} \int_k^\infty \left( e^{-2\sqrt{K^2 - k^2}z_n} + e^{-2\sqrt{K^2 - k^2}(d + h)} \right) e^{2\sqrt{K^2 - k^2}(d + h)} J_0(KR_{nn'}) K dK \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

La première partie de l'intégrale, pouvant être traitée analytiquement (cf. Annexe A), est la même que celle qui a été trouvée pour SONAH simple couche. La somme des exponentielles dans la deuxième partie de l'intégrale peut être exprimée en fonction du cosinus hyperbolique et l'on introduit le changement de variable  $t = 2\sqrt{K^2 - k^2}(d + h)$ .

$$\begin{aligned} [G_{11}]_{nn'} &= 2 \frac{J_0(KR_{nn'})}{KR_{nn'}} + \frac{1}{2k^2(d + h)^2} \\ &\times \int_0^\infty \cosh\left(\frac{z_n - t}{d + h}\right) J_0\left(kR_{nn'} \sqrt{1 + \frac{t^2}{(2k(d + h))^2}}\right) t e^{-t} dt \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

## B.2 Calculs de $G_{12}$

On remplace les ondes élémentaires (équations B.7 et B.8) dans l'équation B.2,

$$\begin{aligned}
 [G_{12}]_{nm} &= \frac{1}{2\pi k^2} \int \int_{-\infty}^{+\infty} e^{j(k_z^*(z_n+d+h)-k_z(z_m+d+h))} e^{-j\begin{pmatrix} k_x \\ k_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_n - x_m \\ y_n - y_m \end{pmatrix}} dk_x dk_y \\
 &+ \frac{1}{2\pi k^2} \int \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-j(k_z^*(z_n+d+h)-k_z(z_m+d+h))} e^{-j\begin{pmatrix} k_x \\ k_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_n - x_m \\ y_n - y_m \end{pmatrix}} dk_x dk_y \quad (\text{B.14})
 \end{aligned}$$

En passant en coordonnées polaires, comme pour le calcul de  $G_{11}$ , et en résolvant la partie qui dépend de l'angle d'intégration, on trouve :

$$\begin{aligned}
 [G_{12}]_{nm} &= \frac{1}{k^2} \int_0^\infty e^{j(k_z^* z_n - k_z z_m)(d+h)} J_0(K R_{nm}) K dK \\
 &+ \frac{1}{\pi k^2} \int_0^\infty e^{-j(k_z^* z_n - k_z z_m)(d+h)} J_0(K R_{nm}) K dK \quad (\text{B.15})
 \end{aligned}$$

L'intégrale est divisée en deux intervalles ( $K < k$  et  $K > k$ ) et les exponentielles sont exprimées en fonction des cosinus et cosinus hyperboliques,

$$\begin{aligned}
 [G_{12}]_{nm} &= \frac{2}{k^2} \int_0^k \cos\left(\sqrt{k^2 - K^2}(z_n - z_m)\right) J_0(K R_{nm}) K dK \\
 &+ \frac{2}{k^2} \int_k^\infty \cosh\left(2\sqrt{K^2 - k^2}(z_n + z_m)\right) e^{-2\sqrt{K^2 - k^2}(d+h)} J_0(K R_{nm}) K dK \quad (\text{B.16})
 \end{aligned}$$

Les changements de variables  $t = 2\sqrt{K^2 - k^2}(d+h)$  et  $K = k \sin\theta$  sont introduits pour trouver l'expression finale de  $G_{12}$ ,

$$\begin{aligned}
 [G_{12}]_{nm} &= 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos(k \cos\theta(z_n - z_m)) J_0(K R_{nm} \sin\theta) \cos\theta \sin\theta d\theta + \frac{1}{2k^2(d+h)^2} \\
 &\times \int_0^\infty \cosh\left(\frac{z_n + z_m}{d+h} t\right) J_0\left(K R_{nm} \sqrt{1 + \frac{t^2}{4k^2(d+h)^2}}\right) t e^{-t} dt \quad (\text{B.17})
 \end{aligned}$$

