



HAL
open science

Restitution sonore spatialisée sur une zone étendue: Application à la téléprésence

Rozenn Nicol

► **To cite this version:**

Rozenn Nicol. Restitution sonore spatialisée sur une zone étendue: Application à la téléprésence. Acoustique [physics.class-ph]. Université du Maine, 1999. Français. NNT : . tel-01067541

HAL Id: tel-01067541

<https://theses.hal.science/tel-01067541v1>

Submitted on 23 Sep 2014

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

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

UNIVERSITÉ DU MAINE

Le Mans

THÈSE

présentée
en vue d'obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DU MAINE
ÈS ACOUSTIQUE

par

Rozenn NICOL

*Restitution sonore spatialisée sur
une zone étendue:
Application à la téléprésence*

soutenue le 14 Décembre 1999

JURY

Président

Claude DEPOLLIER

Rapporteurs

Jacques JOUHANEAU

Diemer DE VRIES

Examineurs

Anne-Marie BRUNEAU

Marc EMERIT

Résumé

Le travail de thèse qui est rapporté dans le présent document a porté sur la réalisation d'un système de restitution sonore spatialisée pour la visioconférence. La principale contrainte de ce projet a résidé dans la taille de la zone d'écoute qui doit être suffisamment grande pour englober plusieurs auditeurs simultanément. Chaque auditeur doit également pouvoir se déplacer au sein de la zone d'écoute. A l'issue d'un tour d'horizon des différentes méthodes de spatialisation sonore existantes (stéréophonie, techniques binaurales, système ambisonique...) dont la pertinence a été examinée du point de vue du contexte de visioconférence, une approche holophonique a été finalement choisie, attendu qu'elle s'avère être la solution la plus pertinente pour obtenir une zone d'écoute étendue. Un prototype de système holophonique pour la visioconférence a ainsi été conçu et réalisé.

D'un point de vue théorique, l'holophonie dérive du Principe de Huygens. Elle constitue l'équivalent acoustique de l'holographie et consiste à reproduire un champ sonore à partir d'un enregistrement sur une surface. Sur la plan pratique, le champ sonore est enregistré par un réseau de microphones, auquel on substitue un réseau de haut-parleurs de géométrie identique à la restitution. Le concept de *Wavefield Synthesis* qui a été mis au point à l'U.T.D. (Université Technologique de Delft) définit un exemple de mise en œuvre d'un système holophonique. Le prototype qui a été développé au cours de cette thèse s'en est largement inspiré. En particulier, les simplifications mises en évidence à l'U.T.D., principalement afin de réduire la taille du réseau de transducteurs et leur nombre, ont été retenues. On a néanmoins eu le souci constant d'analyser la pertinence de la démarche menée à l'U.T.D. et de l'approfondir. Ainsi, les questions de l'échantillonnage spatial et de la troncature du réseau de transducteurs ont fait l'objet d'études spécifiques. Au final, le système holophonique qui a été mis au point se compose d'une antenne de haut-parleurs pilotés par une carte DSP. Il a été validé à la fois en environnement anéchoïque et dans un studio expérimental de visioconférence.

Au delà de la réalisation d'un système de spatialisation sonore pour la visioconférence, le second objectif de cette thèse visait une meilleure compréhension des procédés de spatialisation sonore à partir de l'approche générale que définit l'holophonie. Cet objectif a été atteint en reliant le système ambisonique à l'holophonie. Il est montré que, loin de constituer deux méthodes distinctes, les systèmes ambisonique et holophonique sont fondés sur des processus analogues et qu'en réalité, le système ambisonique est un cas particulier de l'holophonie. De ce résultat, un formalisme unifié de la reconstruction de champ sonore a été dégagé: il permet une comparaison directe des performances des deux méthodes, en termes d'encodage et de décodage de l'information spatiale du champ sonore. Il en ressort que, bien que le système ambisonic soit très séduisant sur le plan théorique, il se heurte à de nombreux problèmes de mise en œuvre. Par suite, l'holophonie reste la méthode la plus robuste sur le plan pratique.

Mots-clefs

Son 3D - Visioconférence - Téléprésence - Holophonie - Principe de Huygens - Intégrale de Kirchhoff-Helmholtz - Intégrale de Rayleigh - Wavefield Synthesis - Echantillonnage spatial - Troncature spatiale - Réseau de haut-parleurs - Antenne acoustique - Intégrale de Rubinowicz - Intégrale de Fresnel - Ambisonique -

Abstract

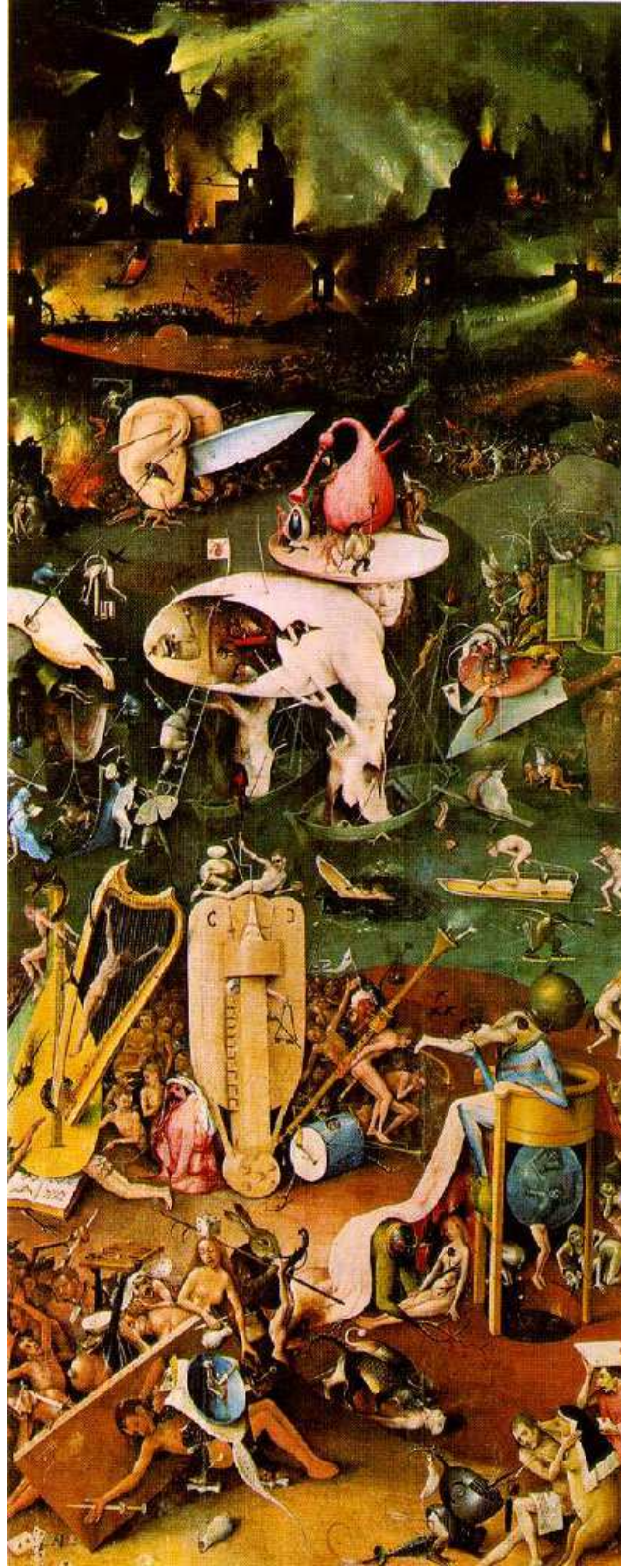
This Ph. D. Thesis deals with 3D-sound reproduction system designed for videoconferencing applications. Since videoconferences are addressed to several listeners, the listening area must be wide and this requirement has determined all the choices made in this study. After an overview of 3D-sound reproduction methods (stereophony, binaural technologies, ambisonic...), whose relevance for videoconferencing has been checked, an holophonic approach is preferred, because it is the only solution which ensures an extensive listening area. Consequently, a prototype of a holophonic system has been designed and implemented for videoconferencing.

From a theoretical point of view, holophony is based on the Huygens' Principle. It defines the acoustical equivalent to holography and consists in reproducing a soundfield from a recording over a surface. Practically, the soundfield is recorded by a microphone array and reproduced by a loudspeaker array of identical geometry. The *Wavefield Synthesis* concept, which has been developed at the Acoustic Laboratory of the D.U.T. (Delft University of Technology), represents one example of such holophonic system. The prototype, which has been designed during this thesis, is largely drawn from the Wavefield Synthesis concept. Particularly, simplifications, which have been pointed out at the D.U.T. in order to reduce the size of the transducer array and the number of transducers involved in the sound pick-up and reproduction, are used. Nevertheless, it was intended to go deeply into the holophonic theory: thus the questions of spatial sampling and spatial truncature have been analysed in detail. The holophonic system finally obtained is composed of a loudspeaker array, which is driven by a DSP. It has been measured and validated both in an anechoic environment and in an experimental videoconferencing studio.

Besides the implementation of a 3D-sound reproduction system for videoconferencing, the second purpose of this thesis aimed at a deep understanding of the sound spatialization process from the general approach defined by holophony. It has been reached by linking ambisonic and holophony. Indeed, it has been shown that, far from being two opposite methods, ambisonic and holophony are fundamentally based on a similar process. Moreover, ambisonic must be considered as a particular case of holophony. From this result, an unified approach of soundfield reconstruction has been derived, which has led to a straightforward comparison of the spatial encoding and decoding of the two methods. It was concluded that ambisonic is very attractive from a theoretical point of view, but unfeasible, so that holophony should be preferred in practice.

Keywords

3D-Sound Reproduction - Videoconferencing - Telepresence - Holophony - Huygens' Principle - Kirchhoff-Helmholtz Integral - Rayleigh Integral - Wavefield Synthesis - Spatial Sampling - Spatial Truncature - Loudspeaker Array - Microphone Array - Rubinowicz Integral - Fresnel Integral - Ambisonic -



Hieronymus Bosch: *Le jardin des plaisirs* — *L'Enfer* —

A toi

Remerciements

Le travail de thèse qui est rapporté dans le présent document s'est déroulé au sein du C.N.E.T. de Lannion, dans le cadre de l'Unité de Recherche et Développement I.S.I. dédiée aux Interfaces Sonores Innovantes du Laboratoire D.I.P.S. (Dialogue et Interaction par la Parole et le Son) de D.I.H. (Direction des Interactions Humaines).

Je voudrais d'abord remercier la direction du C.N.E.T. de m'avoir accueillie dans son établissement afin que j'y réalise mon travail de thèse. Pour les premiers mois passés au sein du Département C.M.C., je tiens à remercier son responsable, Pierre Combescure, de m'avoir admise au sein de son équipe. D.I.P.S. ayant succédé à C.M.C., j'adresse aussi mes remerciements à Francis Charpentier, responsable de D.I.P.S., de m'avoir intégrée dans son Laboratoire. Je remercie également Yannick Mahieux, responsable d'I.S.I., de m'avoir accueillie dans son U.R.D. Je tiens enfin à remercier l'ensemble du personnel du C.N.E.T. de son accueil qui a contribué à rendre mon séjour aussi agréable qu'enrichissant.

L'initiative de cette thèse revient à André Gilloire qui en a défini le sujet et monté le projet. Je veux lui exprimer ici ma reconnaissance de la confiance qu'il m'a accordée pour mener à bien cette étude. Je voudrais aussi le remercier de m'avoir offert l'opportunité d'un sujet de thèse passionnant qui m'a embarquée pour un voyage merveilleux au cœur de la spatialisation sonore et de l'holophonie... Enfin, je tiens à le remercier de l'aide et des conseils qu'il m'a apportés tout au long de mon travail de thèse.

C'est à Marc Emerit qu'a incombé la lourde tâche de diriger mon travail de recherche au C.N.E.T. Du fond du cœur, un grand merci à toi, Marco, pour ta disponibilité, ta patience et la perspicacité dont tu as su m'éclairer. Je n'ai pas peur d'écrire que, grâce à toi, ces trois années passées ont été une aventure formidable dans laquelle le responsable de thèse a fait place à un véritable ami...

Je voudrais aussi exprimer mes plus sincères remerciements à Jean-Marc Jot pour nos nombreuses discussions, au cours desquelles il a bien voulu, avec l'incommensurable bienveillance qui le caractérise, me communiquer quelques bribes de son savoir sur le son 3D ou ambisonic. Jean-Marc, le dernier chapitre de ce document t'est dédié...

Je pense aussi très fort à mon "frère de thèse", Hyeronimus, et à "ma sœur de thèse", Véro...

J'ai eu beaucoup de plaisir à travailler au sein du Laboratoire D.I.P.S. et je remercie chaleureusement tous ses membres de leur accueil...

Une grande pensée pour Janine, la rayonnante "grand-mère" dont la présence illumine le secrétariat...

Une pensée affectueuse pour Pascal, Claude, Oli, Totophe, Ch'ri Ar Braz, Lionel, Laetitia, Elodie, Gérard, Pierrot...

Je n'oublie pas non plus Stéphane et Jean-Marie qui, à l'occasion de leur stage, ont partagé l'aventure de l'holophonie. Qu'ils soient vivement remercié non seulement pour l'aide qu'il m'ont apportée dans mon travail de thèse, mais aussi pour leur bonne humeur contagieuse...

Et une pensée très particulière pour Catherine qui m'a accordé l'hospitalité de son bureau...

J'adresse aussi mes plus vifs remerciements aux mécaniciens de l'Atelier de Mécanique pour la réalisation du prototype d'holophonie.

Je tiens à remercier Anne-Marie Bruneau d'avoir accepté d'être ma Directrice de thèse, ainsi que pour son aide et ses conseils. J'exprime aussi mes plus sincères remerciements à Jacques Jouhaneau, Claude Depollier, Diemer de Vries, qui ont bien voulu faire partie de mon jury de thèse, et je remercie tous les membres du

jury d'avoir relevé le "défi" que constituait la lecture de mon document de thèse dont l'épaisseur aurait découragé plus d'un...

Enfin, du plus profond du cœur, je voudrais remercier ma famille pour l'affection dont elle a su m'entourer tout au long de ce travail. Et une pensée très très particulière aux "grandes marées"...

Et aussi gros poutous à Lolo et Jéjé!

Et enfin, plein de choses à toi, Babou...

Trugarez!

Table des Notations et Symboles

$j = \sqrt{-1}$	Unité imaginaire
c	Célérité des ondes acoustiques
t	Temps (s)
f	Fréquence (Hz)
$\omega = 2\pi f$	Pulsation
$k = \frac{\omega}{c}$	Nombre d'onde
$\lambda = \frac{c}{f}$	Longueur d'onde
$\vec{r}(x, y, z)$	Coordonnées cartésiennes
$\vec{r}(r, \varphi, z)$	Coordonnées cylindriques
$\vec{r}(r, \varphi, \theta)$	Coordonnées sphériques
φ	Angle d'azimut (coordonnées cylindriques ou sphériques)
θ	Angle d'élévation (coordonnées sphériques)
$\vec{\chi}(\chi_x, \chi_y, \chi_z)$	Vecteur de fréquence spatiale
Ω	Domaine spatial considéré
$\partial\Omega$	Frontière du domaine Ω
$p(\vec{r}, t)$	Pression acoustique au point \vec{r} et à l'instant t
$p(\vec{r}, \omega)$	Pression acoustique au point \vec{r} et à la pulsation ω
$\vec{\nabla}p(\vec{r}, t)$	Gradient de pression
$P(\vec{\chi})$	Spectre spatial de $p(\vec{r})$
\vec{v}	Vecteur de vitesse particulaire
\vec{I}	Vecteur d'intensité acoustique active
ϕ	Terme de phase
$g(\vec{r}, t)$	Fonction de Green associée au problème (problème temporel)
$g(\vec{r}, \omega)$	Fonction de Green associée au problème (problème fréquentiel)
$g_\infty(\vec{r}, t)$	Fonction de Green en espace infini (problème temporel)
$g_\infty(\vec{r}, \omega)$	Fonction de Green en espace infini (problème fréquentiel)
$\mathbf{a} = [a_1 \ a_2 \ \dots \ a_M]$	Vecteur de longueur M
\mathbf{a}^T	Transposé du vecteur \mathbf{a}
$\mathbf{A} = [\mathbf{a}_1^T \ \mathbf{a}_2^T \ \dots \ \mathbf{a}_M^T]$	Matrice de dimensions $M \times N$
$\delta(x)$	Distribution de Dirac
$Rect(x)$	Fonction rectangle
$signe(x)$	Fonction signe
$sinc(x) = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x}$	Fonction sinus cardinal
$J_m(x)$	Fonction de Bessel cylindrique de première espèce d'ordre m
$j_m(x)$	Fonction de Bessel sphérique de première espèce d'ordre m

g	Facteur de gain
Δ	Espacement entre transducteurs (microphones ou haut-parleurs)
w	Fenêtre de pondération
W	Spectre associé à la fenêtre de pondération w
M_e	Matrice d'encodage
M_d	Matrice de décodage

Table des Sigles et Abréviations

U.T.D.	Université Technologique de Delft
T.F.	Transformée de Fourier
F.F.T.	<i>Fast Fourier Transform</i> (Transformée de Fourier Rapide)

Table des matières

Introduction	19
1 De la spatialisation sonore en contexte de visioconférence	23
1.1 De la téléconférence à la visioconférence...	27
1.2 Restitution spatialisée de la scène sonore	27
1.3 Mur de Téléprésence	28
1.4 Reproduction 3D d'un champ sonore sur une zone étendue	30
Références Bibliographiques	31
2 Reproduction 3D d'un champ sonore	35
2.1 Une expérience historique: le <i>Théâtrophone</i> de C. Ader (1881)	39
2.2 Perception 3D d'un champ sonore	42
2.3 Reproduction 3D d'un champ sonore: approche physique et approche psychoacoustique	46
2.4 Stéréophonie	48
2.5 Techniques binaurales	66
2.6 Système ambisonique	73
2.7 Privilégier une approche physique de reproduction sonore 3D	89
Références Bibliographiques	91
3 Holophonie	95
3.1 Le Principe de Huygens	99
3.2 L'Intégrale de Kirchhoff	103
3.3 Application à la reproduction 3D d'un champ sonore	108
3.4 Vers une approche simplifiée	116
3.5 Conclusion	170
Références Bibliographiques	173
4 Echantillonnage spatial de la distribution de sources secondaires	179
4.1 Discrétisation de la distribution de sources secondaires	183
4.2 Pas d'échantillonnage	184
4.3 Repliement de spectre spatial	196
4.4 Processus d'interpolation spatiale	204
4.5 Conclusion	207
Références Bibliographiques	209
5 Troncature Spatiale	213
5.1 Analyse du phénomène	217
5.2 Quantification de l'effet de troncature	247
5.3 Solutions pour réduire l'effet de troncature	254
5.4 Conclusion	280
Références Bibliographiques	283

6	Prototype de système holophonique pour la visioconférence	289
6.1	Contexte de visioconférence	293
6.2	Description du prototype	296
6.3	Expérimentations	311
6.4	Conclusion	322
	Références Bibliographiques	327
7	Lien entre l'holophonie et le système ambisonique	331
7.1	L'approche ambisonique généralisée	335
7.2	Dérivation du système ambisonique à partir de l'holophonie	343
7.3	Une approche unifiée	346
7.4	Encodage spatial	351
7.5	Décodage spatial	359
7.6	Discussion: Système ambisonique versus Holophonie	367
	Références Bibliographiques	371
	Conclusion	377
	Annexes	381
A	Poser et résoudre un problème aux limites en acoustique	383
A.1	Poser le problème	385
A.2	Fonction de Green	386
A.3	Résolution par équations intégrales	388
	Références Bibliographiques	390
B	Intégrale de Kirchhoff	391
B.1	Données du problème de Kirchhoff	393
B.2	Choix de la fonction de Green	393
B.3	Spécificités de l'approche de Kirchhoff	394
B.4	Propriétés de l'intégrale de Kirchhoff	394
	Références Bibliographiques	396
C	Intégrale de Rayleigh	397
C.1	Géométrie du problème de Rayleigh	399
C.2	Choix de la fonction de Green	399
C.3	Propriétés de l'intégrale de Rayleigh	401
	Références Bibliographiques	403
D	Approximation de la phase stationnaire	405
D.1	Principe	407
D.2	Dérivation de la limite asymptotique de l'intégrale	409
D.3	Application aux intégrales de Kirchhoff et Rayleigh	409
	Références Bibliographiques	411
E	Routines Matlab de simulation de l'holophonie	413
E.1	Introduction	415
E.2	Intégrale de Rayleigh I	416
E.3	Intégrale de Rayleigh II	418
E.4	Intégrale de Rayleigh I avec l'approximation de la Phase Stationnaire	420
E.5	Intégrale de Rayleigh II avec l'approximation de la Phase Stationnaire	423
E.6	Intégrale de Rubinowicz	426

F Impulsion Gaussienne	429
F.1 Définition	431
F.2 Spectre	432
Références Bibliographiques	433
G Spectre spatial d'une onde sphérique	435
G.1 Spectre 3D	437
G.2 Spectre 2D	438
Références Bibliographiques	442
H Approximation de Fresnel	443
H.1 Principe	445
H.2 Application à l'intégrale de Rayleigh I	445
Références Bibliographiques	447
I Publications	449
I.1 CORESA 98 (Lannion, 9 & 10 juin 1998)	451
I.2 ICA (Seattle, 20-26 juin 1998)	461
I.3 DAFX 98 (Barcelone, 19-21 novembre 1998)	469
I.4 Forum Acusticum 99 (Berlin, 14-19 mars 1999)	475
I.5 AES 16th International Conference on Spatial Sound Reproduction (Rovaniemi, 10-12 avril 1999)	481
Références Bibliographiques	501
Table des illustrations	507

Introduction

A la fin du XIX^e siècle, notre perception du monde sonore a été bouleversée par deux inventions: le téléphone (G. Bell, 1876) et le phonographe (Ch. Cros / T. Edison, 1877). Avec la première, il devenait désormais possible de transmettre les sons dans l'espace, et avec la seconde, de les transmettre dans le temps. Alors qu'auparavant, un son était indissociable de l'instant et du lieu où il était émis, il pouvait dès lors être *reproduit* à des *instants ultérieurs* et en des *lieux différents*, ce qui ouvrait la porte à une nouvelle expérience du monde sonore¹...

Cependant, qu'il s'agisse de les transmettre dans l'espace ou dans le temps, ces découvertes posent d'emblée le *problème de la reproduction des sons*. Reproduire un son signifie reproduire toutes ses propriétés telles qu'elles existent dans une situation d'écoute réelle. Or, un son est un *phénomène à quatre dimensions*: il évolue en fonction du *temps* et des trois coordonnées d'*espace*. Il est frappant de constater qu' un peu plus d'un siècle après l'invention du téléphone et du phonographe, le problème de la reproduction d'un son est loin d'être maîtrisé dans son ensemble. Même si la reproduction des phénomènes temporels peut être considérée comme un problème résolu, la reproduction des aspects spatiaux soulève encore de nombreuses difficultés et le domaine du son spatialisé est un secteur de recherche en pleine expansion en cette fin du XX^e siècle. L'intérêt pour le son spatialisé est motivé par ailleurs par le nombre croissant d'applications qui y font appel, qu'il s'agisse du cinéma, du monde de la réalité virtuelle en général, des applications Multimédia ou des systèmes de Télécommunication...etc...

Le travail de thèse qui est rapporté dans le présent document, s'inscrit au cœur de ce problème, puisqu'il a trait à la fois au *domaine des Télécommunications* et à la *spatialisation sonore*. Il concerne la reproduction spatialisée du son dans les systèmes de communication de groupe que sont les visioconférences. Avec ces nouveaux systèmes de télécommunication, le dialogue téléphonique se conjugue au pluriel, entre plusieurs groupes d'individus répartis en différents lieux, et l'image s'associe au son pour constituer une interface de communication audiovisuelle qui combinent des caméras, des écrans vidéo, des microphones et des haut-parleurs. Dans ce contexte, une reproduction sonore spatialisée intervient d'abord pour renforcer l'illusion d'une situation réelle et rendre ainsi l'interface de communication la plus transparente possible du point de vue des utilisateurs. De cette façon, on cherche à imiter les conditions naturelles d'une conversation, dans le souci d'une interactivité optimale. A terme, on veut donner l'impression aux différents interlocuteurs qu'ils partagent le même espace, alors qu'ils peuvent être distants de plusieurs milliers de kilomètres. Cette idée définit le concept du *mur de téléprésence*. Cependant la restitution sonore spatialisée présente d'autres intérêts à plus court terme: elle contribue à améliorer l'*intelligibilité de la parole*, de même qu'elle réduit l'effort d'*attention* dans le suivi d'une conversation.