## B.3 Les élément de $A^\dagger A$ et $A^\dagger \alpha$

A partir des équations de B.1 à B.6, on remarque que les autre expressions de matrices sont déjà calculées,

$$[G_{11}]_{nn'} = U(R_{nn'}, z_n) \quad (\text{B.18})$$

$$[G_{22}]_{mm'} = U(R_{mm'}, z_m) \quad (\text{B.19})$$

$$[G_{12}]_{nm} = V(R_{nm}, z_n, z_m) \quad (\text{B.20})$$

$$[G_{21}]_{mn} = V(R_{nm}, z_m, z_n) \quad (\text{B.21})$$

et

$$[h_1]_n = V(R_n, z_n, z) \quad (\text{B.22})$$

$$[h_2]_m = V(R_m, z_m, z) \quad (\text{B.23})$$

avec

$$U(R, z) = 2 \frac{J_1(kR)}{kR} + \frac{1}{2k^2(d+h)^2} \int_0^\infty F_u(t) t e^{-t} dt \quad (\text{B.24})$$

$$V(R, z_a, z_b) = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} F_{\nu_1}(\theta) d\theta + \frac{1}{2k^2(d+h)^2} \int_0^\infty F_{\nu_2}(t) t e^{-t} dt \quad (\text{B.25})$$

Les fonctions à intégrer dans les équations B.24 à B.25 sont données par les équations ci-après :

$$F_u(t) = \cosh\left(\frac{z}{d+h}t\right) J_0\left(kR\sqrt{1 + \frac{t^2}{4k^2(d+h)^2}}\right) \quad (\text{B.26})$$

$$F_{\nu_1}(\theta) = \cos(k(z_a - z_b)\cos\theta) J_0(kR\sin\theta) \sin\theta \cos\theta d\theta \quad (\text{B.27})$$

$$F_{\nu_2}(t) = \cosh\left(\frac{z_a + z_b}{2(d+h)}t\right) J_0\left(kR\sqrt{1 + \frac{t^2}{4k^2(d+h)^2}}\right) \quad (\text{B.28})$$

## Annexe C

# Solutions de l'équation d'onde sur la base des harmoniques sphériques

La réécriture de l'équation d'onde en coordonnées sphériques (équation 1.70) et sa résolution à l'aide de la méthode de séparation des variables a permis de dégager quatre équations différentielles (équations de (1.72) à (1.75)). La résolution de ces équations différentielles va permettre de trouver des solutions de l'équation d'onde sur une base des harmoniques sphériques et en termes des fonctions de Bessel et de Hankel (équations 1.77 et 1.78), indispensables pour l'application de la méthode de séparation FSM.

### C.1 Fonctions de Bessel et de Hankel

La résolution de l'équation différentielle (1.74) conduit à une solution de l'équation d'onde en fonction des fonctions de Bessel cylindriques :

$$R_n(r) = \frac{A_n}{r^{1/2}} J_{n+1/2}(kr) + \frac{B_n}{r^{1/2}} Y_{n+1/2}(kr) \quad (\text{C.1})$$

où  $J_{n+1/2}(kr)$  et  $Y_{n+1/2}(kr)$  sont respectivement les fonctions de Bessel cylindriques de première et deuxième espèce. Les fonctions de Bessel sphériques correspondantes sont définies comme suit :

$$j_n(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} J_{n+1/2}(x) \quad (\text{C.2})$$

$$y_n(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} Y_{n+1/2}(x) \quad (\text{C.3})$$

La solution de l'équation différentielle (1.74) peut également s'écrire à partir des fonctions de Hankel, définies comme une combinaison linéaire des fonctions de Bessel sphériques :

$$h_n^{(1)}(x) = j_n(x) + iy_n(x) \quad (\text{C.4})$$

$$h_n^{(2)}(x) = j_n(x) - iy_n(x) \quad (\text{C.5})$$

## C.2. HARMONIQUES SPHÉRIQUES

---

Les fonctions de Hankel de première et deuxième espèce sont utilisées selon la convention de signe pour exprimer des ondes entrantes ou sortantes. Il est ainsi possible de réécrire les solutions de l'équation différentielle (C.1) en termes des fonctions de Bessel sphériques ou Hankel :

$$R_n(r) = R_1 j_n(kr) + R_2 y_n(kr) \quad (\text{C.6})$$

$$R_n(r) = R_3 h_n^{(1)}(kr) + R_4 h_n^{(2)}(kr) \quad (\text{C.7})$$

En fonction de la localisation des sources dans le problème étudié, l'expression appropriée des deux solutions (C.6, C.7) sera choisie. Dans ce qui va suivre, il est important de mentionner que la convention de signe utilisée pour la dépendance temporelle est  $e^{i\omega t}$ , par conséquent toutes les fonctions de Hankel deuxième espèce ( $h_n^{(2)}$ ) décrivent des ondes sortantes, et les fonctions de Bessel de première espèce décrivent des ondes entrantes.

## C.2 Harmoniques sphériques

Dans cette section, les solutions de l'équation d'ondes (équations C.6 et C.7) sont exprimées sur la base des fonctions harmoniques sphériques. La résolution de l'équation différentielle 1.72 conduit à des fonctions périodiques  $\cos(m\phi)$  et  $\sin(m\phi)$  :

$$\Phi(\phi) = \Phi_1 \cos(m\phi) + \Phi_2 \sin(m\phi) \quad (\text{C.8})$$

La solution de l'équation différentielle (1.73) est trouvée après le changement de variable  $\eta = \cos\theta$ , il s'en suit :

$$\frac{d}{d\eta} \left[ (1 - \eta^2) \frac{d\Theta}{d\eta} \right] + \left[ n(n+1) - \frac{m^2}{1 - \eta^2} \right] \Theta = 0. \quad (\text{C.9})$$

où les solutions sont les fonctions de Legendre de première et de deuxième espèce :

$$\Theta(\theta) = \Theta_1 P_n^m(\cos\theta) + \Theta_2 Q_n^m(\cos\theta). \quad (\text{C.10})$$

Les deux solutions des équations 1.72 et 1.73 présentent respectivement une dépendance en  $\phi$  et  $\theta$ . Une combinaison correcte de ces solutions (équations C.8 et C.10) peut être exprimée dans une nouvelle fonction notée  $Y_n^m(\theta, \phi)$  et appelée harmonique sphérique :

$$Y_n^m(\theta, \phi) \equiv \sqrt{\frac{2n+1}{4\pi} \frac{(n-m)!}{(n+m)!}} P_n^m(\cos\theta) e^{im\phi} \quad (\text{C.11})$$

L'une des propriétés remarquable des harmoniques sphériques est leur orthogonalité :

$$\int \int_{4\pi} Y_n^m(\theta, \phi) Y_{n'}^{m'}(\theta, \phi)^* d\Omega = \delta_{nn'} \delta_{mm'} \quad (\text{C.12})$$

## C.2. HARMONIQUES SPHÉRIQUES

---

où le complexe conjugué est indiqué par le symbole astérisque (\*). Toute fonction arbitraire sur une sphère  $f(\theta, \phi)$ , peut être développée en série d'harmoniques sphériques :

$$f(\theta, \phi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n E_{nm} Y_n^m(\theta, \phi) \quad (\text{C.13})$$

où  $E_{nm}$  sont les coefficients complexes de la décomposition, qui sont déterminés en utilisant la propriété d'orthogonalité des harmoniques sphériques :

$$E_{nm} = \int \int_{4\pi} f(\theta, \phi) Y_n^m(\theta, \phi)^* d\Omega \quad (\text{C.14})$$

où l'élément d'angle solide  $\Omega$  est défini par l'expression :

$$d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi \quad (\text{C.15})$$

A partir des équations C.6, C.7, C.12 et C.13, il est possible d'écrire les solutions de l'équation d'onde en terme des fonctions de Bessel et Hankel et sur une base d'harmonique sphérique :

$$p(r, \theta, \phi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n (A_{mn} j_n(kr) + B_{mn} y_n(kr)) Y_n^m(\theta, \phi) e^{i\omega t} \quad (\text{C.16})$$

$$p(r, \theta, \phi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n (C_{mn} h_n^{(1)}(kr) + D_{mn} h_n^{(2)}(kr)) Y_n^m(\theta, \phi) e^{i\omega t} \quad (\text{C.17})$$



## Annexe D

# Approximations de la pression acoustique et de la vitesse des particules par différences finies

La limitation haute et basse fréquence engendrée par l'utilisation d'approximations par différences finies dans le calcul des pressions acoustiques et des vitesses des particules, à partir des mesures de pression sur deux surfaces, est un problème bien connu en intensimétrie acoustique [21; 60; 13]. Dans ce qui suit, les erreurs et les limitations introduites par les approximations vont être présentées afin de prendre les précautions induites par ce type de mesure.