1. Les idées contenues dans cette introduction sont largement inspirées d'une conférence présentée par D. Malham dans le cadre des journées d'études DAFX98 [Malham, 1998].

La mise œuvre d'un système de spatialisation sonore dans une application de visioconférence était donc le problème posé à l'origine de cette thèse. Les solutions envisagées pour intégrer une restitution sonore spatialisée aux systèmes de visioconférence sont le plus souvent basées sur le principe stéréophonique ou les technologies binaurales [Mahieux *et al.*, 1998] [Miyoshi & Koizumi, 1992] [Rimell, 1999], mais ces approches souffrent de plusieurs limitations que nous avons cherché à dépasser en abordant le problème de la spatialisation sonore du point de vue le plus général. Le contexte de visioconférence pose en effet des contraintes spécifiques auxquelles les techniques classiques de spatialisation sonore ne permettent pas de répondre de façon satisfaisante et robuste. La zone d'écoute doit d'abord être suffisamment grande pour englober l'ensemble des participants. Ensuite, ces derniers doivent pouvoir se déplacer au sein de la zone d'écoute en conservant une restitution correcte et stable. Enfin, des systèmes de restitution contraignants, tels qu'un casque (par exemple pour une reproduction binaurale), sont exclus.

Fondamentalement, pour reproduire un champ sonore spatialisé, il suffit de le recréer à l'identique sur une zone donnée. Ainsi, un auditeur placé à l'intérieur de cette zone, dont les dimensions devront nécessairement englober au minimum celles de la tête de l'individu, percevra un champ en tout point équivalent à celui qu'il aurait perçu dans la situation réelle, de telle sorte qu'il soit parfaitement capable de localiser les positions et les mouvements des sources sonores, comme si elles étaient réellement présentes. Cette approche de reproduction du champ physique à l'identique correspond au procédé défini par M. Jessel comme l'*holophonie* et qui s'inspire du Principe de Huygens [Jessel, 1973]. Elle consiste à enregistrer le champ acoustique sur une surface pour le reproduire à l'intérieur d'un volume et s'identifie donc à l'équivalent acoustique de l'holographie.

L'holophonie constitue l'approche la plus générale de reproduction sonore spatialisée: en d'autres termes, l'ensemble des autres techniques de spatialisation sonore n'en sont que des cas particuliers dans lesquels la reproduction sonore est simplifiée en limitant la taille de la zone de restitution ou la précision de la reproduction du champ sonore. Avec l'holophonie, la reproduction des informations spatiales est basée sur une analyse physique des phénomènes (Principe de Huygens), par laquelle les performances de reconstruction du champ sonore, notamment en terme de taille de zone d'écoute et de qualité de reproduction, sont directement reliées au nombre de microphones et de haut-parleurs utilisés à la prise et à la restitution du son, ce qui démontre l'intérêt de cette approche pour une appréhension globale du problème de la spatialisation sonore.

Bien que, dans son principe, l'holophonie soit connue depuis longtemps [Jessel, 1973], elle n'a été mise en œuvre que récemment, avec les travaux menés au Laboratoire d'Acoustique de l'U.T.D. (Université Technologique de Delft) qui, depuis une dizaine d'années, développe des systèmes de spatialisation sonore sous le concept de *Wave Field Synthesis* qui n'est autre qu'un exemple particulier d'implémentation d'un système holophonique. L'apport fondamental des recherches de l'U.T.D. a consisté à prouver qu'il était possible, certes moyennant certaines approximations, de réaliser un système holophonique opérationnel avec une complexité raisonnable.

La question de la faisabilité de l'holophonie étant ainsi résolue, la première étape du travail de thèse a visé à approfondir la connaissance du procédé holophonique, en étudiant à la fois la théorie générale contenue dans le Principe de Huygens et l'Intégrale de Kirchhoff-Helmholtz [Jessel, 1973] [Bruneau, 1983] et les résultats des travaux de l'U.T.D. [Start, 1997] [Verheijen, 1997]. Dans une seconde étape, un prototype de système holophonique adapté au contexte de visioconférence a été réalisé, puis monté dans la chambre anéchoïque du C.N.E.T.. Une fois son fonctionnement validé, ce prototype permettra d'évaluer l'apport d'un tel système dans une application de visioconférence, en particulier en le comparant à d'autres techniques de spatialisation sonore.

Le présent document se veut le reflet de cette démarche. Le premier chapitre pose le problème de la reproduction sonore spatialisée dans le contexte de la visioconférence, en soulignant les contraintes spécifiques à ce type d'application. Dans le second chapitre, la reproduction d'un champ sonore spatialisé est abordée d'un point de vue général: les différentes méthodes de spatialisation sonore (stéréophonie, technologies binaurales, système ambisonique) sont présentées en faisant ressortir leurs avantages et leurs inconvénients du point de vue du contexte de la visioconférence. La conclusion de cette étude met en évidence l'intérêt de l'holophonie par rapport au problème posé au premier chapitre.

Au troisième chapitre, les fondements théoriques de l'holophonie sont exposés à partir du Principe de Huygens et de l'Intégrale de Kirchhoff-Helmholtz. Il est également montré comment cette approche peut être simplifiée, principalement en ce qui concerne le nombre de transducteurs requis, moyennant des hypothèses compatibles avec notre contexte applicatif. Ces résultats proviennent en grande partie des travaux de l'U.T.D.

Dans la perspective de la réalisation d'un système holophonique, les deux chapitres suivants s'intéressent à deux problèmes spécifiques: l'échantillonnage spatial et la troncature du réseau de transducteurs utilisés pour la prise et la restitution du champ sonore. Le second point est davantage détaillé, car il a fait l'objet d'une étude originale, dans laquelle le phénomène de troncature, qui peut être identifié à un phénomène de diffraction, est modélisé grâce à l'intégrale de Rubinowicz. Il s'en déduit une nouvelle méthode de correction des effets de troncature, qui consiste à annuler le champ diffracté résultant de la troncature spatiale au moyen de sources additionnelles, dites sources de Rubinowicz. Cette méthode est comparée à d'autres approches, notamment celles qui sont utilisées à l'U.T.D..

Le prototype de système holophonique mis au point à l'issue de cette étude théorique est décrit au sixième chapitre. Sa conception s'inspire largement du système de *Wave Field Synthesis* de l'U.T.D. Il a fait l'objet d'une première phase de validation objective, menée à la fois en chambre anéchoïque et dans un studio expérimental de visioconférence, et dont les résultats sont présentés.

La démarche qui a été retenue tout au long de cette thèse, en privilégiant une approche générale du problème de la spatialisation sonore, a conduit à une formulation générale du principe de reconstruction de champ acoustique, au sein duquel ont pu être fondus deux approches de spatialisation sonore, considérées jusqu'alors comme parfaitement distinctes, à savoir: l'holophonie et le système ambisonique. En particulier, il a été établi que le système ambisonique n'était qu'un cas particulier de l'holophonie. Mais surtout, en les intégrant dans une formulation commune de reproduction d'un champ sonore spatialisé, on a pu effectuer une comparaison directe de leurs performances d'encodage (prise de son) et de décodage (restitution) spatial, en termes de taille de zone d'écoute et de fidélité de reproduction du champ sonore, sans perdre de vue les aspects pratiques de mise en œuvre. Ces résultats incitent à reconsidérer d'autres techniques de spatialisation sonore à la lumière de cette approche holophonique généralisée.

Avant de conclure, les perspectives pour la suite de l'étude seront proposées.

Chapitre 1

Position du problème: De la spatialisation sonore en contexte de visioconférence

Montségur est un rocher conique aux versants escarpés qui se dresse au-dessus d'une plaine tourmentée, donnant à première vue l'impression d'une illusion lointaine, d'une chose d'un autre monde. On dirait qu'il est là pour accueillir les armées des anges qui sont peut-être capables, de leur perspective séraphique, de découvrir cet empan de terrain plat où poser une échelle céleste...

Les Enfants du Graal - P. Berling - Ed. Lattès, 1996

Sommaire

1.1	De la téléconférence à la visioconférence...	27
1.2	Restitution spatialisée de la scène sonore	27
1.3	Mur de Téléprésence	28
1.4	Reproduction 3D d'un champ sonore sur une zone étendue	30
	Références Bibliographiques	31

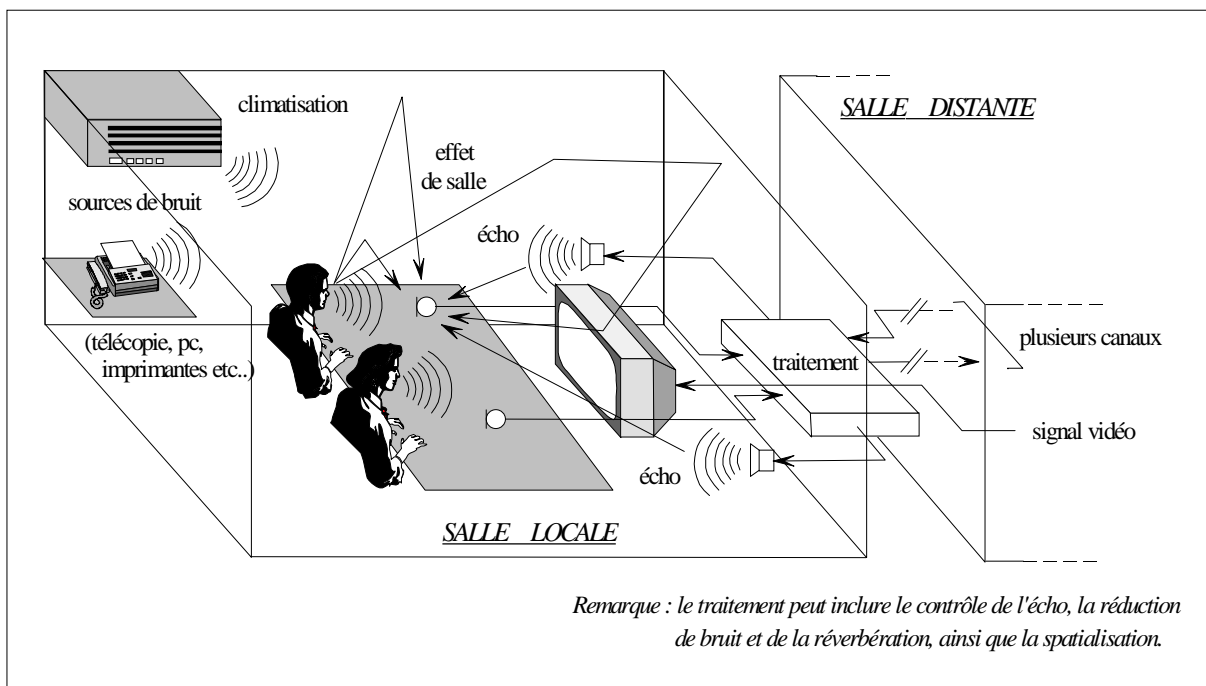


FIG. 1.1 - Principe d'une visioconférence

1.1 De la téléconférence à la visioconférence...

La téléconférence est un nouveau service de télécommunication qui se propose d'étendre le principe du dialogue téléphonique entre deux personnes à des groupes d'individus [Mahieux *et al.*, 1998]. Elle consiste à faire communiquer plusieurs groupes de personnes réparties dans des lieux distants. Ce type de service inaugure l'ère des systèmes de *communication de groupe*... Les réunions de travail organisées entre différents sites d'une entreprise constituent une des applications possibles. Dans ces systèmes, la voix de chaque locuteur est captée par un ou plusieurs microphones pour être restituée sur des hauts-parleurs placés dans les locaux distants (cf. Fig. 1.1). Afin d'améliorer la qualité du service, l'image des participants est également restituée au moyen de caméras et d'écrans vidéo. La téléconférence devient alors un moyen de communication audiovisuelle à part entière et on préfère parler de *visioconférence*.

Cependant, la prise et la restitution du son dans ces systèmes de communication de groupe posent des problèmes spécifiques [Miyoshi & Koizumi, 1992], tels que:

- la présence d'un *effet de salle* — à la fois à la prise et la restitution — susceptible d'altérer l'intelligibilité de la parole et à moindre degré d'induire des colorations spectrales,
- le *couplage acoustique* entre les microphones et les haut-parleurs, couplage qui est responsable de l'effet Larsen et des phénomènes d'écho acoustique¹,
- les perturbations des *bruits* d'environnement (ventilation, appareillage électronique, ordinateurs...).

Différentes solutions existent. Privilégier une prise de son en *champ proche* ou utiliser des microphones *directifs* par exemple permet de s'affranchir partiellement des effets de salle et d'accroître le rapport signal à bruit. Spécifiquement développées pour ce type d'applications, les *antennes acoustiques* offrent dans le même esprit une prise de son à la fois directive et contrôlable par des moyens électroniques.

Enfin, il est possible de faire intervenir en aval de la prise de son des *algorithmes de traitement du signal* qui réalisent des opérations de déréverbération, d'annulation d'écho ou de réduction de bruit [Mahieux *et al.*, 1998]...

1.2 Restitution spatialisée de la scène sonore

Un autre axe de recherche concerne la *spatialisation de la scène sonore* [Miyoshi & Koizumi, 1992] [Mahieux *et al.*, 1998]. Il s'agit de restituer la position et les éventuels mouvements des différents interlocuteurs. Cette idée intervient d'abord dans un souci de *cohérence avec la localisation visuelle* sur les écrans vidéo. En outre, des tests menés pour évaluer la qualité des systèmes de visioconférence ont montré qu'une restitution sonore monophonique dégrade sensiblement la perception de la qualité globale du système, même si la restitution de l'image est parfaite [Chateau, 1999].

La spatialisation sonore permet aussi d'*améliorer l'intelligibilité de la parole*, car l'oreille humaine est capable de distinguer des sources émettant simultanément dès lors qu'elles occupent des positions distinctes dans l'espace. Ainsi une source de bruit est perceptivement moins gênante, lorsque le système auditif peut la discriminer spatialement de la source utile. Ce sont les propriétés du *masquage binaural* que l'on retrouve dans l'effet "Cocktail Party" [Brian, 1997] [Plomp, 1977]. De plus, avec la restitution spatialisée de la scène sonore, plusieurs conversations peuvent coexister en parallèle sans interférer entre elles. Plus généralement, la spatialisation des voix des locuteurs contribue à *soulager l'effort d'attention* de leurs interlocuteurs pour le suivi de la conversation. La spatialisation de la scène sonore en visioconférence se traduit donc par une amélioration du confort global des utilisateurs.

Dans le domaine de la visioconférence, la spatialisation sonore est donc devenue un sujet à l'ordre du jour. D'ores et déjà, le système *Varèse*, système de visioconférence de groupe qui a vu le jour au C.N.E.T.,

1. Lorsqu'un locuteur parle, sa voix est diffusée dans la salle distante. Elle est alors captée par les microphones situés dans cette salle, ce qui implique qu'elle est partiellement retransmise dans le local initial. Le locuteur perçoit donc sa propre voix réémise par les hauts-parleurs, moyennant un temps de retard lié aux délais de transmission et de traitement et qui peut varier entre 200 ms et 1 s... Ce phénomène constitue l'écho acoustique. Il est perceptivement très gênant dès que le retard est supérieure à 50 ms. Par ailleurs, le système de prise et restitution du son définit dans ces conditions un système bouclé. Lorsque le gain de la boucle est supérieur ou égal à 1, le système part en boucle et émet un sifflement à sa fréquence de résonance. Ce phénomène est connu sous le nom d'effet Larsen.

propose une restitution sonore spatialisée qui, bien qu'elle soit basée sur une approche très simplifiée, a clairement démontré l'intérêt de la spatialisation sonore pour la visioconférence [Mahieux *et al.*, 1998]. Dans le système Varèse, l'effet de spatialisation est obtenu en plaçant derrière l'écran vidéo un nombre suffisant de haut-parleurs de façon à associer à chaque locuteur un haut-parleur. Tant que l'écart angulaire entre la localisation auditive et visuelle des personnes reste inférieur à 11° , les images sonores et visuelles sont subjectivement confondues [Thurlow & Jack, 1973] [Chateau, 1999]. Cette condition est scrupuleusement respectée dans les studios Varèse. Les images des locuteurs distants sont projetées sur des écrans dont la base mesure entre 1,5 et 2 mètres. Les participants étant situés à plusieurs mètres (de l'ordre de 2 à 5 mètres) de l'écran, il suffit de disposer trois haut-parleurs derrière chaque écran pour obtenir un écart angulaire maximal de 15° en azimut entre l'image sonore et visuelle des personnes distantes pour l'ensemble des positions d'écoute. Opérationnel depuis plusieurs années, le système Varèse a fait la preuve, dans son utilisation au quotidien au sein du C.N.E.T., ainsi que pour les présidents du consortium Global One, que la spatialisation sonore constitue un des enjeux majeurs des futurs systèmes de visioconférence [Mahieux *et al.*, 1998].

1.3 Mur de Téléprésence

L'introduction de la spatialisation sonore dans les nouveaux services de télécommunications procède aussi du souci d'accroître le *réalisme* de la restitution des scènes distantes. Le concept de "*mur de téléprésence*" reprend cette idée à un niveau beaucoup plus ambitieux: il définit une interface de communication audiovisuelle si transparente qu'elle donne aux différents participants l'illusion qu'ils partagent le même espace sonore et visuel, alors qu'ils sont situés en des lieux géographiquement bien distincts (cf. Fig. 1.2) [Miyoshi & Koizumi, 1992]... On cherche ainsi à se rapprocher des conditions "naturelles" d'une conversation en vue d'une interactivité optimale. On touche au domaine de la *réalité virtuelle*.

A l'échelle d'une communication téléphonique, l'intérêt du mur de téléprésence peut paraître discutable, mais il faut se rappeler qu'une des principales utilisations de la visioconférence concerne l'organisation de réunions à distance qui durent parfois plusieurs heures. Dans ces conditions, les utilisateurs deviennent très sensibles à tous les défauts du système et un désagrément mineur peut être perçu comme très gênant à l'issue d'une séance d'une journée. Parce que le service de visioconférence est essentiellement destiné à être utilisé sur la durée, la téléprésence constitue donc un enjeu primordial. A plus long terme, on envisage d'appliquer le principe du mur de téléprésence à un concept de *cafétéria virtuelle* afin de constituer des espaces d'échanges informels entre différents sites d'une entreprise en bénéficiant de la convivialité d'un lieu de détente. Il faut en effet avoir présent à l'esprit que c'est bien souvent dans le cadre de ces lieux d'échanges informels que les projets d'une entreprise prennent naissance ou progressent...

En pratique, la réalisation d'un mur de téléprésence suppose de concevoir un système de visualisation et de sonorisation capables de restituer en 3 dimensions les scènes distantes. Il importe que les positions et les mouvements des différents interlocuteurs soient restitués dans les locaux distants. De plus, les personnes participant à une visioconférence doivent pouvoir se déplacer librement dans la salle en conservant une perception 3D correcte — sur le plan sonore et visuel — de leurs interlocuteurs. Un rendu réaliste passe en outre par une reproduction de l'image des individus à l'échelle 1:1, c'est à dire en grandeur nature.

Le cahier des charges d'un mur de téléprésence s'attache donc à deux points:

- ▷ *restituer une scène sonore et visuelle en 3 dimensions*, ce qui implique que les informations de position et de mouvement des individus, à la fois en direction et en distance, soient convenablement saisies et reproduites,
- ▷ *offrir une zone de restitution étendue* pour permettre les déplacements des utilisateurs.

En outre, le système de restitution doit être *totallement transparent du point de vue des utilisateurs* et en particulier il ne doit leur imposer ni contraintes, ni le port d'un équipement spécifique, tel qu'un casque ou des lunettes.

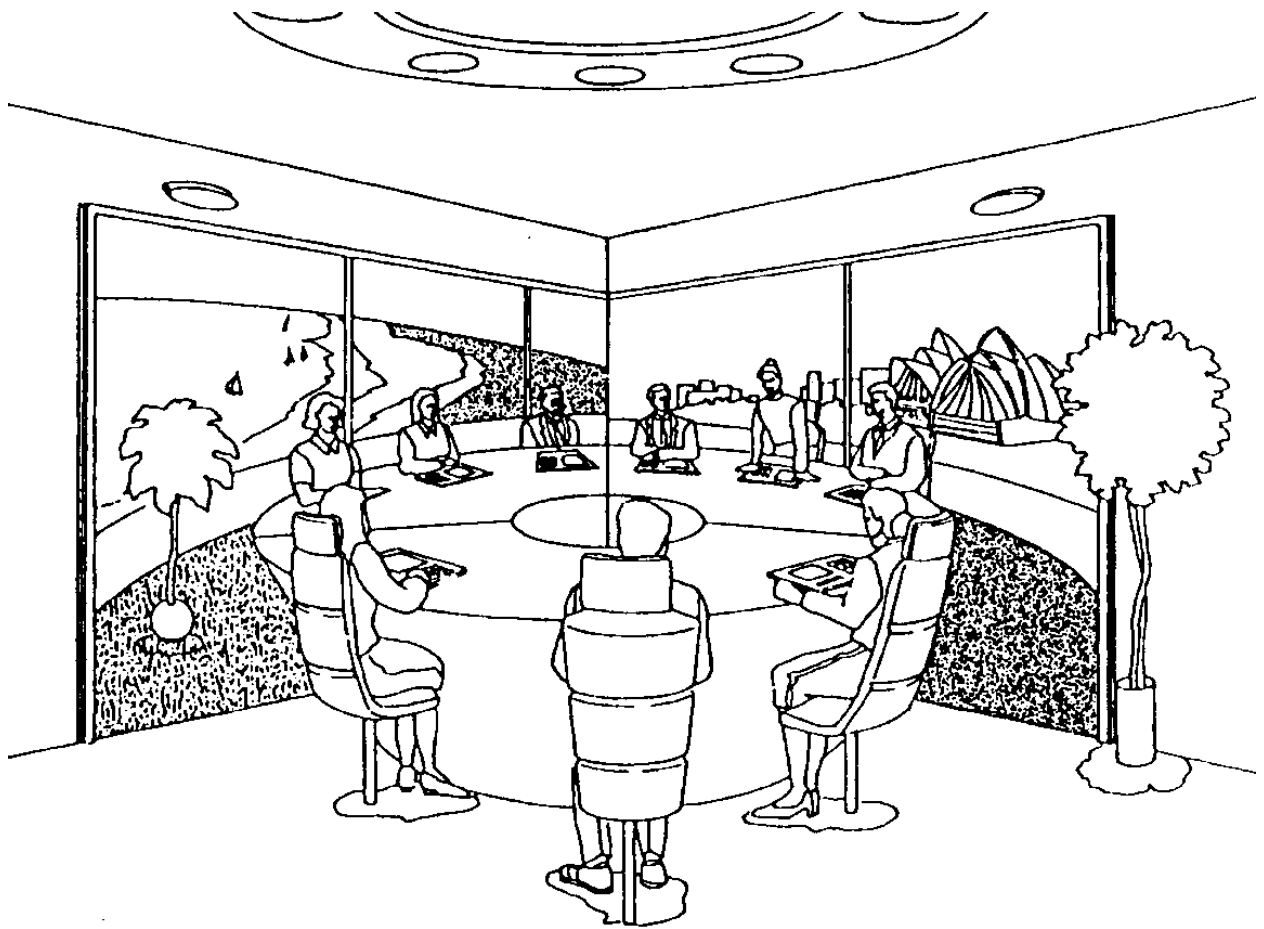


FIG. 1.2 - Concept du mur de téléprésence: Les participants ont l'illusion de partager le même espace que leurs interlocuteurs distants (localisés à Singapour et Sydney), d'après [Miyoshi & Koizumi, 1992].

1.4 Reproduction 3D d'un champ sonore sur une zone étendue

Dans la perspective de la téléprésence, nous nous concentrerons dans le cadre de la présente étude sur le problème de la reproduction 3D de la *scène sonore*, en laissant de côté tous les aspects concernant la chaîne vidéo du système de visioconférence. En d'autres termes, le problème que nous avons traité à travers ce travail de thèse concerne la *reproduction 3D d'un champ sonore sur une zone étendue* appliquée au contexte de visioconférence. Il existe plusieurs méthodes pour reproduire un champ spatialisé. Nous allons les décrire à présent, en mettant en évidence à la fois leurs performances, en terme de restitution sonore 3D et d'étendue de la zone d'écoute, et leur pertinence du point de vue du contexte applicatif de visioconférence.