### D.1 Limitations fréquentielle imposé par l'approximation par différences finies

L'approximation du gradient de pression est calculée par différence des pressions mesurées sur deux microphones proches (cf. fig D.1). Le calcul de la vitesse des particules dans la direction  $r$  est basé sur la relation d'Euler qui relie la vitesse des particules et le gradient de pression (équations (1.9) et (1.10)).

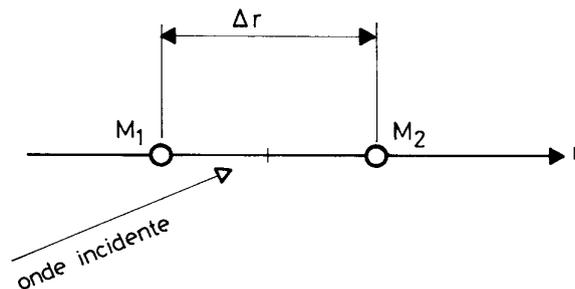


FIGURE D.1 – Approximation par différences finies [46].

Le calcul de l'intensité à partir de la pression acoustique et de la vitesse des particules, effectué par les approximations (équations 1.9 et 1.10), provoque une atténuation dépendant de l'écartement apparent ( $\Delta r \times \cos\alpha$ ) entre les microphones dans la direction de propagation de l'onde [46]. Une

## D.2. CHOIX DE LA DISTANCE DE MESURE ENTRE LES CAPTEURS

surestimation maximal de  $\frac{\sin(k\Delta r)}{k\Delta r}$  est introduite lorsque la direction de l'onde est colinéaire avec les microphones. Pour une surestimation de 0,5 ( $k\Delta r = 1,9$ , où  $\Delta r$  est égal à  $\frac{\lambda}{3}$ ), la fréquence limite maximale  $F_T$  à -3 dB est donnée par l'équation (D.1).

$$F_T = \frac{1,9c}{2\pi\Delta r} = \frac{1}{2} \quad (D.1)$$

Il est à noter, que la fréquence limite ne dépend que de l'écartement entre les microphones  $\Delta r$ . De même, il existe une fréquence de coupure  $F_0$  correspondant à une onde plane dans la direction des microphones, donnée par l'équation (D.2).

$$F_0 = \frac{c\Delta |\phi|}{\pi\Delta r} = \frac{1}{2} \quad (D.2)$$

La fréquence de coupure dépend de  $|\phi|$  ( $|\phi| = \frac{1}{2}k\Delta r$ ) et  $\Delta r$ .

## D.2 Choix de la distance de mesure entre les capteurs

La figure D.2 donne un tableau qui synthétise les limites fréquentielles pour différentes précisions  $\delta$ .

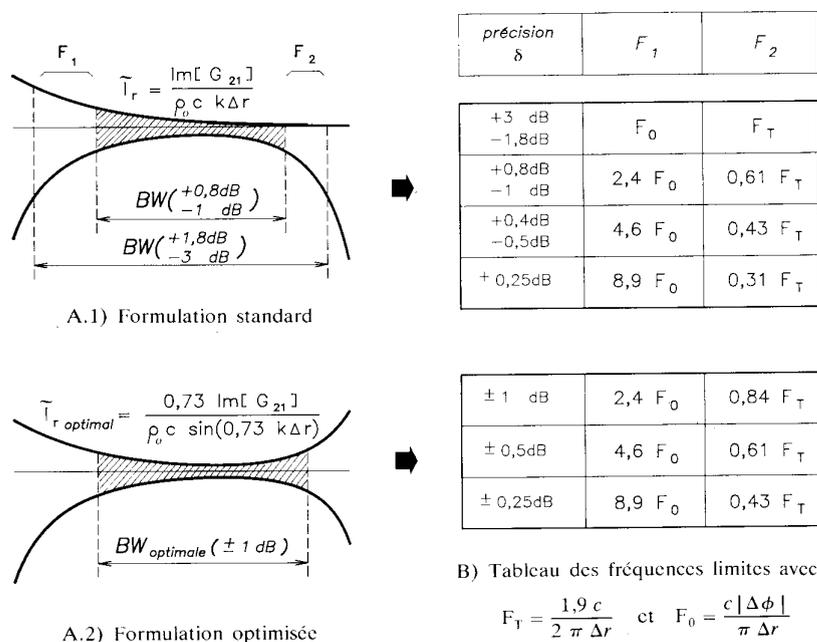


FIGURE D.2 – Sélection des paramètres de mesures [46].