Références Bibliographiques

- BRIAN C. J. MOORE. (1997). *An Introduction to the Psychology of Hearing*. Academic Press, San Diego.
- CHATEAU N. (Mars 1999). Contribution of Perceived Audiovisual Spatial Fusion to Subjective Audiovisual Quality. *In: Collected Papers from the Joint Meeting "Berlin 99" (137th Meeting of the Acoustical Society of America / 2nd Convention of the European Acoustics Association)*.
- MAHIEUX Y., PETIT J.-P., EMERIT M., LE TOURNEUR G. & THOMAS J.-P. (1998). Le traitement du son pour la téléconférence. *L'écho des RECHERCHES*, 65-76.
- MIYOSHI M. & KOIZUMI N. (1992). NNT's Research on Acoustics for Future Telecommunication Services. *Applied Acoustics*, **36**, pp. 307-326.
- PLOMP R. (1977). Acoustical Aspects of Cocktail Parties. *Acustica*, **38**, pp. 186-191.
- THURLOW W.-R. & JACK C.E. (1973). Certain Determinants of the "Ventriloquism Effect". *Perceptual and Motor Skills*, **36**, pp. 1171-1184.

Table des Illustrations

1.1	Principe d'une visioconférence	26
1.2	Concept du mur de téléprésence: Les participants ont l'illusion de partager le même espace que leurs interlocuteurs distants (localisés à Singapour et Sydney), d'après [Miyoshi & Koizumi, 1992].	29

Chapitre 2

Reproduction 3D d'un champ sonore

*Assèi-te sus una formigueira, Me diràs qu'une es aquela que t'a picat.
(Assieds-toi sur une fourmillière, et dis-moi celle qui t'a piqué.)*

Un loup est un loup - M. Folco - Ed. du Seuil, 1995

Sommaire

2.1	Une expérience historique: le <i>Théâtrophone</i> de C. Ader (1881)	39
2.2	Perception 3D d'un champ sonore	42
2.2.1	Localisation dans le plan horizontal	42
2.2.2	Localisation dans le plan médian	44
2.2.3	Localisation en distance	44
2.2.4	Théorie des H.R.T.F	46
2.3	Reproduction 3D d'un champ sonore: approche physique et approche psychoacoustique	46
2.3.1	Approche physique	46
2.3.2	Approche psychoacoustique	47
2.4	Stéréophonie	48
2.4.1	Principe	48
2.4.2	Prise de son	49
2.4.3	Restitution	52
2.4.4	Restitution stéréophonique étendue à trois points d'écoute: Application à un système de visioconférence [Aoki & Koizumi, 1987]	52
2.4.5	Restitution stéréophonique étendue avec des paires d'enceintes croisées: Application à la sonorisation de spectacles [Arnaud, 1996]	54
	Principe	56
	Enceinte à Directivité Contrôlée Croissante (E.D.C.C.)	56
	Application à la sonorisation de spectacles	58
2.4.6	Stéréophonie dirigée: Panoramique d'intensité	61
	Une stéréophonie artificielle	61
	Loi des Sinus et Loi des Tangentes	61
	Méthode V.B.A.P [Pulkki, 1997]	63
	Panoramique d'intensité 3D	64
2.4.7	Conclusion	66
2.5	Techniques binaurales	66
2.5.1	Principe	66
2.5.2	Prise de son	67
2.5.3	Restitution	67
	Restitution sur casque	67
	Restitution sur haut-parleur: Système <i>transaural</i>	67
2.5.4	Performances	67
2.5.5	Système transaural généralisé	69
2.5.6	Conclusion	71

2.6	Système ambisonique	73
2.6.1	Prise de son	73
	Une extension du système Stereosonic	73
	Rôles des composantes X, Y et Z: Codage de l'information spatiale	74
	Microphone Soundfield	77
	Différents formats d'encodage des signaux ambisoniques	78
2.6.2	Restitution	79
	Décodage de l'information spatiale	79
	Vecteur <i>Vélocité</i>	79
	Vecteur <i>Energie</i>	82
	Mise en œuvre des critères psychoacoustiques	83
2.6.3	Lien avec les harmoniques cylindriques [Bamford, 1995]	84
	Décomposition en harmoniques cylindriques	86
	Reconstruction par une superposition d'ondes planes	87
	Système ambisonique généralisé	88
2.6.4	Conclusion	89
2.7	Privilégier une approche physique de reproduction sonore 3D	89
	Références Bibliographiques	91

Dans tout ce qui suit, on entend par *reproduction 3D* ou *restitution spatialisée* d'un champ sonore, une restitution d'un champ acoustique qui *préserve les informations de localisation auditive*, de telle sorte qu'un auditeur soit capable d'identifier les positions des sources sonores et de suivre leurs déplacements dans les trois dimensions de l'espace¹. En d'autres termes, dans la cadre de ce document, la *spatialisation sonore* ne concerne que le *positionnement des sources sonores* et la reproduction de l'effet de salle n'est pas considérée ici. Contrairement aux salles de concert où l'effet de salle est directement impliqué dans le message musical délivré aux oreilles de l'auditeur, l'effet de salle est en effet jugé nuisible dans le contexte des services de télécommunications, dans la mesure où il vient altérer l'intelligibilité de la parole et introduit des colorations spectrales sur les voix des locuteurs². Cette différence provient principalement du fait que dans une application de télécommunication, la voix n'est jamais perçue directement par l'auditeur, mais toujours à travers une prise de son par un microphone. Dans une salle de concert, en revanche, l'auditeur perçoit le champ sonore avec ses propres oreilles et peut tirer parti de la sélectivité spatiale du système auditif pour extraire l'information utile du flux complexe d'évènements sonores auxquels il est soumis. Un microphone est incapable d'effectuer ce travail d'analyse et il est ensuite impossible de démêler a posteriori les différentes informations dans le signal unique transmis à l'issue de la prise de son. Par suite, dans toutes les applications de télécommunication, un effet de salle le plus mat possible est recherché, de façon à se rapprocher des conditions idéales d'une prise de son anéchoïque. Par exemple, le cahier des charges du système de visioconférence Varèse développé au C.N.E.T. spécifie un Temps de Réverbération (TR) inférieur à 300 ms de 125 Hz à 4 kHz.

2.1 Une expérience historique: le *Théâtrophone* de C. Ader (1881)

En guise de préambule à ce chapitre général sur les méthodes de spatialisation sonore, un constat frappant: l'idée d'une reproduction sonore 3D suit de quelques années seulement les inventions du téléphone (1876) et du phonographe (1877), puisque la première mise en œuvre d'un système de spatialisation sonore remonte à 1881 avec l'expérience du *Théâtrophone* de C. Ader [Hertz, 1981]. Il s'agissait de retransmettre un spectacle donné à l'Opéra de Paris dans des salles situées au Palais de l'Industrie. Dix microphones étaient placés sur le devant de la scène de l'Opéra (cf. Fig. 2.1a). Ils étaient connectés à des récepteurs téléphoniques situés au Palais de l'Industrie (cf. Fig. 2.1b). Un auditeur pouvait ainsi suivre le spectacle à distance au moyen d'une paire de récepteurs qu'il appliquait sur ses oreilles. L'effet de spatialisation était obtenu en reliant les deux récepteurs à des microphones distants de plusieurs mètres (cf. Fig. 2.2).

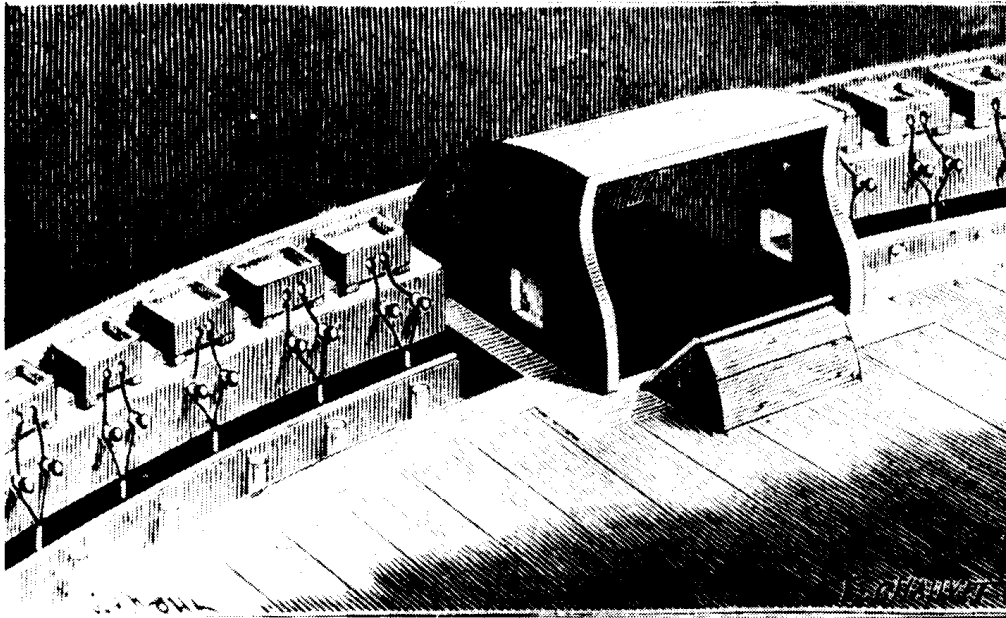
Il semble que les visiteurs du Palais de l'Industrie aient été fortement impressionnés par le rendu de la spatialisation sonore:

“Every who has been fortunate enough to hear the telephones at the Palais de l'Industrie has remarked that, in listening with both ears at the two telephones, the sound takes a *special character of relief and localization* which a single receiver cannot produce. (...) As soon as the experiment commences the singers place themselves, in the mind in the listener, at a fixed distance, some to the right and others to the left. It is easy to follow their movements, and to indicate exactly, each time that they change their position, the imaginary distance at which they appear to be.”
[Hertz, 1981]

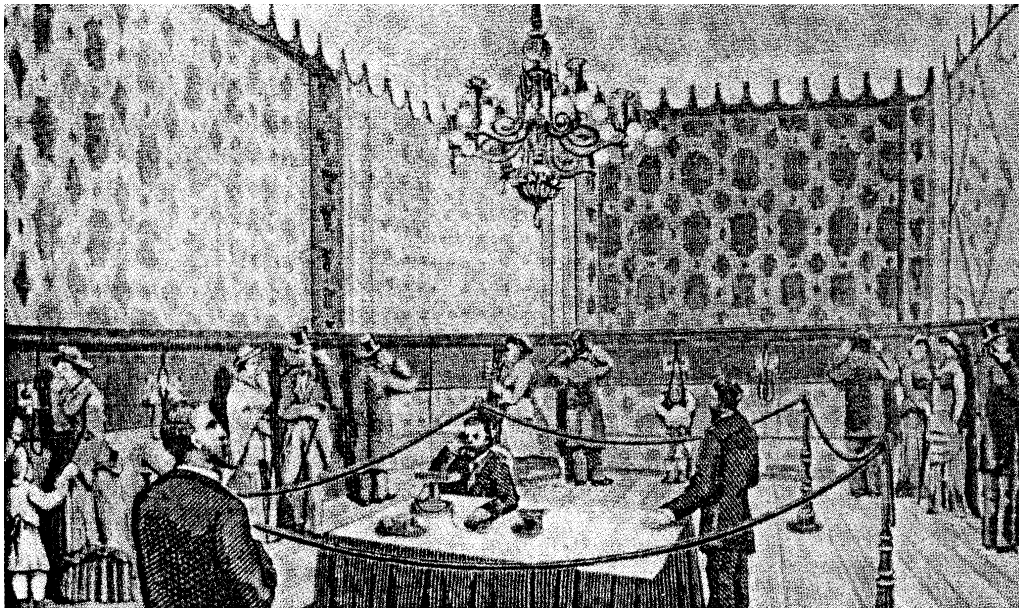
Dès l'apparition des techniques de prise et restitution sonore, l'idée de spatialisation est donc présente. Cette idée ne sera cependant pas développée avant le début des années 30 (près d'un demi-siècle plus tard!), où, sous l'impulsion du cinéma parlant, les équipes de H. Fletcher (Bell Telephon) ou de A. Blumlein (EMI) mèneront les premières recherches sur les systèmes stéréophoniques [Hugonnet & Walder, 1994]. Notre objectif n'est pas de retracer ici l'historique des techniques de spatialisation sonore: dans ce qui suit, nous nous proposons plutôt de faire un tour d'horizon des différents systèmes actuels qui permettent de reproduire

1. Dans son acception complète, une reproduction sonore 3D implique une restitution dans tout l'espace autour de l'auditeur, c'est-à-dire dans ses trois dimensions. Cependant, il est possible de réduire le domaine où évoluent les sources sonores, par exemple à une demi-espace, voire un plan horizontal. On pourrait alors parler de "reproduction 3D^{1/2} ou 2D", en se référant au nombre de dimensions spatialisées de façon effective. Néanmoins, on préférera en général conserver le terme de reproduction 3D dans un souci de clarté.

2. L'effet de salle est en outre susceptible de renforcer les phénomènes de couplage acoustique entre les microphones et les haut-parleurs utilisés pour la prise et la restitution.



(a) Distribution des microphones sur le devant de la scène de l'Opéra (d'après [Hertz, 1981])



(b) Retransmission du spectacle au Palais de l'Industrie (d'après [Torick, 1998])

FIG. 2.1 - Expérience du Théâtrophone

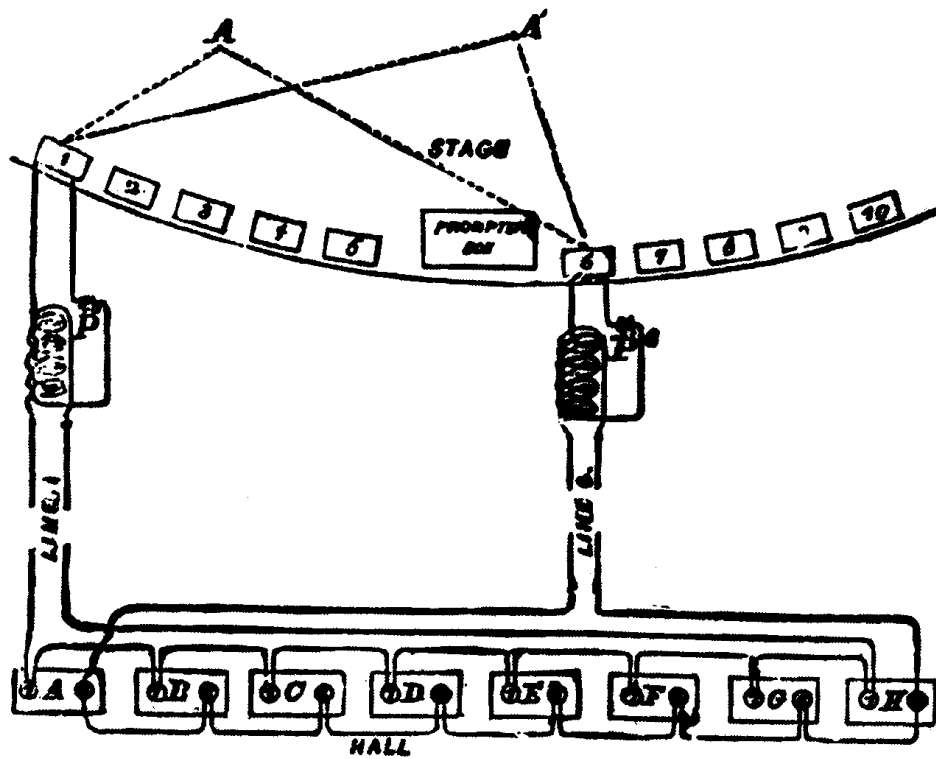


FIG. 2.2 - Expérience du Théâtrophone: Schéma de connection des microphones (Opéra) aux récepteurs téléphoniques (Palais de l'Industrie) [Hertz, 1981]

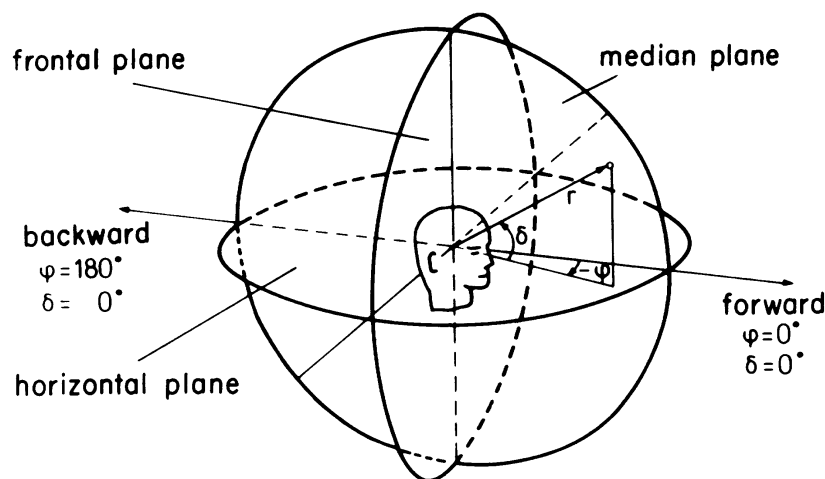


FIG. 2.3 - Localisation d'une source sonore dans l'espace à trois dimensions (la position de la source est repérée par ses coordonnées sphériques: rayon r , angle d'azimut φ et angle d'élévation δ): Localisation dans le plan horizontal (*horizontal plane*) et dans le plan médian (*median plane*) (d'après [Blauert, 1983]).

un champ sonore 3D et qui peuvent être éventuellement appliqués au concept de mur de téléprésence. Au préalable, il convient toutefois d'analyser comment l'effet de spatialisation sonore est perçu et interprété par le système auditif humain.

2.2 Perception 3D d'un champ sonore

Dans notre expérience quotidienne, nous sommes capables, les yeux fermés, de localiser les sources sonores qui nous entourent. Par quels mécanismes le cerveau identifie-t-il leurs positions à partir des seules informations contenues dans les signaux captés par les deux oreilles? On distingue communément trois types de mécanismes [Blauert, 1983]:

- la localisation dans le plan *horizontal* (cf. Fig. 2.3) qui permet d'identifier la position de la source sonore en azimut,
- la localisation dans le plan *médian*³ (cf. Fig. 2.3) qui est utilisée pour repérer sa position en hauteur, c'est-à-dire en élévation,
- la localisation en *distance* pour évaluer la distance séparant la source sonore de l'auditeur.

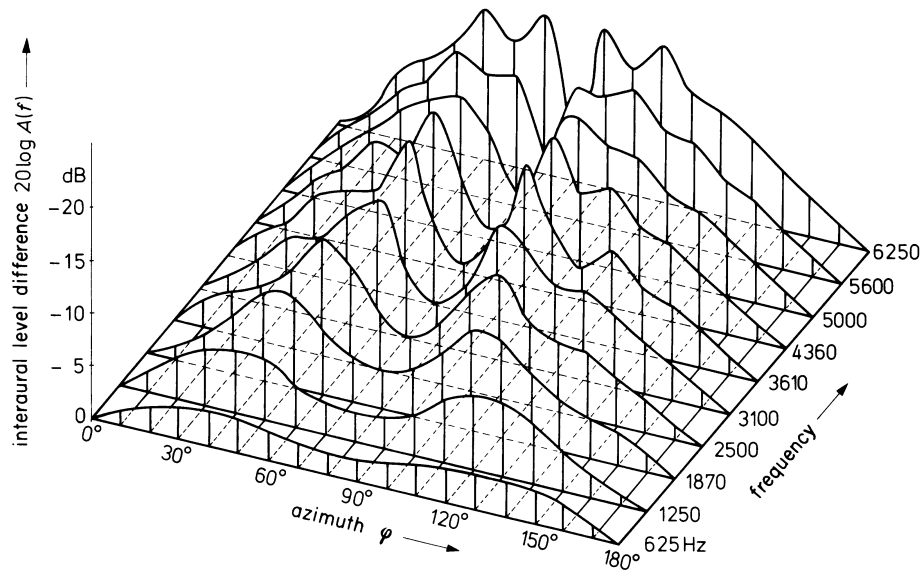
2.2.1 Localisation dans le plan horizontal

Pour localiser les sources sonores dans le plan horizontal, le système auditif utilise principalement les différences qu'il perçoit entre les signaux captés par les deux oreilles, c'est-à-dire les *différences interaurales*. Ces différences sont de deux sortes:

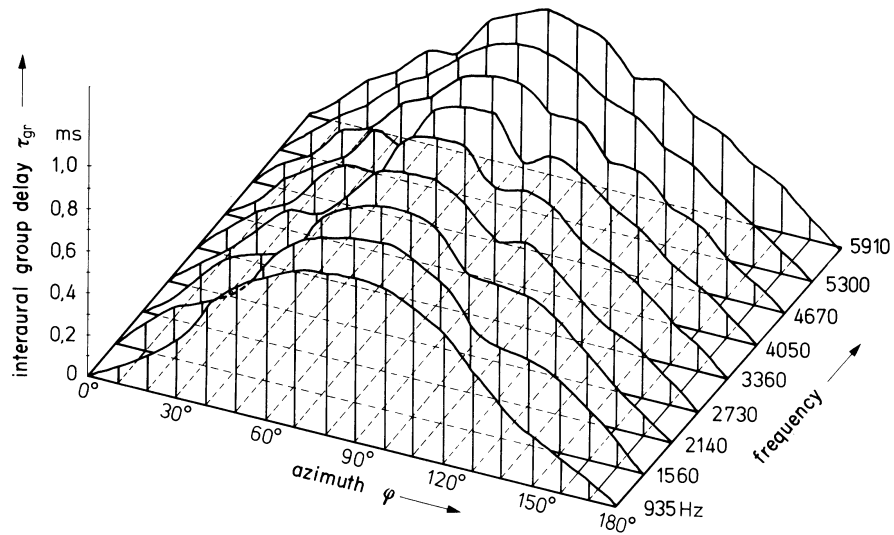
- les différences de *temps*⁴ qui sont engendrées par les différences de trajet des deux ondes qui vont exciter les tympanes (cf. Fig. 2.4a),

3. Le plan médian désigne le plan vertical qui sépare le corps humain en deux moitiés.

4. Différences de temps ou différences de phase, puisque les différences de temps se traduisent par des différences de phase pour un signal sinusoïdal.



(a) Différences Interaurales d'intensité



(b) Différences Interaurales de temps (retard de groupe)

FIG. 2.4 - Différences interaurales d'intensité et de temps calculées en modélisant la tête par une sphère rigide de diamètre 17 cm, les deux oreilles étant figurées par 2 points de sa surface situés en $(\varphi, \delta) = (100^\circ, 0^\circ)$ et $(260^\circ, 0^\circ)$, (d'après [Blauert, 1983]).

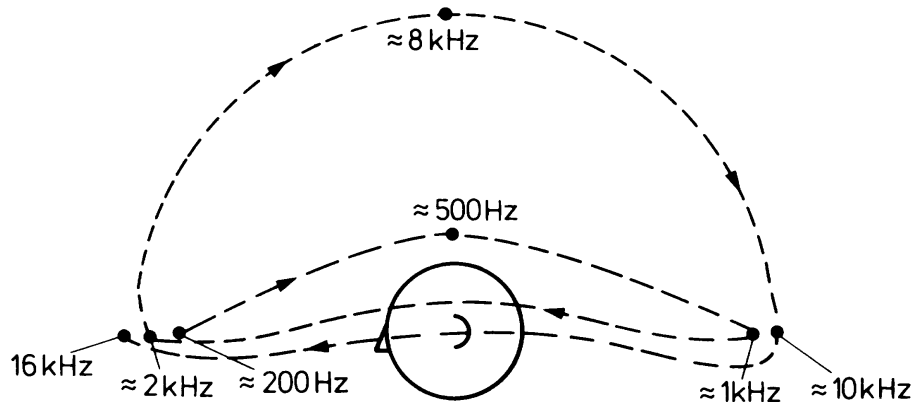


FIG. 2.5 - Expérience des “bandes directives” de J. Blauert: Lorsque l’on fait écouter des signaux à bande étroite de fréquence donnée et émis par une source fixe, l’évènement sonore est localisé indépendamment de la position de la source réelle et uniquement en fonction de la fréquence du son (d’après [Blauert, 1983]).

- les différences d’*intensité* qui proviennent essentiellement du phénomène de diffraction provoqué par la présence de la tête et qui ne sont donc perceptibles qu’aux hautes fréquences, à partir de 2 kHz environ (cf. Fig. 2.4b).

Il en résulte que les indices de localisation dans le plan horizontal dépendent de la fréquence: aux basses fréquences, l’azimut de la source est identifié sur la base des différences interaurales de temps, tandis qu’aux hautes fréquences interviennent les différences interaurales d’intensité.