## Annexe E

# Haut-parleur N° 3 centré par rapport à l'antenne de mesure hémisphérique

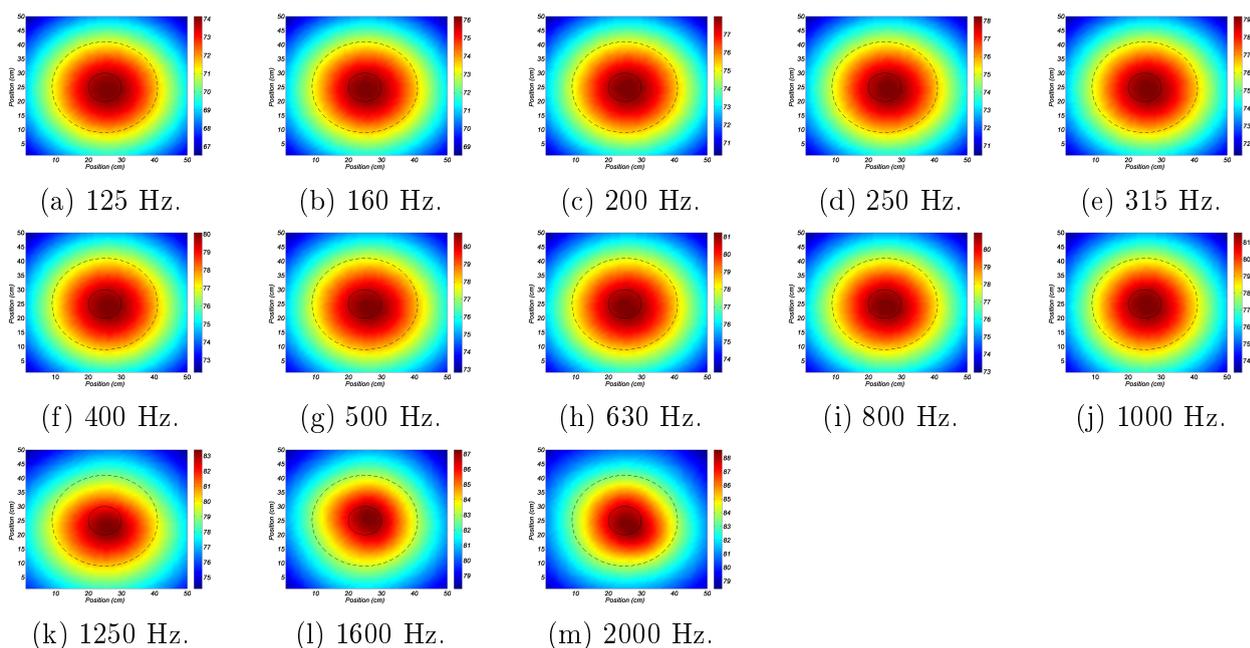


FIGURE E.1 – Cartes des niveaux de pression acoustique données en tiers d’octave sur un plan de  $50 \times 50$  cm à 16 cm du plan de mesure, pour la configuration d’une caractérisation par FSM p-p d’une source (HP N° 3 représenté par le petit cercle noire), centré par rapport au centre de l’antenne de mesure hémisphérique (représentée par le grand cercle tracé avec une ligne discontinue), avec l’activation des sources perturbatrices HP N° 1 et HP N° 2 (cf. fig 3.12)).

---

## Annexe F

# Coefficient d'absorption $\alpha$

L'impédance de surface des matériaux absorbants utilisée dans les applications de la méthode FSM p-p (chapitre 3, section 3.3.4) a été mesurée par la méthode du double microphonique (cf. fig F.1), développée par Allard et Sieben [4].

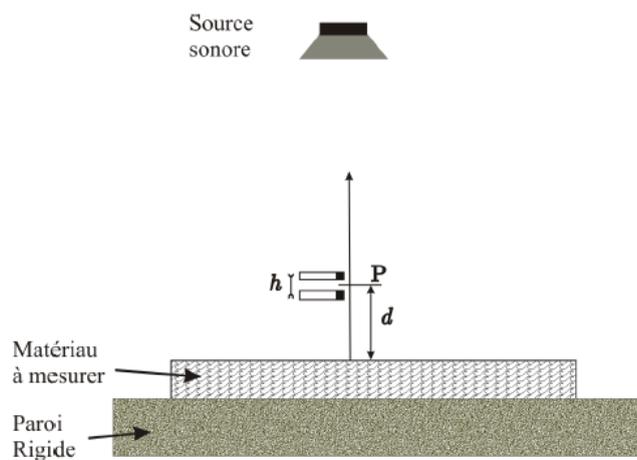


FIGURE F.1 – Schéma représentant la mesure de l'impédance de surface par la méthode du double microphonique.