2.2.2 Localisation dans le plan médian

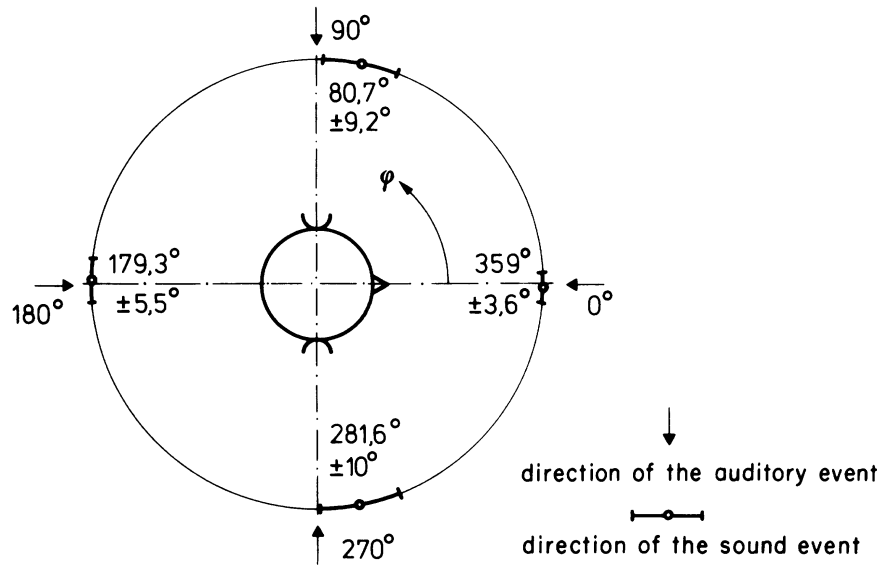
Dans le plan médian, il n’existe plus de différences interaurales. Aussi la localisation auditive est-elle basée sur des critères *monauraux*. Dans son trajet pour atteindre le tympan, l’onde acoustique subit des réflexions sur le pavillon de l’oreille, ainsi que sur les épaules et le torse de l’auditeur. Or, par un effet de filtrage en peigne, ces réflexions modifient le *timbre* du son perçu. De plus, comme la nature de ces réflexions dépend directement de l’incidence de l’onde, les modifications de timbre engendrées peuvent être interprétées pour identifier la hauteur de la source sonore. Ce phénomène a été mis en évidence par l’expérience des “bandes directives” de J. Blauert (1968) [Blauert, 1983]: en faisant écouter des signaux à bande étroite émis par une source fixe (un haut-parleur), on montre que la localisation de l’évènement sonore dans le plan médian n’est absolument pas reliée à la position de la source réelle, mais est uniquement déterminée par la fréquence du son (cf. Fig. 2.5). Ainsi un son de 1 kHz est systématiquement localisé derrière l’auditeur, tandis qu’un son de 8 kHz est perçu au dessus de sa tête, ceci quelle que soit la position du haut-parleur dans le plan vertical médian.

Contrairement aux différences interaurales de temps ou d’intensité qui relèvent de mécanismes innés, la localisation dans le plan médian est un mécanisme acquis, c’est-à-dire que l’individu apprend au cours de son existence à associer une coloration spectrale particulière à un hauteur donnée.

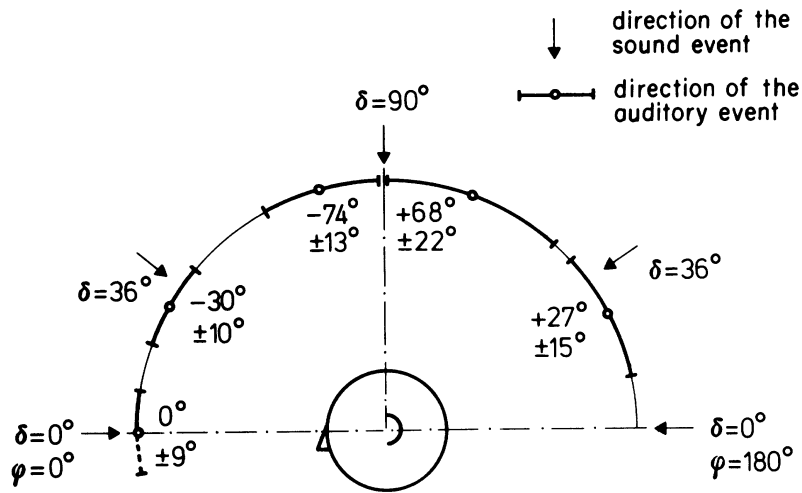
Par ailleurs, il faut aussi noter que la localisation dans le plan horizontal est nettement plus performante que la localisation dans le plan médian: une source sonore est localisée dans le plan horizontal avec une précision de l’ordre de quelques degrés seulement (cf. Fig. 2.6a), alors que l’erreur de localisation dans le plan médian est de l’ordre de une à plusieurs dizaines de degrés (cf. Fig. 2.6b).

2.2.3 Localisation en distance

Il est difficile pour le système auditif d’identifier la distance d’une source sonore dans *l’absolu*. Les indices visuels, ainsi que la connaissance du signal émis et de la source, jouent un grand rôle. L’évaluation des



(a) Localisation dans le plan horizontal



(b) Localisation dans le plan médian

FIG. 2.6 - Précision de la localisation dans le plan horizontal et dans le plan médian (d'après [Blauert, 1983]).

distances en *relatif* est mieux maîtrisée. Trois indices interviennent principalement [Blauert, 1983]:

- le *niveau sonore*: plus il est fort, plus la source est perçue proche,
- le *rapport entre l'énergie du champ direct et l'énergie du champ réverbéré*: un rapport faible donne une sensation d'éloignement,
- le *contenu spectral*: les hautes fréquences étant plus fortement atténuées par la propagation dans l'air, un son riche en hautes fréquences renforce la sensation de présence de la source sonore⁵. Par ailleurs, pour des sources très proches, des distorsions spectrales liées au phénomène de champ proche (courbure du front d'onde) interviennent et peuvent influencer le jugement de la distance. En particulier, un renforcement des basses fréquences est observé.

On retiendra que, compte tenu de sa difficulté d'évaluation en situation réelle, la distance d'une source sonore est un paramètre délicat à simuler et à contrôler dans les champs sonores virtuels. En outre il est fortement influencé par des indices non auditifs.

2.2.4 Théorie des H.R.T.F

Il existe une théorie de la localisation auditive à la fois plus générale et plus complète que les indices interauraux et monauraux. Elle est basée sur des *fonctions de transfert* exprimant la propagation acoustique entre la source sonore située en un point donné $\vec{r}_s[r, \varphi, \delta]$ et les deux oreilles de l'auditeur. Il s'agit des *H.R.T.F (Head Related Transfer Function)* [Møller, 1992]. Ces fonctions de transfert modélisent l'ensemble des phénomènes qui vont affecter l'onde acoustique captée par le tympan et en particulier, elles rendent compte des phénomènes de diffraction par la tête, de réflexions sur le pavillon, le torse et les épaules de l'auditeur, ainsi que des temps d'arrivée de l'onde au niveau de chaque oreille. Les H.R.T.F contiennent donc les informations des différences interaurales de temps et d'intensité et les indices spectraux monauraux, mais, au delà de ces informations, elles traduisent de manière *exhaustive* le *codage acoustique* de la position de la source sonore.

2.3 Reproduction 3D d'un champ sonore: approche physique et approche psychoacoustique

L'analyse des mécanismes de localisation auditive suggère différentes pistes pour reproduire un champ sonore spatialisé. On distingue principalement l'approche *physique* et l'approche *psychoacoustique*.

2.3.1 Approche physique

L'approche physique ne prend pas en compte les mécanismes perceptifs de localisation auditive et se borne à reproduire le champ sonore à l'identique du champ acoustique original au sein d'une zone de dimensions finies. L'auditeur est ainsi plongé dans un champ en tout point identique à celui qu'il aurait perçu en présence des sources réelles et il est donc capable de localiser les sources sonores comme dans une situation réelle. L'hologophonie [Jessel, 1973] définit par excellence la méthode la plus générale de reconstruction physique d'un champ sonore: équivalent acoustique de l'holographie, elle consiste à reproduire un champ acoustique à partir d'un enregistrement sur une surface. Le système ambisonique [Gerzon, 1992b] est un autre exemple de méthode basée sur une reconstruction physique du champ acoustique⁶, cependant il repose sur une approche holophonique simplifiée en exploitant les propriétés des ondes planes et, de plus, la reconstruction du champ sonore n'est valable en pratique que sur une zone limitée correspondant au centre de la tête de l'auditeur étendu à son voisinage immédiat⁷.

5. Ce phénomène est à l'origine du *filtre de présence* sur les consoles de mixage.

6. A proprement parlé, le système ambisonique n'utilise véritablement une approche de reconstruction physique que dans les basses fréquences. Dans les hautes fréquences, il a recours à des critères psychoacoustiques, comme nous allons l'expliquer par la suite (cf. Section 2.6). Néanmoins, il convient de noter que, dans l'ensemble du document, le terme "ambisonique" se réfère implicitement au système défini pour les basses fréquences.

7. Un des apports du présent travail de thèse a consisté à démontrer que le système ambisonique est un *cas particulier de l'hologophonie*. On va en effet montrer que les équations de reconstruction du champ sonore qui définissent l'approche ambisonique

Dans son principe, la reconstruction physique d'un champ acoustique définit l'approche de reproduction sonore 3D la plus fiable en assurant une restitution parfaite des effets de spatialisation, puisqu'ils sont reproduits en "grandeur nature", mais elle suppose une reconstruction exacte du champ acoustique, ce qui requiert des moyens coûteux. Cependant cette approche présente plusieurs avantages: la *taille de la zone d'écoute* est arbitraire, elle peut être aussi étendue que l'on veut, à condition de disposer de moyens suffisants. En d'autres termes, la taille de la zone d'écoute n'est absolument pas imposée dans le principe intrinsèque de la méthode de spatialisation sonore. Par suite, il est possible de définir une aire d'écoute suffisamment grande pour accueillir plusieurs auditeurs qui seront libres de s'y déplacer, ce qui constitue un des points importants du cahier des charges dicté par le contexte de visioconférence (cf. Chapitre 1).

2.3.2 Approche psychoacoustique

Au contraire de l'approche physique, l'approche psychoacoustique cherche à utiliser les mécanismes de perception sonore 3D afin de simplifier le processus de reproduction. Par exemple, au lieu de reproduire le champ sonore sur toute une zone, on peut se contenter de le reproduire uniquement au niveau des deux oreilles de l'auditeur⁸. Les techniques *binaurales* se fondent sur cette idée. On note que, du moins en théorie, les effets de spatialisation sont restitués dans leur intégralité, dès lors que le champ acoustique est reconstruit exactement au niveau des oreilles de l'auditeur, de telle sorte que ses tympanes perçoivent un champ identique à celui qu'auraient induits les sources réelles. En termes de moyens, le gain est très appréciable: il suffit de disposer par auditeur de deux microphones pour la prise de son et de deux sources (de préférence un casque) pour la restitution.

Cependant, cette réduction des coûts se paye par de sévères limitations. Un enregistrement binaural n'est en effet valable que pour une seule position d'écoute, ce qui exclut la possibilité de se déplacer. De plus, cet enregistrement porte la carte d'identité acoustique de l'individu sur lequel il a été réalisé. Or, si, entre différents individus, les H.R.T.F. présentent des points communs, elles possèdent dans leurs détails des différences interindividuelles qui sont essentiellement liées à la morphologie de chaque individu, notamment du point de vue des phénomènes de diffraction et de réflexion sur le corps, et qui constituent son identité acoustique. Lorsqu'on écoute un enregistrement binaural qui n'a pas été effectué dans ses propres oreilles, l'effet de spatialisation sonore est donc imparfaitement restitué.

Les technologies binaurales représentent l'étape ultime pour réduire les moyens de reproduction sans détériorer l'information spatiale. Toute simplification ultérieure se traduit nécessairement par une perte d'information. Cependant, même si une fraction de l'information *objective* n'est plus présente, sa disparition peut ne pas être perceptible d'un point de vue *subjectif*, compte tenu des limitations des performances du système auditif. L'information disponible dans les signaux captés au niveau des deux tympanes est en effet destinée à être traitée par le système auditif pour en extraire des indices pertinents, à partir desquels s'opère le processus de localisation. Les différences interaurales de temps et d'intensité constituent deux exemples de ces critères perceptifs. Dès lors, on peut envisager de tenir compte des mécanismes de perception du système auditif afin d'identifier la quantité minimale d'information à reproduire pour obtenir un champ *psychoacoustiquement* identique au champ original, c'est-à-dire tel que l'oreille, en raison de la limitation de ses performances, soit incapable de les distinguer l'un de l'autre.

La *stéréophonie*⁹ [Hugonnet & Walder, 1994] [Condamines, 1978] exploite cette idée, encore que de façon relativement approximative, dans la mesure où les effets de spatialisation sonore sont basés exclusivement sur des différences interaurales de temps ou d'intensité [Blauert, 1983]. Comme ces critères ne contrôlent la localisation que dans le plan horizontal, la stéréophonie n'est pas une technique de reproduction 3D à part entière: elle n'offre effectivement qu'une reproduction 2D. En outre, comme pour les techniques binaurales, la restitution n'est valable que pour une position d'écoute. En revanche, les différences interaurales de temps ou d'intensité présentent une assez faible variance interindividuelle et, par suite, l'effet de spatialisation est

peuvent être dérivées des équations holophoniques. Ce résultat sera détaillé au chapitre 7, dans lequel l'holophonie et le système ambisonique seront réunis sous une formulation générale de reconstruction physique de champ sonore.

8. De façon similaire, on peut exiger une reproduction fidèle du champ sonore sur une fraction du spectre seulement, afin de relâcher la contrainte sur le reste du spectre.

9. Bien qu'à l'origine, le terme de stéréophonie ait été utilisé pour désigner l'ensemble des techniques de spatialisation sonore 3D [Hugonnet & Walder, 1994], nous l'utiliserons dans tout le document dans son acception actuelle où il désigne une méthode de reproduction sonore spatialisée sur plusieurs haut-parleurs et dans laquelle l'effet de spatialisation est obtenu en contrôlant des différences de temps ou d'intensité entre les différents canaux (cf. Section 2.4).

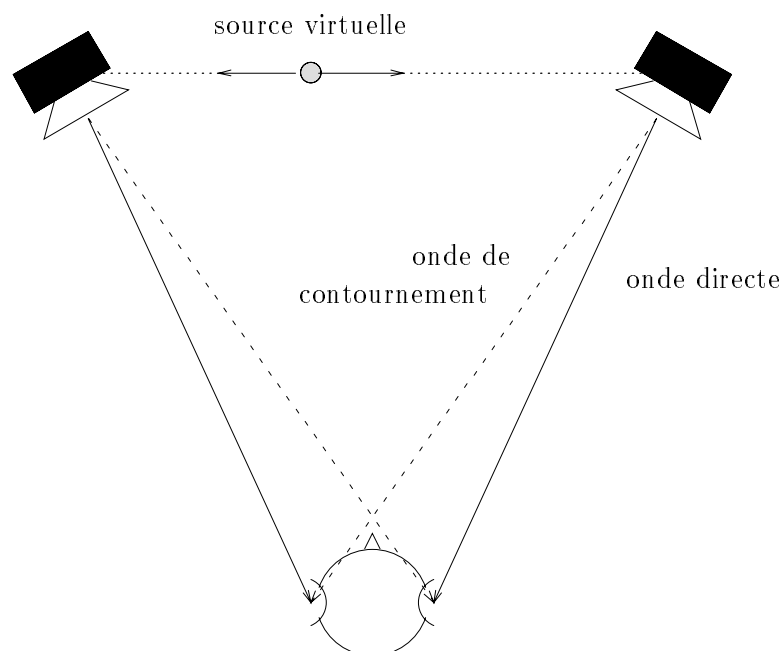


FIG. 2.7 - Système stéréophonique conventionnel

convenablement reproduit quel que soit l'auditeur.

En résumé, l'holophonie, le système ambisonique, les technologies binaurales et la stéréophonie définissent quatre approches de la spatialisation sonore. Dans ce qui précède, nous nous sommes contentés d'évoquer brièvement leurs principes, l'objectif étant de bien mettre en évidence en quoi elles dérivent d'une approche commune et comment elles s'en distinguent par des simplifications plus ou moins grossières. On retiendra notamment que les différentes méthodes psychoacoustiques ne sont que des cas particuliers de la méthode physique. A présent, ces différentes méthodes vont être détaillées, à la fois dans leurs principes fondamentaux et dans leurs performances en termes de rendu de spatialisation sonore, en adoptant l'ordre inverse de l'exposé précédent, c'est-à-dire en partant du particulier, la stéréophonie, pour aller vers le plus général, la reconstruction physique de champ sonore. Il importe de remarquer que, dans chacun des cas, les systèmes de prise et de restitution du son forment un tout indissociable, c'est-à-dire que l'on ne peut concevoir les moyens de reproduction indépendamment de la prise de son.

2.4 Stéréophonie

2.4.1 Principe

Un système stéréophonique conventionnel est constitué de deux hauts-parleurs disposés de telle sorte que la tête de l'auditeur et les deux sources forment les trois sommets d'un triangle équilatéral, les enceintes électroacoustiques étant orientées en direction de l'auditeur (cf. Fig. 2.7). Si les hauts-parleurs sont alimentés par des signaux identiques — en amplitude et en phase —, l'auditeur perçoit une source unique localisée au milieu des deux hauts-parleurs. Comme cette source n'a pas de support tangible, on parle de *source virtuelle*. Lorsque l'on introduit une *différence d'intensité* (ΔI) ou une *différence de temps* (ΔT) entre les signaux alimentant entre les deux haut-parleurs, la source virtuelle se déplace entre les deux-parleurs. Evidemment, le phénomène ne se produit que pour des faibles valeurs de ΔI et ΔT . En effet, pour des valeurs importantes de ΔI ou ΔT , la source virtuelle ne se déplace plus entre les deux haut-parleurs, mais reste localisée sur le

haut-parleur émettant le signal le plus fort ou le plus précoce. La valeur maximale des ΔI et ΔT dépend de la nature du signal. Pour un signal de parole, elle est respectivement estimée entre 15 et 17 dB pour le ΔI_{max} et entre 0.9 et 1.1 ms pour le ΔT_{max} [Hugonnet & Walder, 1994]. Pour des valeurs très élevées de ΔI et ΔT , l'effet de fusion disparaît et l'auditeur ne perçoit plus une seule source, mais deux sources dissociées localisées sur les deux haut-parleurs.

Dans son principe, le système stéréophonique s'inspire des mécanismes de localisation auditive dans le plan horizontal, dans la mesure où il est basé sur la gestion de différences d'intensité et de temps entre les signaux alimentant les deux haut-parleurs. Cependant, cette gestion reste assez grossière. On note en outre que chaque oreille perçoit à la fois le signal émis par le haut-parleur gauche et celui émis par le haut-parleur droit. Cette diaphonie perturbe la perception des différences interaurales de temps ou d'intensité chez l'auditeur, mais, contrairement aux techniques binaurales où on cherche à s'en affranchir (cf. Section 2.5), elle est tolérée en stéréophonie. Il faut bien comprendre que l'écoute stéréophonique n'a aucun équivalent en termes de situation d'écoute réelle, puisqu'en présence de deux sources réelles, l'auditeur perçoit une source unique localisée en un point qui ne correspond à aucune des positions des sources réelles [Snow, 1953]! En fait, il semble que l'appareil auditif opère un travail de *fusion*¹⁰ des sons en provenance des deux sources. Cette situation ne se rencontre jamais dans la nature. Certains auteurs suggèrent d'ailleurs que l'écoute stéréophonique ne serait qu'un artefact de la perception [Polack, 1995]...

Il faut noter enfin que la restitution stéréophonique n'est pas à proprement parler un système de reproduction sonore en 3 dimensions, c'est-à-dire permettant de localiser une source en azimut, en élévation et en distance. Le système stéréophonique ne restitue en effet que deux dimensions de l'espace sonore, à savoir la localisation dans le plan horizontal. Encore faut-il remarquer que cette restitution n'est qu'incomplète étant donné que la source virtuelle ne peut se mouvoir qu'au sein de la portion d'espace compris entre les deux haut-parleurs. En outre, même si quiconque ayant écouté une prise de son stéréophonique peut attester qu'une sensation de profondeur est présente et qu'il est possible d'identifier plusieurs plans sonores en fonction de la distance, il faut reconnaître que ce paramètre est mal contrôlé dans les systèmes stéréophoniques. En particulier, il est restitué de façon très inégale en fonction du type de prise de son adopté et du système électroacoustique de reproduction.

2.4.2 Prise de son

Les différences d'intensité ou de temps sont obtenues à la prise de son en enregistrant le champ sonore avec un couple stéréophonique constitué de deux microphones montés sur une structure mécanique. Les différences d'intensité sont introduites en utilisant des microphones directifs coïncidents, tandis que les différences de temps sont obtenues en espaçant les deux microphones d'une distance variant entre une et plusieurs dizaines de centimètres.

On distingue trois catégories de systèmes stéréophoniques [Hugonnet & Walder, 1994]:

- la stéréophonie d'intensité (couple de microphones directifs coïncidents, cf. Fig. 2.8),
- la stéréophonie de temps (couple de microphones omnidirectifs et espacés de plusieurs dizaines de centimètres, cf. Fig. 2.9),
- la stéréophonie mixte (combinaison de ΔI et ΔT en utilisant un couple de microphones directifs non coïncidents, cf. Fig. 2.10).

10. Lorsque la fusion s'effectue sur des différences de temps, on parle d'*effet de sommation*.

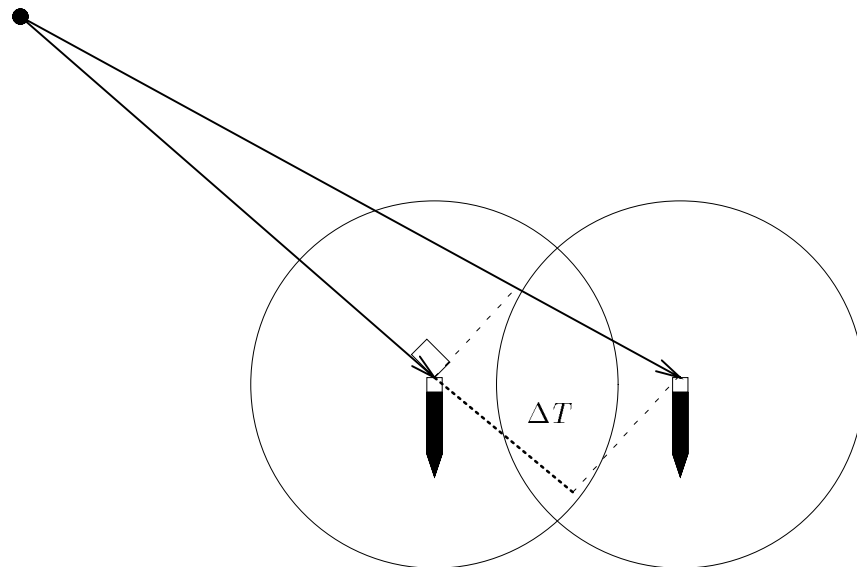
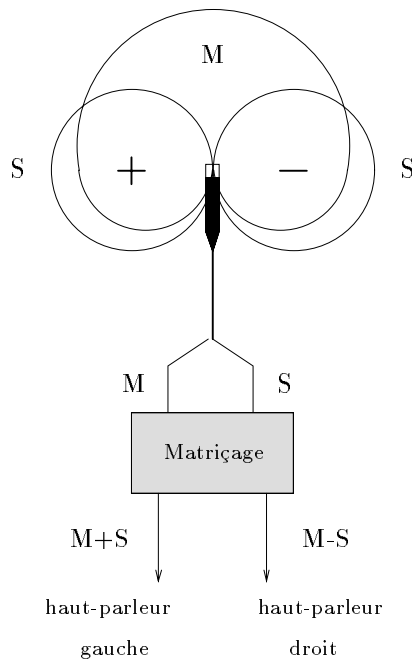
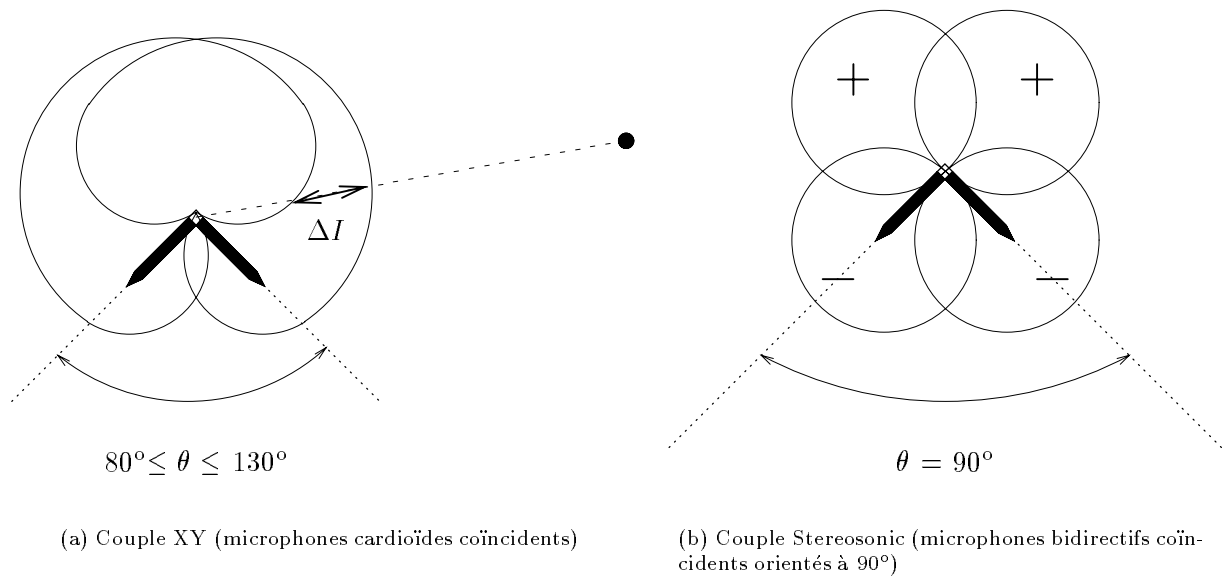


FIG. 2.8 - Stéréophonie de temps: Couple AB omni (microphones omnidirectifs non coïncidents)



(c) Système MS - Mitte-Seite - (combinaison d'un microphone cardioïde et d'un microphone bidirectionnel coïncidents orientés à 90°)

FIG. 2.9 - Stéréophonie d'intensité

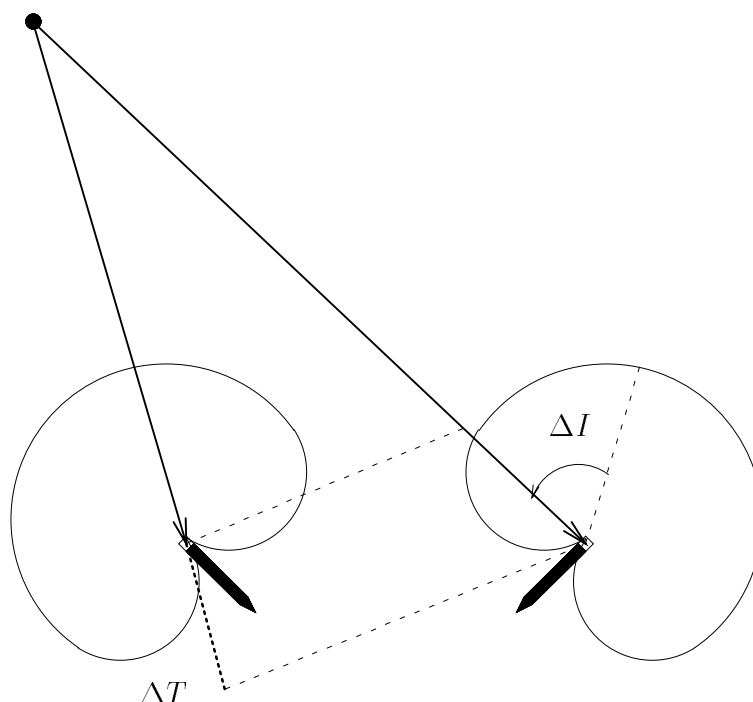


FIG. 2.10 - Stéréophonie mixte: Couple AB (microphones unidirectionnels non coïncidents)

2.4.3 Restitution

Le dispositif de restitution stéréophonique conventionnel (cf. Fig. 2.7) possède théoriquement un seul point d'écoute, qui correspond au troisième sommet du triangle équilatéral dont la base est formée par les deux haut-parleurs. Seule cette position garantit une restitution idéale des effets stéréophoniques. Toutefois, en pratique, la localisation des sources virtuelles reste correcte tant que l'auditeur est situé sur l'axe de symétrie des deux enceintes. En se déplaçant le long de cette ligne, il risque cependant de sortir du lobe principal de directivité des haut-parleurs, ce qui peut engendrer des distorsions spectrales.

En revanche, dès que l'auditeur s'écarte de la ligne de symétrie des haut-parleurs, l'image stéréophonique est déformée: l'auditeur continue de percevoir une impression d'espace, mais la position des sources virtuelles est faussée par rapport au point d'écoute central. L'image stéréophonique se décale en effet vers le haut-parleur le plus proche, en même temps qu'elle se rétrécit.

Les contraintes sur la position de l'auditeur imposent donc une considérable limitation au système. Nous allons présenter maintenant plusieurs solutions mises au point pour étendre la zone d'écoute stéréophonique [Kergourlay, 1996].

2.4.4 Restitution stéréophonique étendue à trois points d'écoute: Application à un système de visioconférence [Aoki & Koizumi, 1987]

En 1987, S. Aoki et N. Koizumi ont proposé une méthode pour étendre la zone d'écoute en préservant la localisation des sources virtuelles dans le cadre d'un système de visioconférence avec trois participants. Leur idée a consisté à ajouter aux deux enceintes stéréophoniques, deux paires de haut-parleurs supplémentaires qui, au moyen de retards et d'inversion de phase, vont restituer le champ stéréophonique pour deux positions excentrées.

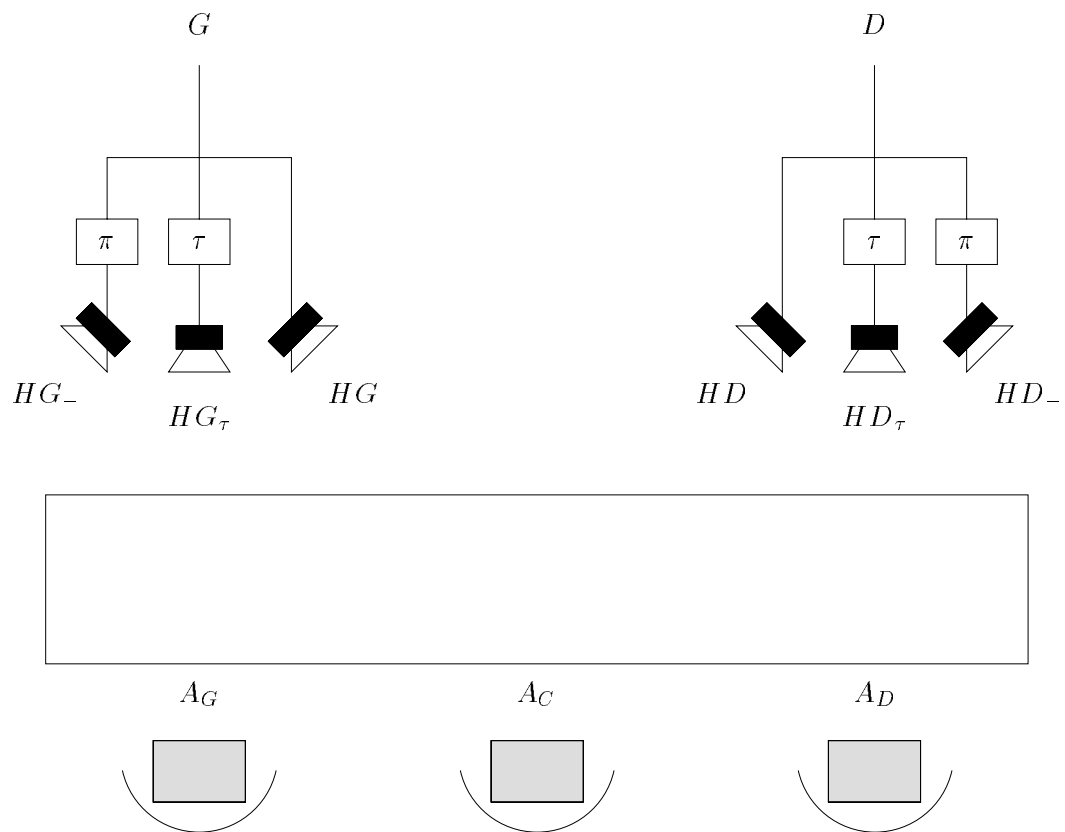


FIG. 2.11 - Dispositif de restitution stéréophonique étendue à trois points d'écoute pour un système de visioconférence [Aoki & Koizumi, 1987]

Le dispositif est illustré sur la figure 2.11. Les trois positions d'écoute sont repérées par les points A_D , A_C et A_G derrière la table de visioconférence. En regard, on distingue trois paires de haut-parleurs :

- la paire stéréophonique conventionnelle qui correspond aux haut-parleurs HD et HG alimentés par les deux signaux stéréophoniques et dont les axes sont croisés devant la zone d'écoute,
- la paire constituée des haut-parleurs HD_τ et HG_τ qui sont alimentés par les signaux stéréophoniques retardés d'une valeur de retard τ et qui pointent respectivement vers les positions A_D et A_G ,
- la paire constituée des haut-parleurs HD_- et HG_- qui sont alimentés par les signaux stéréophoniques en opposition de phase et dont les axes sont dirigés vers l'extérieur de la zone d'écoute.

La valeur du retard τ est calculée de façon à ce que le signal émis par le haut-parleur HD_τ parvienne au point A_D en même temps que le signal émis par le haut-parleur HG . De même les signaux issus des haut-parleurs HG_τ et HD doivent arriver simultanément au point A_G .

Par suite, si on fait le bilan des contributions des trois paires de haut-parleurs pour les différents points d'écoute, on constate que:

- au point A_D :

Les contributions des haut-parleurs HD et HD_- s'annulent puisqu'ils sont en *opposition de phase*. La restitution stéréophonique est assurée par les haut-parleurs HD_τ et HG et elle n'est pas perturbée ni par le haut-parleur HG_τ en raison de l'*effet de précedence*, étant donné qu'il est retardé, ni par le haut-parleur HG_- , du fait de sa *directivité*, attendu qu'il est orienté dans la direction opposée.

- au point A_G :

En raisonnant par symétrie avec la position A_D , on se rend compte que la restitution stéréophonique est assurée par les haut-parleurs HG_τ et HD .

- au point A_C :

La restitution stéréophonique est essentiellement dominée par les haut-parleurs HD et HG . Les haut-parleurs HD_τ et HG_τ n'interviennent pas en raison de l'effet de précedence, ni les haut-parleurs HD_- et HG_- à cause de leur directivité.

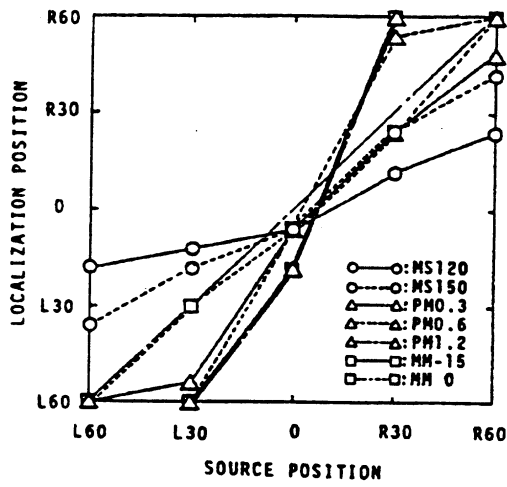
Ainsi, trois auditeurs situés aux points A_D , A_C et A_G perçoivent la même image stéréophonique. Des tests subjectifs ont évalué comment la source virtuelle est localisée par les auditeurs excentrés (cf. Fig. 2.12 & 2.13). Leurs résultats démontrent l'efficacité du système. Cette méthode d'extension de la zone d'écoute stéréophonique s'avère très séduisante. Il reste cependant à déterminer si l'image sonore demeure stable si les auditeurs se déplacent au sein de la zone d'écoute, ce qui est une des conditions du mur de téléprésence (cf. Chapitre 1). Par ailleurs, des effets de coloration spectrale sont à craindre.

On retient l'idée que l'extension de la zone d'écoute passe par l'ajout de sources complémentaires. Dans le cas présent, pour deux positions d'écoute additionnelles, on a recours à deux paires stéréophoniques supplémentaires. Par ailleurs, un travail de réflexion semble devoir être mené sur la manière d'alimenter l'ensemble des sources utilisées. On constate en effet que, dans le dispositif précédent, deux haut-parleurs ne travaillent qu'à annuler le champ émis par les deux autres haut-parleurs sur une partie de la zone d'écoute. Afin d'optimiser l'énergie *utile* du système, il serait plus pertinent de chercher plutôt à faire collaborer de façon plus constructive l'ensemble des sources à la restitution globale du champ sonore, d'autant que la mise en œuvre d'interférences destructrices risque de générer des instabilités du champ sonore restitué. Ainsi, dans l'holophonie, l'ensemble des sources contrôle de façon globale et homogène, la restitution du champ sonore sur toute la zone d'écoute, sur la base du Principe de Huygens.

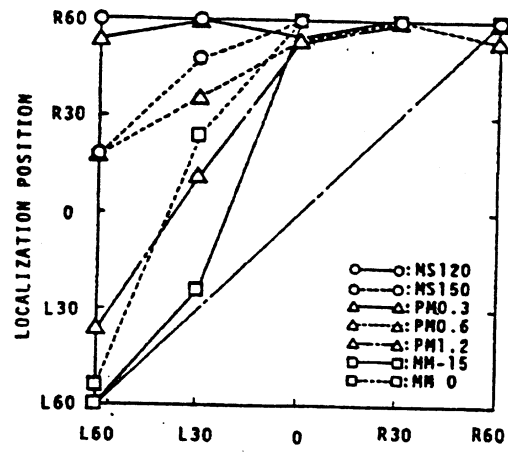
2.4.5 Restitution stéréophonique étendue avec des paires d'enceintes croisées: Application à la sonorisation de spectacles [Arnaud, 1996]

Depuis plusieurs années, le laboratoire d'acoustique de l'I.N.A.¹¹ s'intéresse au problème de la diffusion stéréophonique sur une zone étendue. Inspirés d'une démarche à la fois scientifique et empirique, ces travaux ont l'avantage d'être assortis d'une évaluation du système proposé dans des conditions réelles de fonctionnement pour sonoriser un spectacle [Arnaud, 1996].

11. Institut National de l'Audiovisuel (Bry-sur-Marne, France)

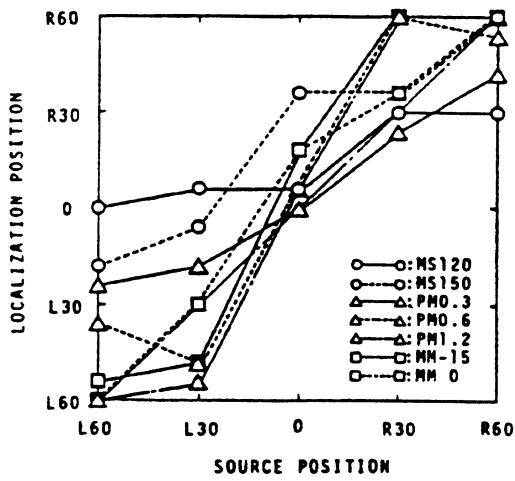


(a) Position centrale

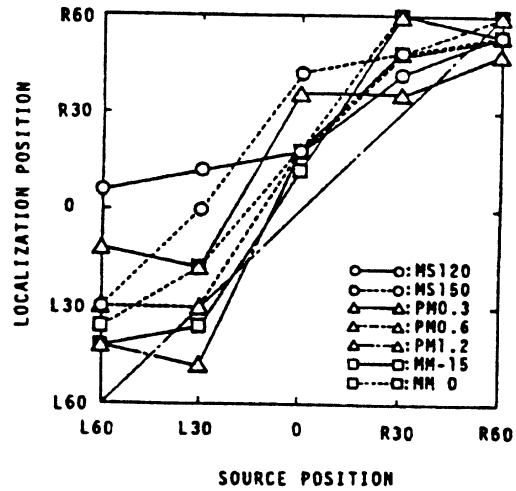


(b) Position excentrée

FIG. 2.12 - Test de localisation pour un système stéréophonique conventionnel [Aoki & Koizumi, 1987]



(a) Position centrale



(b) Position excentrée

FIG. 2.13 - Test de localisation pour le dispositif de restitution stéréophonique étendue à trois points d'écoute [Aoki & Koizumi, 1987]

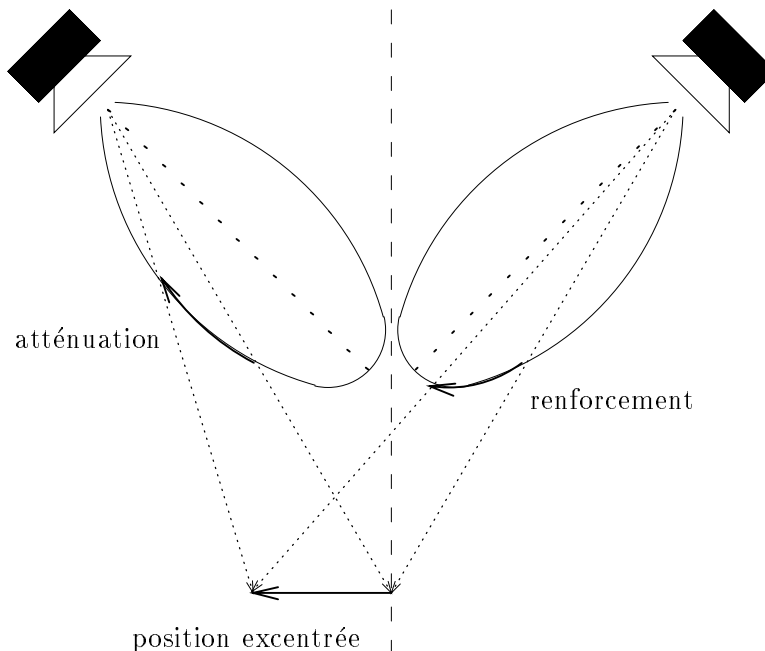


FIG. 2.14 - Utilisation de la directivité des enceintes pour compenser une différence de temps par une différence d'intensité [Arnaud, 1996]

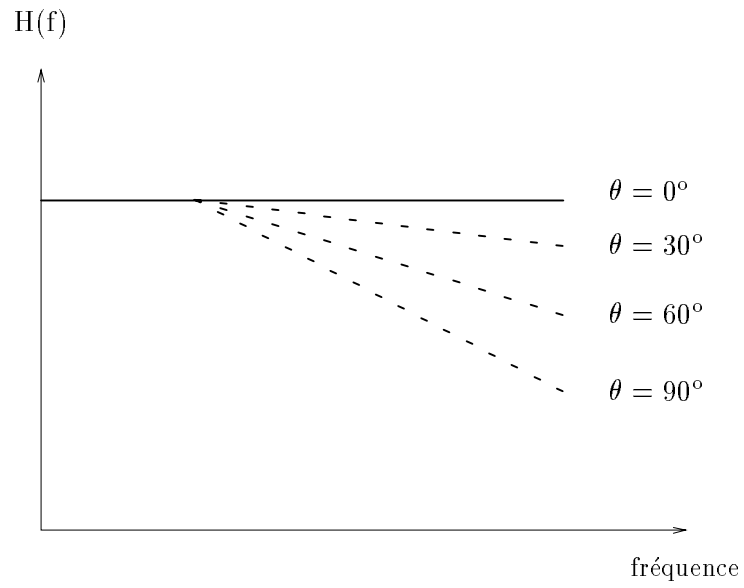
Principe

Lorsque l'auditeur s'écarte de l'axe médian des haut-parleurs (cf. Fig. 2.14), il se rapproche d'une des enceintes, ce qui introduit des ΔI et ΔT additionnelles qui viennent fausser les différences initiales entre les deux canaux stéréophoniques. Lorsque l'auditeur est suffisamment éloigné des enceintes électroacoustiques, l'effet de la différence de temps prédomine, la différence d'intensité devenant négligeable. Or, plusieurs auteurs ont montré qu'il était possible au niveau perceptif de compenser une différence de temps par une différence d'intensité — et inversement — pour repositionner la source virtuelle [Blauert, 1983]. L'idée consiste donc à utiliser la directivité des enceintes électroacoustiques de façon à compenser les ΔT par des ΔI (cf. Fig. 2.14). Dans ce but, les deux enceintes stéréophoniques sont croisées devant la zone d'écoute, de telle sorte que, lorsque l'auditeur s'écarte de l'axe de symétrie des haut-parleurs, il s'éloigne de l'axe de directivité principale de l'enceinte la plus proche tandis qu'il se rapproche de celui de l'enceinte la plus éloignée (cf. Fig. 2.14). Le son perçu en avance est ainsi atténué, ce qui correspond bien à compenser les ΔT dues aux erreurs de positionnement par des ΔI introduites par la directivité des enceintes.

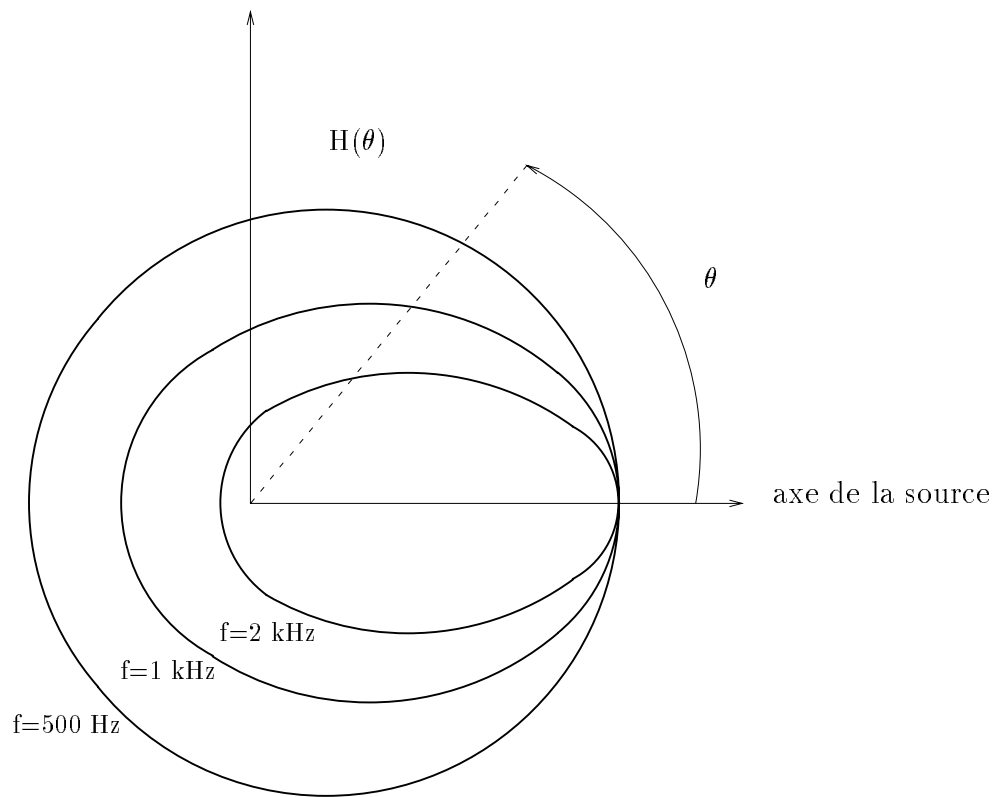
Enceinte à Directivité Contrôlée Croissante (E.D.C.C.)

Cette solution a déjà été proposée par d'autres auteurs (cf. [Bauer, 1960] par exemple), toute l'originalité des travaux menés à l'I.N.A. réside dans le soin porté à sa mise en œuvre. Le système repose sur l'utilisation de paires d'enceintes à *directivité contrôlée croissante* (E.D.C.C.) en fréquence. Le concept des E.D.C.C. garantit la totale maîtrise de la réponse de l'enceinte — en amplitude et en phase — dans toutes les directions, afin de maintenir un rendu cohérent quel que soit l'angle d'écoute. Ce comportement est requis pour la mise en œuvre de paires d'enceintes croisées dont le principe a été décrit au paragraphe précédent. Ce dispositif consiste en effet à croiser les enceintes stéréophoniques devant la zone d'écoute: l'auditeur n'est donc plus situé dans l'axe principal des enceintes et il importe de préserver la qualité de restitution des enceintes en dehors de leur lobe principal de directivité.

On pourrait penser qu'une enceinte à *directivité constante* constitue la meilleure solution. Mais, en pratique, ce type d'enceintes offre une directivité contrôlée sur un angle limité, en dehors duquel la réponse



(a) Réponse en fréquence $H(f)$



(b) Diagramme de directivité $H(\theta)$

FIG. 2.15 - Principe d'une enceinte à directivité contrôlée croissante (E.D.C.C.)