La surface à tester est excitée en incidence normale par une onde plane. Pour une petite distance  $h$  devant la longueur d'onde, la pression acoustique et la vitesse des particules sont calculées au point médian  $P$  des deux capteurs par différences finies,

$$p = \frac{p_1 + p_2}{2} \quad (\text{F.1})$$

$$v = \frac{p_1 - p_2}{j\omega\rho h} \quad (\text{F.2})$$

et par conséquent l'impédance en  $P$  peut être estimée :

$$Z_p = \frac{p}{v} \quad (\text{F.3})$$

Finalement il est calculé l'impédance de surface du matériau  $Z_m$  en utilisant la formulation

---

des impédances ramenées,

$$Z_m = \frac{Z_p + jZ_c \tan(kd)}{1 + j\frac{Z_p}{Z_c} \tan(kd)} \quad (\text{F.4})$$

Ce qui nous permet de calculer les coefficients de réflexion et d'absorption par les équations ci-après :

$$R = \frac{Z_m - Z_c}{Z_m + Z_c} \quad (\text{F.5})$$

$$\alpha = 1 - |R|^2 \quad (\text{F.6})$$



**Méthodes d'identification et de caractérisation  
de source de bruit en environnement réverbérant**

**Résumé** : Ce travail de thèse a été financé par le projet LICORVE (Développement de garnitures légères, innovantes, recyclables et poly-sensorielles pour les applications de coffres de véhicule). Il consiste à développer une méthodologie de mesure pour localiser et caractériser les sources de bruit dans un coffre de voiture. L'environnement de mesure se caractérise par un petit volume où les réflexions de la source d'intérêt et des sources perturbatrices sur les parois ne peuvent être négligées. La méthode doit donc permettre de séparer les différentes contributions pour estimer le plus précisément possible les sources étudiées (déconfinement). Dans un premier temps, deux méthodes de séparation : Double Layer Microphone Array SONAH (Statistically Optimal Near el Acoustical Holography) et Field Separation Method (FSM) sont étudiées numériquement. Les limites et avantages de chacune ont été déterminés dans un environnement de mesure confiné. Cela a permis de choisir la méthode la plus adaptée à notre problématique. Dans un deuxième temps les principales conclusions de l'étude numérique sont validées expérimentalement. Dans ce cadre, un ensemble de mesures sont réalisées dans une maquette avec la méthode FSM pour localiser et caractériser des sources maîtrisées. Après avoir validé la fiabilité de la méthode de séparation, FSM a été mise en oeuvre dans le coffre d'une Peugeot 508 SW en condition de roulement. Les résultats obtenus ont permis d'orienter le choix des garnitures pour un traitement acoustique optimal.

**Mots clés** : Imagerie acoustique, holographie acoustique de champ proche, déconfinement, rétropropagation, harmoniques sphériques, vibroacoustique.

**Abstract** : This thesis consists in developing, through the LICORVE project (light garnitures, innovative, recyclable and multi-sensorial for vehicle boots applications), a measurement method for localizing and characterizing noise sources in a vehicle trunk. The measuring environment is distinguished by a small volume where the reflections on the partitions generated by the source of interest and the interfering sources cannot be neglected. Therefore, the method must allow the separation of the different contributions in order to assess accurately the studied sources. As a first step, two separation methods : Double Layer Microphone Array SONAH (Statistically Optimized Near-Field Acoustical Holography) and Field Separation Method (FSM) are numerically studied. The limitations and advantages of each of them are determined in a confined measuring environment ; this allowed to select the most appropriate method to tackle our problem. As a second step, the main conclusions of the numerical study are confirmed experimentally. In this context, measurements are performed, using the FSM method, in a trunk mock-up to localize and characterize the controlled sources. So confirmed the reliability of the separation method, it has been tested in the boot of a Peugeot 508 SW on a roller bench. The obtained results allowed guiding the selection of garniture for the acoustic treatment.

**Keywords** : acoustic imaging, near-field acoustic holography, deconfinement, backpropagation, spherical harmonics, vibroacoustic.