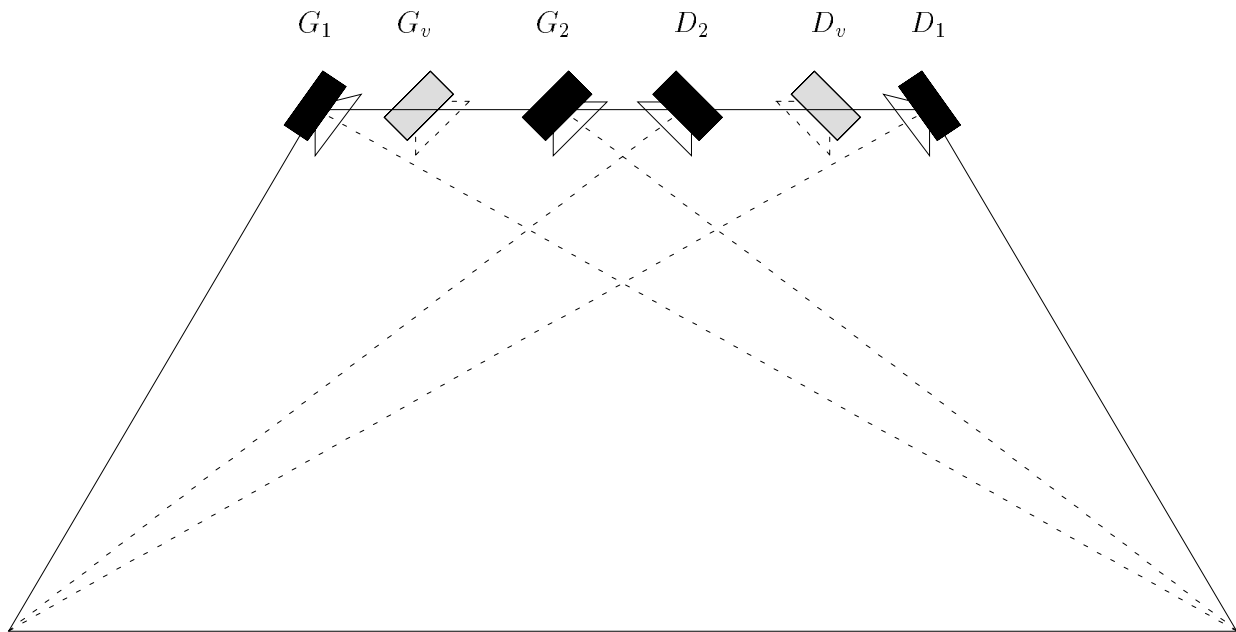


FIG. 2.16 - Dispositif de paires d'enceintes croisées pour une zone de restitution stéréophonique étendue (vue de dessus): L'ensemble des enceintes gauches et droites sont utilisées pour synthétiser deux sources stéréophoniques gauche et droite virtuelles dont la localisation est indépendante de la position de l'auditeur au sein de la zone d'écoute considérée.

devient très irrégulière avec, en particulier, des accidents de phase. Pour obtenir des résultats homogènes dans toutes les directions d'émission, une enceinte dont la directivité croît linéairement en fréquence (cf. Fig. 2.15) est préférable, ce qui définit le concept d'“enceinte à directivité contrôlée croissante”.

La principale limitation de ce système provient de la complexité des lois de compensation $\Delta I / \Delta T$ qui dépendent de la fréquence de façon fortement non linéaire, ce qui en rend le contrôle très difficile. Il est donc important de valider la démarche par des mesures physiques et des tests psychoacoustiques.

Application à la sonorisation de spectacles

Dans le cadre du festival IMAGINA¹², l'I.N.A. a été chargé de sonoriser un chapiteau (Espace Fontvieille à Monaco) pour y projeter les films en compétition. Etant données les dimensions de la zone à sonoriser, le principe des E.D.C.C. a été étendu à plusieurs paires d'enceintes croisées. La figure 2.16 illustre le dispositif pour deux paires d'enceintes croisées. L'idée consiste à synthétiser une paire stéréophonique virtuelle en combinant les contributions des différentes paires réparties devant la zone d'écoute. Plus précisément, une source virtuelle gauche est synthétisée en ajoutant les contributions de l'ensemble des sources gauches de chaque paire, de même qu'une source virtuelle droite est obtenue en sommant les contributions de toutes les sources droites. Par exemple, dans le cas de deux paires d'enceintes croisées (G_1, D_1) et (G_2, D_2) (cf. Fig. 2.16), les sources stéréophoniques virtuelles G_v et D_v sont respectivement synthétisées à partir des sources G_1 et G_2 d'une part, D_1 et D_2 d'autre part. La position des sources virtuelles est calculée par une méthode vectorielle (cf. Fig. 2.17): pour chaque enceinte, on trace à partir du point d'écoute considéré, un vecteur qui pointe dans la direction de l'enceinte et dont la norme est proportionnelle à la quantité d'énergie rayonnée par l'enceinte dans cette direction.

12. Le festival IMAGINA est une manifestation annuelle consacrées aux créations liées à l'image de synthèse.

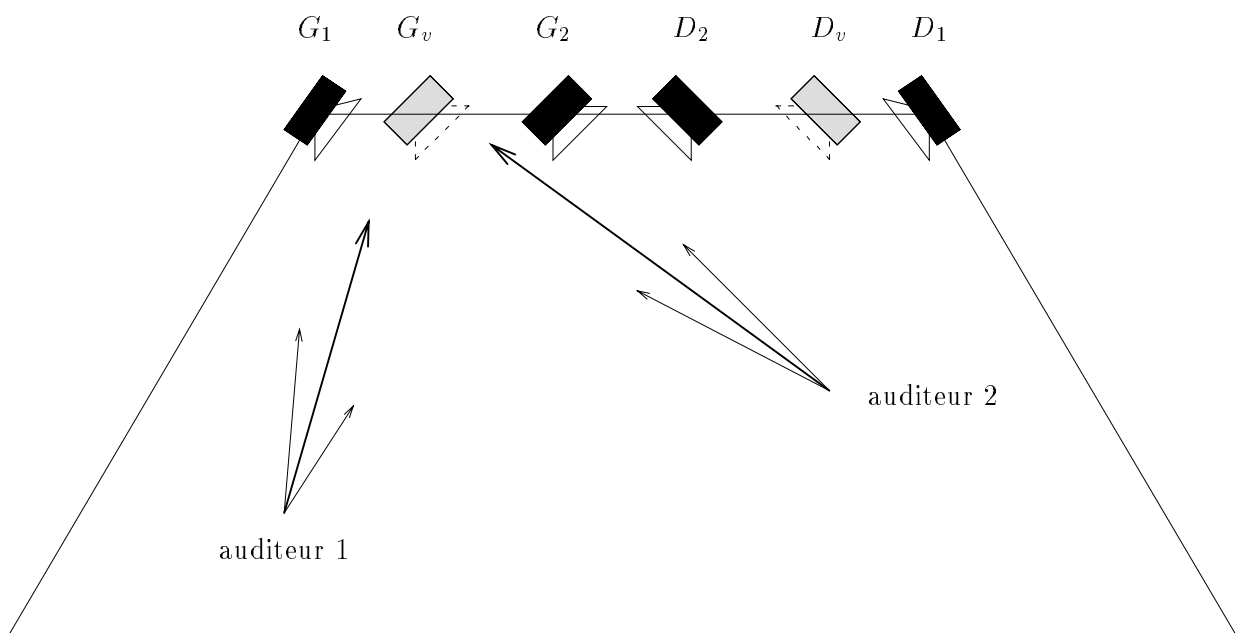
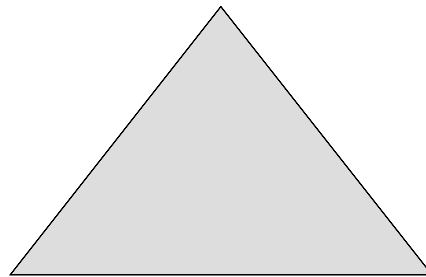
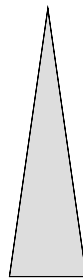


FIG. 2.17 - Méthode vectorielle de construction des sources virtuelles



(a) Système de multidiffusion stéréophonique de l'I.N.A.



(b) Système stéréophonique conventionnel

FIG. 2.18 - Etendue de la zone de restitution stéréophonique stable évaluée sur la base d'un critère de distorsion d'imagerie V (la surface grisée représente la zone sur laquelle le critère V est inférieur ou égal à 10%): comparaison des performances du système de multidiffusion stéréophonique de l'I.N.A. avec un dispositif stéréophonique conventionnel [Arnaud, 1996]

L'orientation des enceintes est déterminée afin de préserver une image stéréophonique homogène et stable sur une zone étendue. Le principe des enceintes croisées devant la zone d'écoute (cf. Fig. 2.14) est alors généralisé à plusieurs paires stéréophoniques. Chaque enceinte est dirigée vers le point extrême situé à l'opposé de la zone d'écoute (cf. Fig. 2.16): de cette façon, elle pointe vers le point le plus éloigné qui va donc bénéficier de son rayonnement maximal. Inversement, pour les positions d'écoute les plus proches de la source, le niveau sonore perçu est atténué par sa directivité de l'enceinte. Ce dispositif peut être appliqué à un nombre quelconque de paires d'enceintes.

La validité de cette approche a pu être testée avec le système mis en place au festival IMAGINA. L'étendue de la zone offrant une restitution stéréophonique stable a notamment été évaluée. Les résultats indiquent que cette zone représente près de 75% de l'espace à sonoriser. Des tests psychoacoustiques réalisés avec un dispositif similaire monté sur un plateau de télévision à l'I.N.A. ont complété cette évaluation. Ils confirment le meilleur comportement du système par rapport au dispositif stéréophonique classique, en ce qui concerne la stabilité de la localisation des sources (cf. Fig. 2.18). Cependant, les performances du système s'avèrent être sensibles au type de prise de son — selon qu'il s'agit de stéréophonie de temps, d'intensité, ou de multimicrophonie¹³ —, à la nature des sources, ainsi qu'à l'environnement acoustique de restitution. De plus, il convient de noter que la stabilité de la localisation n'est évaluée que pour une source virtuelle centrale. On peut se demander si les résultats restent valables pour d'autres positions de sources virtuelles.

Par ailleurs, il faut noter que cette approche, comme la précédente d'ailleurs, ne permet que d'étendre la zone d'écoute: les limitations inhérentes au procédé stéréophonique demeurent. En particulier, la spatialisation sonore reste partielle et ne concerne toujours que la portion d'espace comprise entre les deux sources stéréophoniques.

2.4.6 Stéréophonie dirigée: Panoramique d'intensité

Une stéréophonie artificielle

Dans tout ce qui précède, les deux signaux stéréophoniques sont obtenus à partir d'une prise de son par un couple stéréophonique. En d'autres termes, l'effet de spatialisation est réalisé de façon acoustique et les différences de temps ou d'intensité sont introduites par le jeu du positionnement et des directivités des microphones. Avec la stéréophonie dirigée, deux signaux stéréophoniques sont dérivés à partir d'une prise de son monophonique. L'effet de spatialisation est introduit *artificiellement*, ce qui justifie le terme de *stéréophonie dirigée*, en affectant le même signal sur les deux canaux et en jouant sur le gain relatif entre les deux voies, de façon à produire une différence d'intensité qui va permettre de déplacer la position de la source virtuelle vers l'un des deux haut-parleurs, la source virtuelle étant localisée au milieu de deux haut-parleurs lorsqu'aucune différence de gain n'est appliquée. Le procédé est encore désigné sous le nom de *panoramique d'intensité*.

Loi des Sinus et Loi des Tangentes

La position de la source virtuelle, repérée par son azimut φ (cf. Fig. 2.19), est reliée aux gains g_1 et g_2 des signaux alimentant les deux haut-parleurs par la *loi des sinus* [Pulkki, 1997]:

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \varphi_0} = \frac{g_1 - g_2}{g_1 + g_2} \quad (2.1)$$

Cette loi est valable pour les basses fréquences, sous réserve que l'auditeur garde la tête immobile en fixant le point au milieu des deux haut-parleurs. Si l'auditeur tourne la tête dans la direction de la source virtuelle, il convient d'appliquer plutôt la loi des tangentes [Pulkki, 1997]:

$$\frac{\tan \varphi}{\tan \varphi_0} = \frac{g_1 - g_2}{g_1 + g_2} \quad (2.2)$$

Cependant, les deux lois diffèrent peu en pratique.

13. Une prise de son multimicrophonique consiste à enregistrer chaque source avec un microphone individuel. En postproduction, les différents signaux ainsi obtenus sont sommés pour constituer les deux voies stéréophoniques. Au cours de cette opération, les sources sonores sont positionnées dans l'espace en jouant sur le gain relatif des deux voies selon une procédure de "panoramique d'intensité", aussi considérée comme une *stéréophonie dirigée*, qui va être décrite à la section suivante (cf. Section 2.4.6).

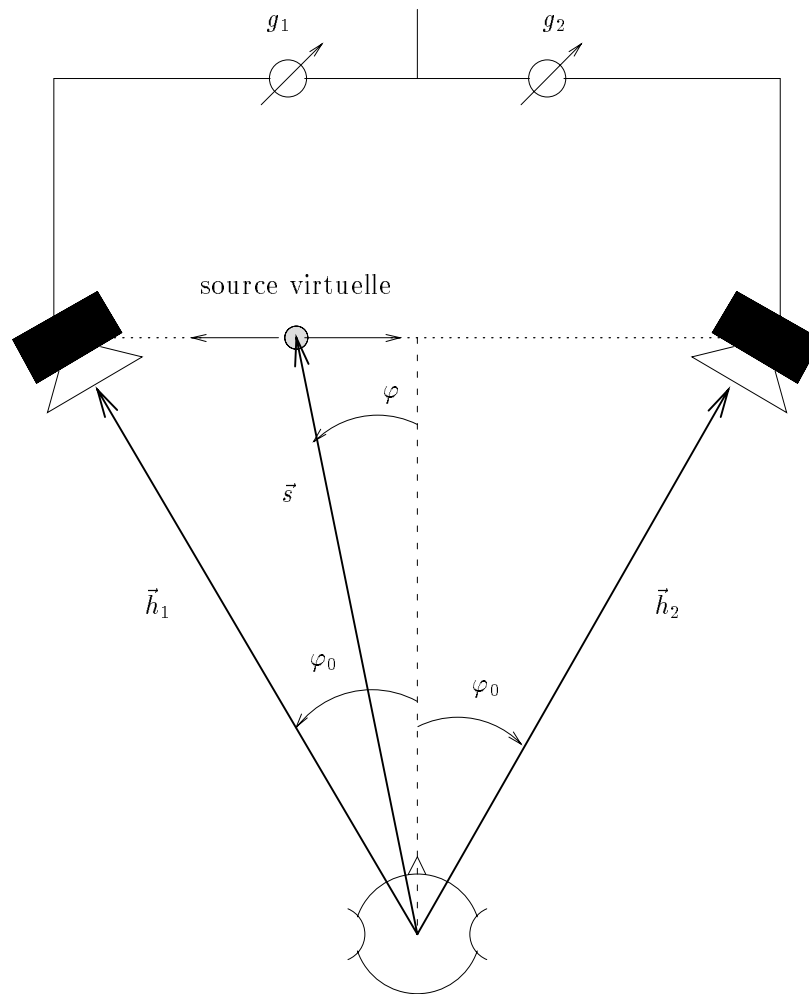


FIG. 2.19 - Principe de la stéréophonie dirigée: Contrôle de la localisation de la source virtuelle par un panoramique d'intensité

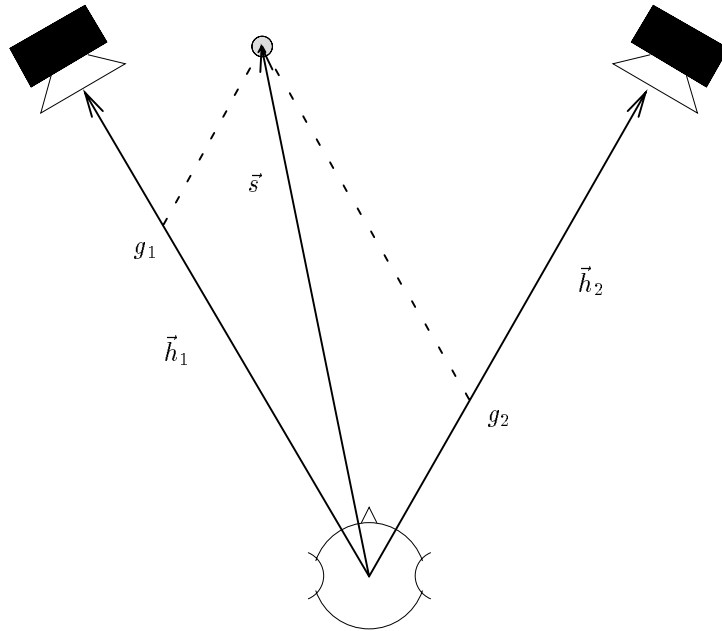


FIG. 2.20 - Méthode V.B.A.P.: Projection de la source virtuelle sur une base vectorielle constituée à partir des haut-parleurs

Méthode V.B.A.P [Pulkki, 1997]

Récemment, la loi des tangentes a été reformulée sous forme vectorielle, pour donner une méthode générale de panoramique d'intensité, désignée sous le nom de méthode V.B.A.P (*Vector Base Amplitude Panning*) [Pulkki, 1997] et qui consiste à projeter la source virtuelle sur la base vectorielle constituée à partir des deux haut-parleurs, l'auditeur représentant l'origine du repère (cf. Fig. 2.20). Ainsi, si les vecteurs $\vec{h}_1[h_{1_x}, h_{1_y}, h_{1_z}]$ et $\vec{h}_2[h_{2_x}, h_{2_y}, h_{2_z}]$ repèrent les positions des deux haut-parleurs et le vecteur $\vec{s}[s_x, s_y, s_z]$, la position de la source virtuelle (cf. Fig. 2.20), on exprime le vecteur \vec{s} comme une combinaison linéaire des vecteurs \vec{h}_1 et \vec{h}_2 , les coefficients de la combinaison étant donnés par les valeurs des gains g_1 et g_2 des haut-parleurs:

$$\vec{s} = g_1 \vec{h}_1 + g_2 \vec{h}_2 \quad (2.3)$$

En d'autres termes, les gains (g_1, g_2) représentent les coordonnées de la source virtuelle dans la base (\vec{h}_1, \vec{h}_2) . L'équation précédente peut se réécrire sous forme matricielle:

$$\mathbf{s} = \mathbf{h} \mathbf{g} \quad (2.4)$$

avec:

$$\begin{aligned} \mathbf{s}^T &= [s_x s_y s_z] \\ \mathbf{g}^T &= [g_1 g_2] \\ \mathbf{h}^T &= [\mathbf{h}_1 \mathbf{h}_2] \\ \mathbf{h}_1^T &= [h_{1_x} h_{1_y} h_{1_z}] \\ \mathbf{h}_2^T &= [h_{2_x} h_{2_y} h_{2_z}] \end{aligned}$$

Les gains des haut-parleurs sont alors obtenus en résolvant cette équation matricielle dont la solution existe dès que la matrice \mathbf{h} possède une matrice inverse \mathbf{h}^{-1} :

$$\mathbf{g} = \mathbf{h}^{-1} \mathbf{s} \quad (2.5)$$

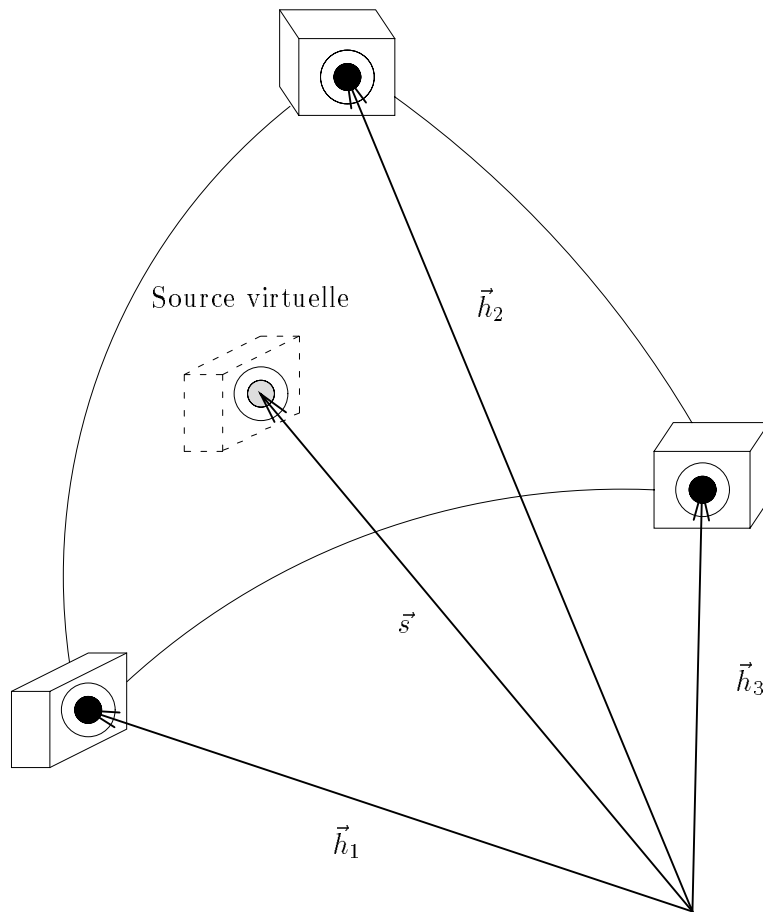


FIG. 2.21 - Méthode V.B.A.P. étendue à trois dimensions

On peut vérifier que cette solution redonne la loi des tangentes [Pulkki, 1997]. Il faut noter que, d'un point de vue psychoacoustique, la méthode V.B.A.P. n'est valable qu'aux basses fréquences. Sur le même principe que la méthode V.B.A.P., mais en raisonnant en termes d'énergie, une autre approche a été dérivée pour les hautes fréquences sous le nom de V.B.I.P. (*Vector Base Intensity Panning*) [Pernaux *et al.*, 1998]. Pour restituer l'ensemble du spectre, il conviendrait donc de coupler les deux approches, V.B.A.P. et V.B.I.P., au moyen d'un filtrage par bande.

Panoramique d'intensité 3D

L'intérêt de la méthode V.B.A.P. est en fait double: son premier intérêt réside dans la généralisation du procédé de panoramique d'intensité, mais, dans un second temps, elle va permettre *d'étendre ce procédé de spatialisation aux trois dimensions de l'espace*. Le principe de la projection de la source virtuelle sur une base vectorielle obtenue à partir des haut-parleurs peut en effet être appliqué à trois haut-parleurs formant avec l'auditeur un trièdre. Il suffit de considérer, dans l'équation 2.4, trois haut-parleurs au lieu de deux:

$$\begin{aligned} \mathbf{h} &= [\mathbf{h}_1 \mathbf{h}_2 \mathbf{h}_3] \\ \mathbf{g}^T &= [g_1 g_2 g_3] \end{aligned}$$

La source virtuelle peut alors être positionnée en n'importe quel point à l'intérieur du domaine délimité entre les trois haut-parleurs (cf. Fig. 2.21). Par extension, il est possible de synthétiser des sources virtuelles

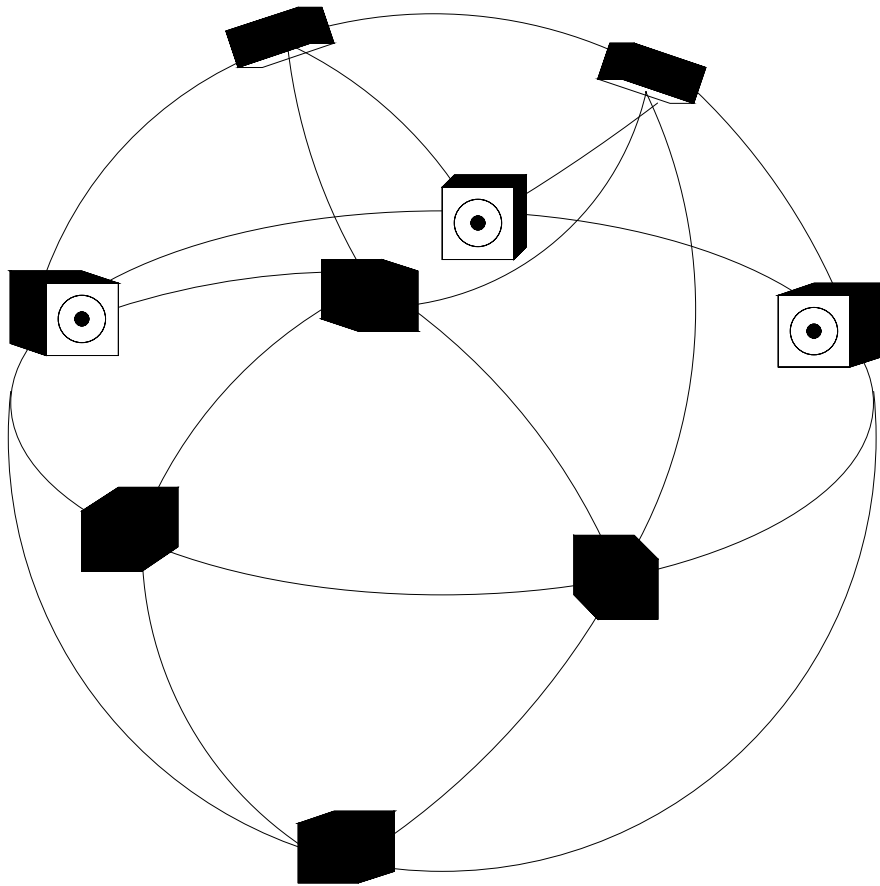


FIG. 2.22 - Panoramique d'intensité 3D avec la méthode V.B.A.P.: L'auditeur est entouré par une sphère de haut-parleurs.

dans n'importe quelle direction, en entourant l'auditeur par une sphère de haut-parleurs (cf. Fig. 2.22). Les haut-parleurs adjacents sont regroupés en triplets qui définissent autant de bases vectorielles sur lesquelles se projettent les sources virtuelles. Pour une position donnée de source virtuelle, un seul triplet de haut-parleurs est activé: il s'agit du triplet défini par les haut-parleurs les plus proches de la position de la source considérée. Les gains des trois haut-parleurs sélectionnés sont calculés à partir de l'équation 2.4.

Avec la méthode V.B.A.P., il est donc possible d'étendre les performances du panoramique d'intensité à une restitution spatialisée 3D par une sphère de haut-parleurs. Cependant, dans son principe, cette approche ne permet pas d'étendre la zone d'écoute: la restitution n'est correcte en théorie que pour un auditeur situé au centre de la sphère. On peut néanmoins penser que le principe d'un *panoramique d'intensité local*, dans la mesure où la source virtuelle est systématiquement synthétisée par les haut-parleurs les plus proches de sa position, offre un rendu plus stable de la spatialisation, notamment lorsque l'auditeur s'écarte de la position d'écoute idéale définie par le centre de la sphère. Dans le même esprit, pour les systèmes de diffusion stéréophoniques pour le cinéma ou la télévision, un haut-parleur central a été ajouté à la paire stéréophonique, afin de stabiliser la localisation des sources virtuelles pour les spectateurs excentrés. On retrouve l'idée sous-jacente d'accroître la taille de la zone d'écoute en augmentant le nombre de sources. En termes de spatialisation sonore, un panoramique d'intensité local possède cependant un inconvénient: lorsque la source virtuelle se déplace, le rendu sonore présente des hétérogénéités plus ou moins marquées [Pernaux *et al.*, 1998]. Par opposition, les approches qui cherchent à étendre le nombre de haut-parleurs impliqués

dans la synthèse d'une source virtuelle, tendent à offrir un rendu plus homogène.

Un autre problème posé par le panoramique d'intensité réside dans la prise de son: alors qu'en stéréophonie conventionnelle, système de prise de son et système de restitution sont liés de façon totalement indissociable, le panoramique d'intensité ne gère que la restitution. La méthode de prise de son la plus adaptée est la *multimicrophonie*, qui correspond une prise de son par des microphones individuels de proximité, mais la position des sources à synthétiser doit être identifiée par une procédure séparée, puisque les signaux enregistrés ne contiennent aucun codage acoustique de la position des sources sonores. En stéréophonie conventionnelle, ce codage est représenté par les différences Δ_T ou Δ_I .

2.4.7 Conclusion

En dépit de ses performances limitées, la stéréophonie reste aujourd'hui le système de restitution sonore spatialisée le plus utilisé, notamment pour les applications destinées au grand public, ceci pour la simple raison qu'en termes de matériel et de mise en œuvre, il offre un effet de spatialisation à moindre coût. Une prise de son stéréophonique ne requiert en effet qu'un couple de microphones et, pour la restitution, seuls deux haut-parleurs sont nécessaires.

Cependant, en stéréophonie, la spatialisation sonore demeure relativement "embryonnaire", puisque, d'une part, le modèle de spatialisation du champ sonore est grossier et relativement instable et que, d'autre part, une seule dimension de l'espace est spatialisée, la spatialisation dans cette dimension n'étant de surcroît que partielle. L'approche de panoramique d'intensité généralisé aux trois dimensions de l'espace, V.B.A.P. (cf. Section 2.4.6), propose une solution séduisante pour étendre la spatialisation à tout l'espace entourant l'auditeur, mais elle implique d'accroître considérablement le nombre de haut-parleurs pour la restitution.

Le second problème posé par la stéréophonie est sa zone d'écoute limitée. Deux solutions pour l'étendre, dont une développée spécifiquement pour un système de visioconférence, ont été présentées: elles passent toutes par une augmentation du nombre de haut-parleurs. La seconde solution mise au point à l'I.N.A. (cf. Section 2.4.5) ne nécessite qu'un nombre minime de sources supplémentaires, mais, étant donné qu'elle est destinée à des applications de sonorisation de spectacles, on peut craindre que l'effet de spatialisation ne soit pas contrôlé de manière suffisamment fine, du moins du point de vue du contexte de visioconférence. De la première solution (cf. Section 2.4.4), on retiendra qu'il faut compter une paire de haut-parleurs par auditeur supplémentaire.

En dépit de ces tentatives d'extension de la zone d'écoute, les performances de la stéréophonie en termes de spatialisation sonore s'avèrent être à la fois imprécises et limitées. Nous allons donc nous intéresser à une approche plus générale, basée sur un modèle de spatialisation sonore plus précis et plus complet: les techniques binaurales.

2.5 Techniques binaurales

2.5.1 Principe

Dans la stéréophonie, l'effet de spatialisation est basé sur la reproduction des différences d'intensité et de temps du champ sonore perçu par les deux oreilles de l'auditeur. Les techniques binaurales¹⁴ procèdent d'une idée similaire, mais elles reposent sur une modélisation à la fois plus globale et plus rigoureuse. Fondamentalement, elles se proposent de *reproduire le champ sonore induit au niveau des oreilles de l'auditeur*. Ainsi, dans le champ restitué, sont présents non seulement les effets de la propagation entre la source et l'auditeur (atténuation, retard, effet de salle...), mais aussi l'ensemble des phénomènes engendrés par le corps de l'auditeur, tels que la diffraction par la tête, les réflexions sur le haut du corps et le pavillon de l'oreille externe. Les différences de temps et d'intensité restituées par la stéréophonie ne rendent compte de ces phénomènes que de façon incomplète et très approximative. De plus, comme les différences interaurales ne contrôlent que la localisation horizontale, le champ sonore n'est spatialisé que dans le plan horizontal. Au contraire, en visant la reproduction fidèle du champ excitant le tympan, les techniques binaurales restituent l'ensemble des indices qu'utilise l'appareil auditif pour interpréter le champ sonore, qu'il s'agisse des différences interaurales — pour la localisation horizontale — ou des indices spectraux monoraux — pour la localisation verticale —.

14. Pour tout complément d'information sur les aspects théoriques et pratiques des techniques binaurales, l'article de H. Møller [Møller, 1992] constitue une excellente synthèse du sujet.

Le champ sonore est donc spatialisé dans les *trois dimensions* de l'espace, c'est-à-dire que les sources sonores virtuelles peuvent être synthétisées dans tout l'espace entourant l'auditeur.

2.5.2 Prise de son

La prise de son est effectuée au moyen de deux capteurs placés à l'intérieur du canal auditif de chaque oreille. Idéalement, l'enregistrement devrait être réalisé dans les propres oreilles de l'auditeur afin de prendre en compte ses particularités morphologiques. Pour des raisons pratiques évidentes, on a souvent recours à une *tête artificielle* constituée d'un mannequin qui reproduit la moitié supérieure d'un corps humain. Il faut cependant être conscient qu'une tête artificielle ne rend compte que d'une perception moyenne qui, si elle est valable en bonne approximation pour un grand nombre d'individus, n'est exacte pour aucun... On a d'ailleurs observé que les enregistrements sur tête artificielle sont susceptibles d'introduire dans le champ perçu certaines aberrations, telles que des *inversions avant/arrière*, c'est-à-dire qu'une source censée être située devant l'auditeur est perçue derrière lui, ou des phénomènes de *localisation intracrânienne*, c'est-à-dire que les sons sont perçus comme si les sources étaient situées à l'intérieur de la tête [Møller, 1992]. Ce problème constitue un des points délicats des techniques binaurales.

2.5.3 Restitution

Restitution sur casque

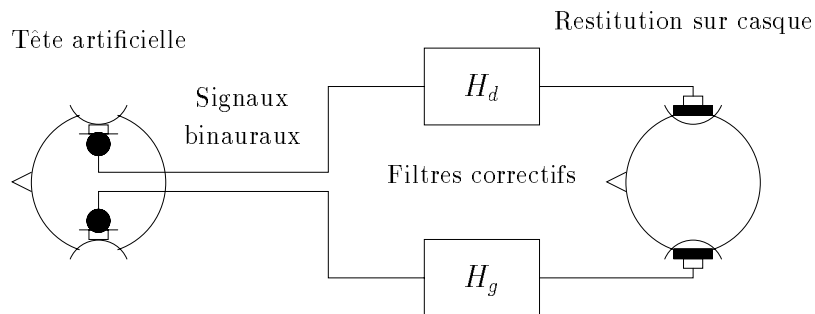
Pour garantir un système de reproduction totalement transparent, le champ enregistré en un point du canal auditif devrait être restitué au même point. Une restitution sur *casque* représente donc la solution la mieux adaptée. À l'origine, les enregistrements binauraux étaient exclusivement destinés à une diffusion sur écouteurs. Le système binaural conventionnel est illustré sur la figure 2.23a. Avant d'être restitués par le casque, les deux signaux binauraux sont filtrés afin de compenser la réponse des transducteurs électroacoustiques, à savoir les microphones de prise de son et le casque de restitution. Le filtre corrige également les éventuels écarts de position entre le point d'enregistrement — en général à l'intérieur du canal auditif — et le point de restitution — à l'entrée du canal auditif —. Toutes ces corrections sont déduites de mesures de *fonctions de transfert* électroacoustiques.

Restitution sur haut-parleur: Système *transaural*

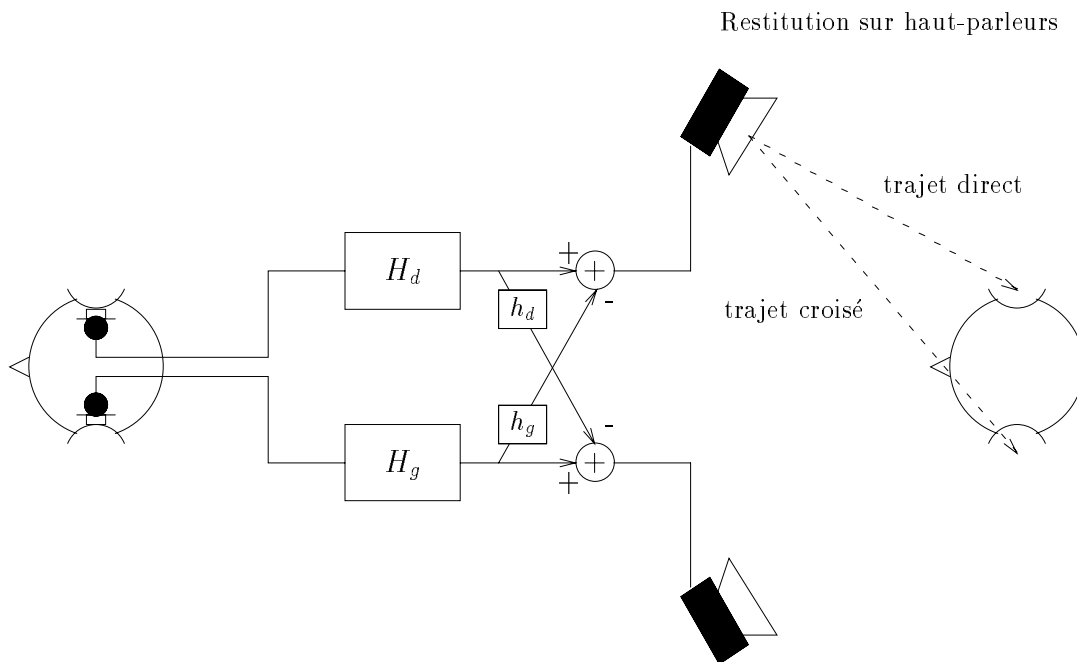
Il est néanmoins possible de restituer un enregistrement binaural sur deux *haut-parleurs*. On préfère alors parler de *système transaural* [Møller, 1992]. Dans le cas d'une diffusion sur haut-parleurs, il faut remarquer que chaque oreille perçoit à la fois le son émis par l'enceinte ipsilatérale — trajet *direct* — et par l'enceinte contralatérale — trajet *croisé* —. Pour obtenir une qualité de restitution équivalente à une diffusion sur casque, il faut donc éliminer les trajets croisés: dans ce but, la contribution "parasite" de l'enceinte contralatérale est soustraite au préalable au signal alimentant chacun des haut-parleurs. Outre l'égalisation de la réponse des transducteurs, la diffusion sur haut-parleurs nécessite donc de compenser la propagation entre les enceintes et les oreilles de l'auditeur, à la fois les trajets directs — reliant chaque oreille à l'enceinte ipsilatérale — et les trajets croisés — reliant chaque oreille à l'enceinte contralatérale —, de façon à restituer au niveau de chaque tympan, indépendamment du système de restitution, le signal de pression correspondant au signal enregistré dans le canal auditif. Cette compensation est réalisée en traitant les signaux binauraux par des filtres dont les réponses inversent les différentes fonctions de transfert électroacoustiques reliant chaque enceinte à chaque oreille. La figure 2.23b décrit un dispositif transaural avec son circuit de correction.

2.5.4 Performances

Les techniques binaurales constituent un outil de reproduction sonore 3D très performant, dès lors que le procédé est parfaitement maîtrisé, mais elles souffrent de problèmes liés à leur mise en œuvre délicate. La qualité du rendu est en effet très sensible à un certain nombre de paramètres pratiques, tels que la précision du positionnement ou l'égalisation des transducteurs [Møller, 1992]. De plus, la complexité des filtres binauraux requiert une forte puissance de calcul.



(a) Dispositif de prise et restitution binaurales conventionnelles: Les modules H_g et H_d représentent les filtres de correction destinés à l'égalisation des transducteurs et à la compensation de la propagation dans le canal auditif.



(b) Dispositif de prise et restitution transaurales: Outre les filtres de correction H_g et H_d , le circuit de traitement comprend des filtres destinés à compenser les trajets croisés entre les enceintes et l'auditeur.

FIG. 2.23 - Techniques binaurales: Système binaural conventionnel et Système transaural (d'après [Møller, 1992])

Par ailleurs, dans leur essence, les techniques binaurales sont fortement *individualistes* et, par la même, ne se prêtent pas à une diffusion pour une large audience. Deux raisons fondamentales l'expliquent :

- Premièrement, la qualité de la reproduction — et notamment l'effet de spatialisation — est d'autant plus précise et fidèle que les signaux binauraux prennent en compte, aussi bien à la prise de son qu'à la diffusion, les *spécificités individuelles* de l'auditeur. Dans le dispositif idéal, la prise de son est effectuée avec des microphones placés dans les propres oreilles de l'auditeur et les filtres de correction sont calculés à partir de mesures réalisées également dans ses oreilles, mais en ce cas la reproduction n'est correcte que pour cet individu. Dès que l'on s'écarte de ces conditions — par exemple en utilisant une tête artificielle —, la qualité de la restitution se dégrade. On doit donc réaliser un compromis entre la qualité de la reproduction et le degré de généralité des signaux binauraux. Or, si, dans le souci de rendre la restitution accessible à un plus grand nombre d'auditeurs, on réduit la part des codages spécifiques à l'individu, la reproduction sonore 3D perd tout son relief pour se ramener aux performances d'un système stéréophonique conventionnel.
- Deuxièmement, comme une restitution sur casque est exclue en contexte de visioconférence de groupe, la diffusion se peut se faire que sur des haut-parleurs. En ce cas, les filtres de correction, qui sont destinés à compenser la propagation entre les enceintes électroacoustiques et l'auditeur, sont calculés pour une position donnée de l'auditeur et les corrections appliquées ne sont donc valables que pour cette position d'écoute. Par conséquent, un système transaural n'admet qu'un *point d'écoute correcte* qui est assorti en outre de contraintes très strictes sur le positionnement de l'auditeur et plus précisément de ses oreilles¹⁵. Théoriquement l'auditeur ne peut pas tourner la tête.

Par suite, *une restitution binaurale n'est valable en théorie que pour un individu spécifique et une position d'écoute unique*. Cependant, J. Bauck et D.H. Cooper ont récemment proposé de généraliser le système transaural à plusieurs auditeurs [Bauck & Cooper, 1996]. Leur idée est présentée dans le paragraphe qui suit.

2.5.5 Système transaural généralisé

Dans son principe, le système transaural est basé sur un ensemble de traitements destinés à compenser la propagation entre les enceintes électroacoustiques et les oreilles de l'auditeur. Il s'agit d'étendre ce système à un nombre quelconque de haut-parleurs et d'auditeurs. Mathématiquement, le problème se pose de la façon suivante. Soient M haut-parleurs et N auditeurs. Désignons par¹⁶ :

$$\mathbf{s}^T = [s_1 s_2] \quad (2.6)$$

$$\mathbf{t}^T = [t_1 t_2 \dots t_M] \quad (2.7)$$

$$\mathbf{u}^T = [u_1 u_2 \dots u_{2N}] \quad (2.8)$$

les vecteurs représentant respectivement les signaux binauraux enregistrés, les signaux alimentant les M haut-parleurs et les signaux de pression induits au niveau de chaque oreille des N auditeurs (2N signaux au total). La matrice X définit les fonctions de transfert des trajets acoustiques entre les haut-parleurs et les auditeurs :

$$\mathbf{u} = X \mathbf{t} , \quad (2.9)$$

tandis que la matrice Y traduit les traitements appliqués aux signaux avant leur diffusion (cf. Fig. 2.24) :

$$\mathbf{t} = Y \mathbf{s} . \quad (2.10)$$

15. Dans son article sur le système transaural généralisé [Bauck & Cooper, 1996], J. Bauck prétend — sans en apporter la preuve — qu'au contraire, la restitution transaurale est plus robuste aux erreurs de positionnement de l'auditeur que la stéréophonie conventionnelle. Ce résultat nous paraît d'autant plus sujet à caution que la sensibilité des techniques binaurales aux défauts d'égalisation — réponse des transducteurs ou compensation de la propagation acoustique — est reconnue et constitue d'ailleurs une des limitations du procédé [Møller, 1992].

16. Dans tout le raisonnement, on se placera indifféremment dans le domaine temporel ou fréquentiel.

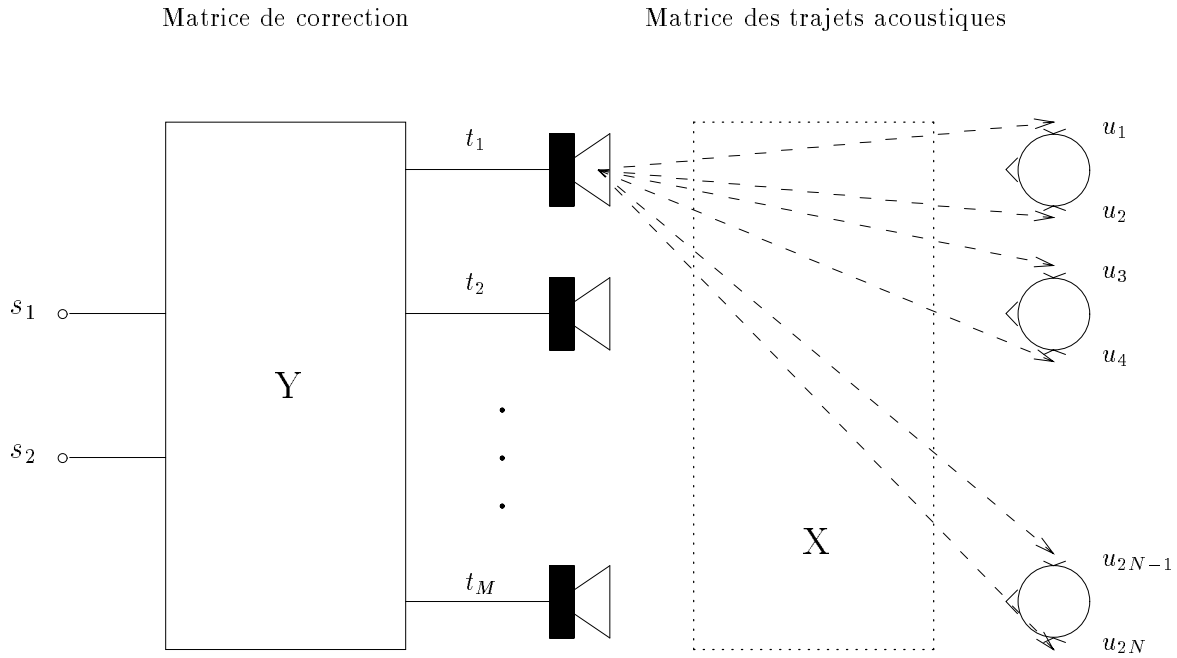


FIG. 2.24 - Principe du système transaural généralisé

En définitive, on veut reproduire les signaux binauraux sur les deux oreilles de chaque auditeur, les vecteurs \mathbf{s} et \mathbf{u} sont donc reliés par une matrice Z de la forme:

$$Z = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \\ 1 & 0 \\ 0 & 1 \\ \vdots & \vdots \\ 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (2.11)$$

telle que:

$$\mathbf{u} = Z \mathbf{s} \quad (2.12)$$

Or, d'après les équations 2.9 et 2.10:

$$\mathbf{u} = X Y \mathbf{s} \quad (2.13)$$

Par suite, il vient:

$$XY = Z. \quad (2.14)$$

Ainsi, le problème consiste à déterminer la matrice Y connaissant les matrices X et Z . On est amené à *inverser la matrice X* , à condition bien entendu qu'elle soit inversible. J. Bauck et D.H. Cooper suggèrent d'exprimer Y à partir de la matrice *pseudo-inverse*¹⁷ de X , dénotée X^+ :

$$Y = X^+ Z. \quad (2.15)$$

17. Pour rappel, la matrice pseudo-inverse d'une matrice X est définie par: (inverse au sens de Moore-Penrose [Bauck & Cooper, 1996])

Cette solution est à *norme minimale*, c'est-à-dire que, d'un point de vue électroacoustique, elle minimise la puissance délivrée à chaque haut-parleur [Bauck & Cooper, 1996]. De la même façon, les excursions des éventuels pics d'amplitude des signaux sont limitées. Par ailleurs, les auteurs montrent comment il est possible de simplifier le travail d'implémentation des filtres en procédant à certaines manipulations algébriques.

La principale limitation de la méthode résulte du problème d'inversibilité des fonctions de transfert acoustiques, inversibilité qui devient très délicate en présence d'un effet de salle. Très séduisante sur le plan théorique, la méthode transaurale généralisée pose de sérieuses difficultés dans sa mise en œuvre et il est dommage que cette question ne soit pas abordée par les auteurs. On note que, dans son principe, cette approche permet de prendre en compte les fonctions de transfert (H.R.T.F) propres à chaque auditeur.

Un exemple particulier d'application mérite cependant d'être signalé. Il s'agit d'un système de restitution transaurale étendue constitué d'un monopôle placé devant la zone d'écoute et associé à plusieurs dipôles qui sont disposés derrière chaque auditeur (cf. Fig. 2.25). Le monopôle est alimenté par le signal Σ qui représente la somme des deux signaux binauraux (signaux G et D , respectivement pour les oreilles gauche et droite):

$$\Sigma = G + D ,$$

tandis que chaque dipôle reçoit le signal Δ qui correspond à leur différence:

$$\Delta = G - D .$$

Le rayonnement dipolaire est utilisé de telle sorte qu'au niveau de l'oreille gauche se superposent le signal Σ émis par le monopôle et le signal Δ émis par le lobe gauche du dipôle:

$$\Sigma + \Delta = 2G ,$$

Le signal résultant correspond bien au signal binaural gauche, moyennant un facteur d'amplitude 2. En revanche, au niveau de l'oreille droite, c'est le signal en opposition de phase $-\Delta$ émis par le lobe droit du monopôle, qui vient s'ajouter au signal Σ :

$$\Sigma - \Delta = 2D ,$$

de façon à reconstituer le signal binaural droit D . Chaque auditeur étant plongé dans le champ proche immédiat de son dipôle, il ne risque pas d'être gêné par les dipôles des autres auditeurs, d'autant que les sources dipolaires sont caractérisées par un rayonnement de faible puissance.

2.5.6 Conclusion

Par rapport à la stéréophonie, les techniques binaurales constituent une avancée majeure, en ce sens qu'elles permettent véritablement de reproduire un champ sonore 3D, dans lequel l'intégralité des indices de localisation auditive sont restitués.

Néanmoins, l'approche binaurale s'avère assez inadaptée au contexte de visioconférence de groupe, dans la mesure où elle est fondamentalement *individualiste*:

- d'abord parce qu'elle fait intervenir les *codages acoustiques spatiaux spécifiques à l'individu*, ce qui pose de sérieuses difficultés pour une application destinée à une large audience, car cela nécessiterait d'enregistrer au préalable les fonctions de transfert de chaque individu,
- ensuite parce que *la zone de restitution correcte, stricto sensu, se limite à deux points* correspondant aux deux oreilles de l'auditeur en excluant toute possibilité de se déplacer.

Il existe des systèmes — systèmes de "Headtracker" — qui permettent de suivre les mouvements de la tête de l'auditeur pour les compenser dans le traitement des signaux restitués. De tels systèmes pourraient être utilisés pour offrir une plus grande latitude de mouvements à l'auditeur, mais ils permettraient de corriger seulement les rotations de la tête et, en tout état de cause, ils ne fonctionneraient efficacement que dans la limite de petits mouvements. En outre, les systèmes de Headtracker imposeraient d'équiper l'auditeur d'un appareillage contraignant, ce qui est inacceptable du point de vue d'un mur de téléprésence (cf. Chapitre 1).

Une solution pour étendre la zone d'écoute consiste à généraliser le principe d'une restitution transaurale à plusieurs auditeurs, mais elle implique d'inverser des réponses impulsionnelles de salles, ce qui s'avère assez

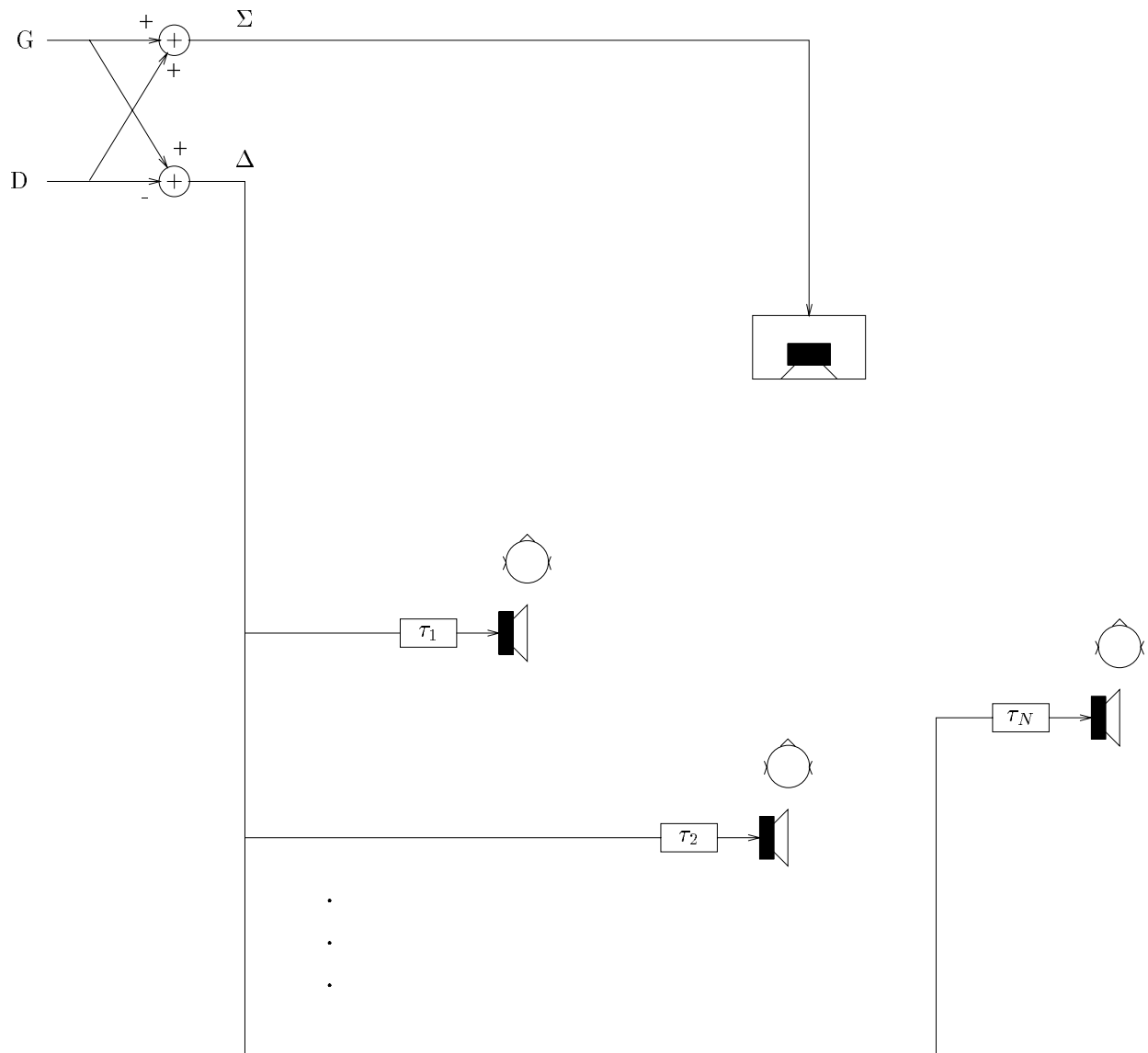


FIG. 2.25 - Exemple de système de restitution transaurale généralisée: Combinaison d'un monopôle et de plusieurs dipôles disposés derrière chaque auditeur

problématique en pratique. De plus, dans cette approche, les auditeurs ne peuvent toujours pas se déplacer au sein de la zone d'écoute. On note aussi qu'avec le système transaural, il faut toujours compter deux haut-parleurs par auditeur.

Il reste qu'actuellement, de nombreuses études cherchent à lever les différentes limitations des techniques binaurales. Les travaux récemment publiés s'intéressent notamment aux points suivants:

- la mise au point de jeux de HRTF universelles [Dudouet & Martin, 1999],
- la prise en compte des mouvements de la tête [Wenzel, 1999],
- l'inversion de l'effet de salle [Lopez *et al.*, 1999],
- la réduction de la complexité des filtres binauraux [Larcher & Jot, 1997].

2.6 Système ambisonique

Le procédé ambisonique est basé sur une approche de spatialisation sonore qui a vu le jour dans le courant des années 70. Son inventeur, M.A. Gerzon, était, à l'origine, titulaire d'une thèse en Mathématiques, ce qui confère une orientation spécifique à son approche. Il faut néanmoins reconnaître qu'il ne s'est pas cantonné à une analyse théorique du problème, mais a su mettre en œuvre ses résultats dans un système concret.

En dépit de son intérêt, le système ambisonique est longtemps resté une *méthode marginale* peu connue des professionnels des techniques audiovisuelles, à l'exception des studios de la B.B.C.. Depuis quelques années, elle bénéficie d'un renouveau d'intérêt, en particulier de la part du monde scientifique, en raison de la montée en puissance des domaines de la spatialisation sonore et de la restitution sonore multicanale, notamment pour le cinéma et la télévision.

Parmi l'ensemble des techniques de reproduction sonore spatialisée, la technique ambisonique constitue une approche marginale non seulement par son utilisation, mais aussi par la personnalité de son inventeur qui semble avoir cherché à entourer sa méthode d'un "flou scientifique" qui la rend difficile, voire décourageante, à appréhender. Récemment, plusieurs articles ont contribué à la démythifier [Bamford, 1995] [Daniel *et al.*, 1998] [Nicol & Emerit, 1999a]¹⁸, néanmoins il faut garder présent à l'esprit que, moins qu'une méthode parfaitement définie, le système ambisonique représente plutôt un *concept*, voire un *ensemble de règles relatives à la mise en œuvre d'un système de restitution sonore spatialisée*¹⁹.

Fondamentalement, le procédé ambisonique est basé sur une *approche hybride* qui combine le principe de *reconstruction physique* du champ sonore et la prise en compte des mécanismes *psychoacoustiques*. De façon simplifiée, il consiste à reproduire le champ acoustique en un point correspondant au centre de la tête de l'auditeur, mais la reconstruction proprement physique n'opère qu'aux basses fréquences. Pour les hautes fréquences, la procédure de reconstruction obéit à une approche énergétique des phénomènes. Cette idée est intéressante, car on comprend intuitivement qu'une reconstruction physique aux hautes fréquences s'avère rapidement coûteuse. De plus, cette reconstruction n'est pas forcément nécessaire à cause des limitations de la perception auditive. Par ailleurs, on peut penser que, dès lors qu'une partie du spectre est correctement restituée, la perception globale est préservée, d'autant qu'il s'agit des basses fréquences dont le rôle déterminant pour la localisation auditive a été établi. Nous allons à présent détailler le principe de la prise et la restitution du son selon le procédé ambisonique.

2.6.1 Prise de son

Une extension du système Stereosonic

Une prise de son ambisonique consiste à *enregistrer en un point à la fois la pression acoustique (W) et les trois composantes (X, Y, Z) du vecteur de vitesse particulière selon les trois directions de l'espace* [Farrar, 1979a]. Un *microphone de pression* (microphone omnidirectionnel) permet d'enregistrer le signal de pression,

18. De manière plus informelle, mais tout aussi déterminante, les nombreuses discussions que j'ai eu à l'Ircam avec Jean-Marc Jot à propos du système ambisonique m'ont été d'un grand secours pour en comprendre l'esprit et les mécanismes. Elles sont largement responsables de mon intérêt pour cette méthode et un certain nombre des idées qui vont être présentées dans ce document sont issues de ces entretiens.

19. M.A. Gerzon a d'ailleurs su entretenir l'ambiguïté dans ses écrits.

tandis que les composantes du vecteur de vitesse particulière peuvent être enregistrées par trois *microphones à gradient de pression* (microphones bidirectionnels), chaque microphone pointant dans une des directions de l'espace (cf. Fig. 2.26). Ainsi une prise de son ambisonique rappelle le principe du couple Stereosonic mis au point dans les années 30 par A.D. Blumlein et qui est constitué de deux microphones bidirectionnels orientés perpendiculairement (cf. Fig. 2.9b) [Blumlein, 1934]. Dans le cas d'une onde plane, d'amplitude a et de vecteur d'onde²⁰ \vec{k} , décrite par:

$$p(\vec{r}) = a e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}} \quad (2.16)$$

où le vecteur d'onde, dont la direction est repérée par les angles (φ_0, θ_0) (cf. Fig. 2.27), est donné par:

$$\vec{k} = k \begin{cases} \sin \theta_0 \cos \varphi_0 \\ \sin \theta_0 \sin \varphi_0 \\ \cos \theta_0 \end{cases} \quad (2.17)$$

les signaux (W, X, Y, Z) s'expriment:

$$\begin{cases} W & = & a \\ X & = & a \sqrt{2} \sin \theta_0 \cos \varphi_0 \\ Y & = & a \sqrt{2} \sin \theta_0 \sin \varphi_0 \\ Z & = & a \sqrt{2} \cos \theta_0 \end{cases} \quad (2.18)$$

Rôles des composantes X, Y et Z: Codage de l'information spatiale

L'opération par laquelle le champ sonore est enregistré sous la forme des quatre signaux (W, X, Y, Z) représente son *encodage*, c'est-à-dire l'opération par laquelle les informations spatiales du champ acoustique sont transcrites en signaux électriques (W, X, Y, Z) . En d'autres termes, ces signaux constituent la représentation codée de l'information contenue dans le champ sonore et cette information concerne non seulement ses propriétés temporelles, mais aussi ses propriétés spatiales qui sont exclusivement contenues dans les trois signaux (X, Y, Z) . En effet, le signal W est, par essence, omnidirectionnel, alors que les signaux (X, Y, Z) sont associés à des microphones bidirectionnels qui explorent les trois directions de l'espace et expriment donc la répartition spatiale de l'énergie [Farrar, 1979a] [Gerzon, 1985].

Nous allons essayer de préciser ces idées en reprenant l'exemple d'une onde plane (cf. Equ. 2.16). Exprimons la pression acoustique et le vecteur de vitesse particulière \vec{v} induits par cette onde au point $\vec{r} = \vec{0}$:

$$\begin{cases} p(\vec{0}) & = & a \\ \vec{v}(\vec{0}) & = & \frac{a}{\rho c} \vec{k} \end{cases} \quad (2.19)$$

où les termes ρ et c dénotent respectivement la masse volumique de l'air et la célérité des ondes acoustiques. Des expressions de la pression $p(\vec{0})$ et de la vitesse particulière $\vec{v}(\vec{0})$, il ressort que le signal de pression n'exprime que l'amplitude de l'onde plane, tandis que la vitesse particulière correspond, à un facteur multiplicatif près, au vecteur d'onde dont la direction définit l'incidence de l'onde plane et traduit donc son comportement spatial. Par suite, le vecteur de vitesse particulière décrit bien les propriétés spatiales de l'onde plane considérée.

Plus généralement, dans le cas d'un champ acoustique quelconque, la vitesse particulière n'est autre que le gradient de la pression, en vertu de l'équation d'Euler [Bruneau, 1983]. Elle exprime donc la dérivée spatiale de la pression acoustique et par la même contient des informations relatives à sa distribution spatiale. De plus, par analogie avec un *développement de Taylor*, on peut aussi considérer que les composantes (X, Y, Z) , qui expriment les dérivées spatiales à l'ordre 1 de la pression acoustique, étendent la description du champ sonore au voisinage du point \vec{r} . En ajoutant ces trois composantes au signal de pression W , le champ n'est donc plus connu seulement en un point, mais aussi sur tout un volume qui représente le voisinage immédiat de ce

20. Le nombre d'onde est défini par:

$$k = \frac{\omega}{c}$$

où ω désigne la pulsation temporelle et c , la célérité des ondes acoustiques.

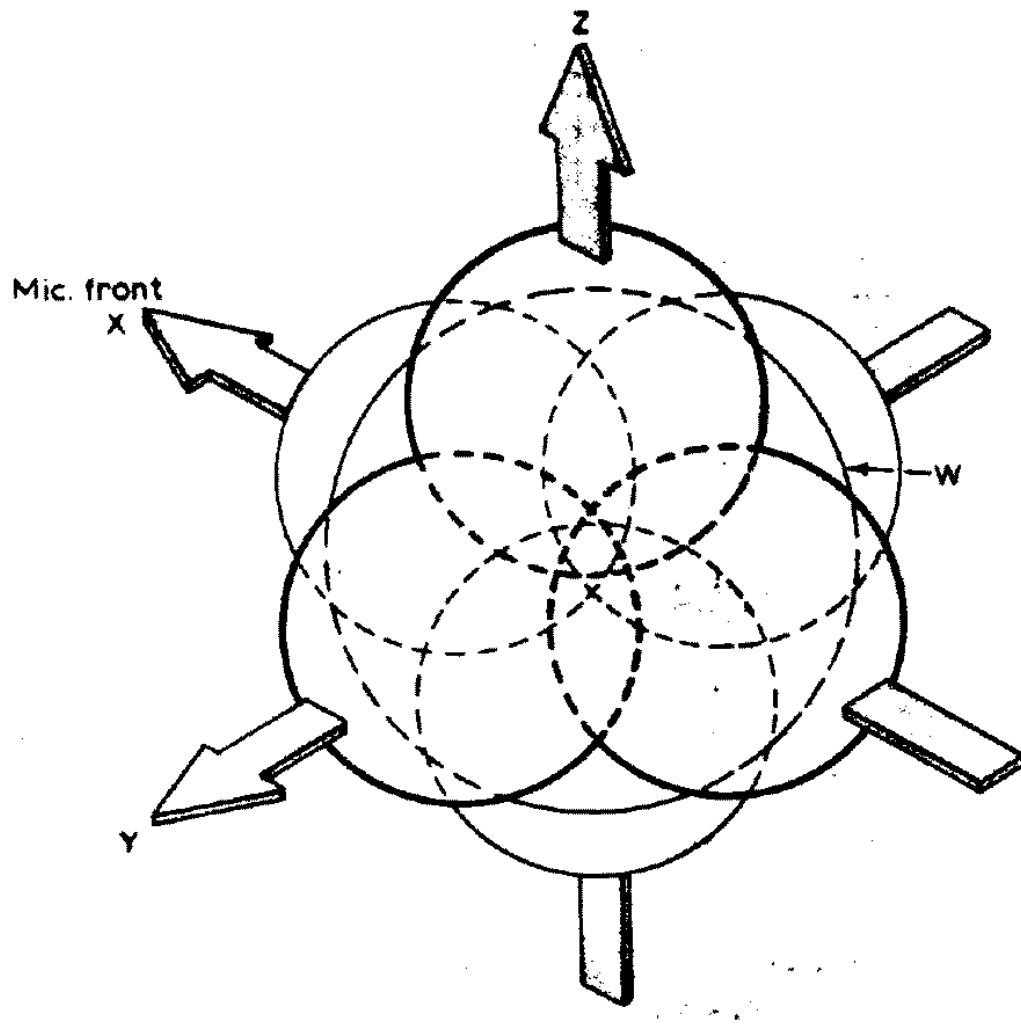


FIG. 2.26 - Prise de son ambisonique: Association d'un microphone omnidirectionnel (composante W) à trois microphones bidirectionnels (composantes X,Y,Z)

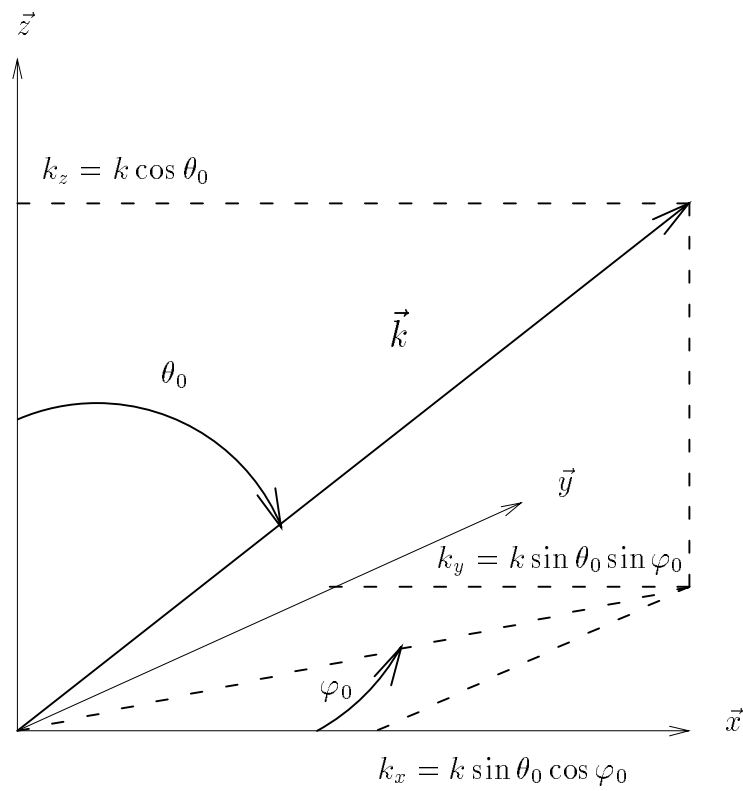


FIG. 2.27 - Coordonnées du vecteur d'onde associé à une onde plane (φ_0 : angle d'azimut, θ_0 : angle d'élévation)

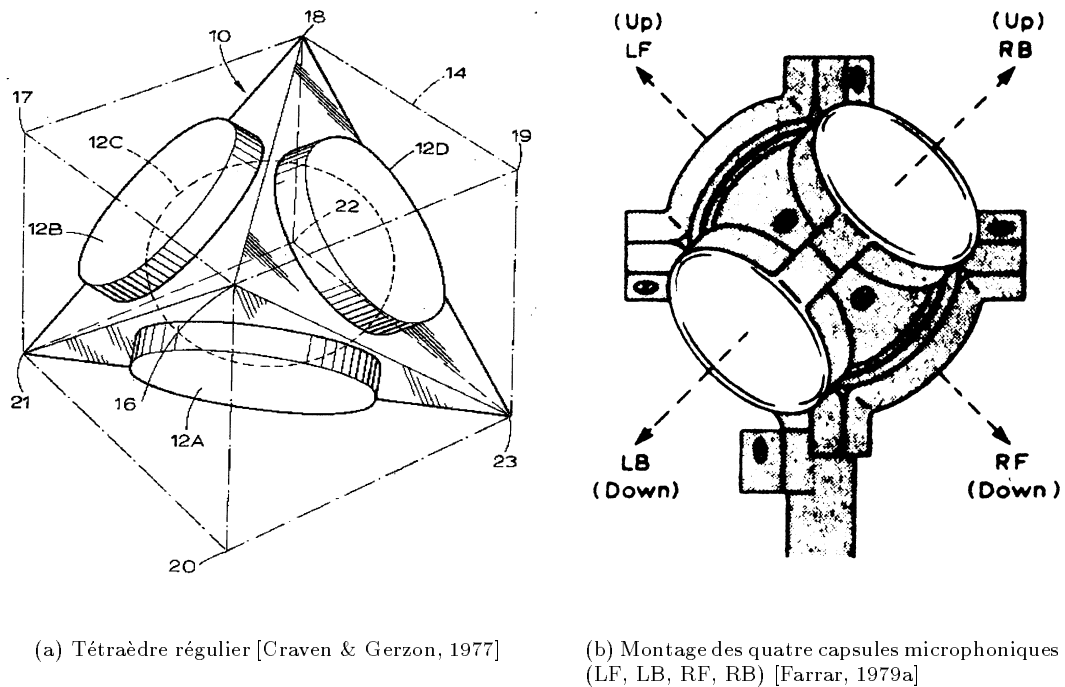


FIG. 2.28 - Microphone Soundfield: Combinaison de quatre capsules cardioïdes montées sur les faces d'un tétraèdre régulier

point et qu'on peut figurer par une sphère de rayon s qui est lié à la longueur d'onde. Aux basses fréquences, cette sphère englobe la tête de l'auditeur. Dans l'hypothèse d'une reconstruction physique à l'identique, les oreilles de l'auditeur sont donc bien plongées dans un champ acoustique identique à celui qu'il aurait perçu en présence des sources réelles et dont l'ensemble des propriétés temporelles et spatiales est restitué. En revanche, lorsque la fréquence augmente, le rayon de la sphère se réduit à quelques centimètres, voire quelques millimètres: par suite, les signaux (X,Y,Z) ne permettent plus une reproduction fidèle du champ sonore au niveau des oreilles de l'auditeur.

Microphone Soundfield

Une prise de son ambisonique requiert en théorie un microphone de pression et trois microphones à gradient de pression. Cependant, le microphone qui est dédié aux enregistrements ambisoniques et qui est connu sous le nom de microphone *Soundfield* [Craven & Gerzon, 1977] [Farrar, 1979a] [Farrar, 1979b] est constitué en réalité de quatre capsules cardioïdes distribuées sur les faces d'un tétraèdre régulier (cf. Fig. 2.28). Les quatre microphones sont ainsi positionnés sur la surface d'une sphère. Ce dispositif est une solution élégante pour pallier l'impossibilité matérielle de placer quatre microphones au même point. Il présente aussi l'avantage d'utiliser *quatre capsules microphoniques aux caractéristiques identiques*, ce qui simplifie le problème de l'appariement et de l'alignement entre les différents microphones.

Les capsules cardioïdes sont référencées en fonction de leur position et de leur orientation (cf. Fig. 2.29):

- LF (*Left Front*): capsule gauche orientée vers l'avant,
- RF (*Right Front*): capsule droite orientée vers l'avant,
- LB (*Left Back*): capsule gauche orientée vers l'arrière,
- RB (*Right Back*): capsule droite orientée vers l'arrière.

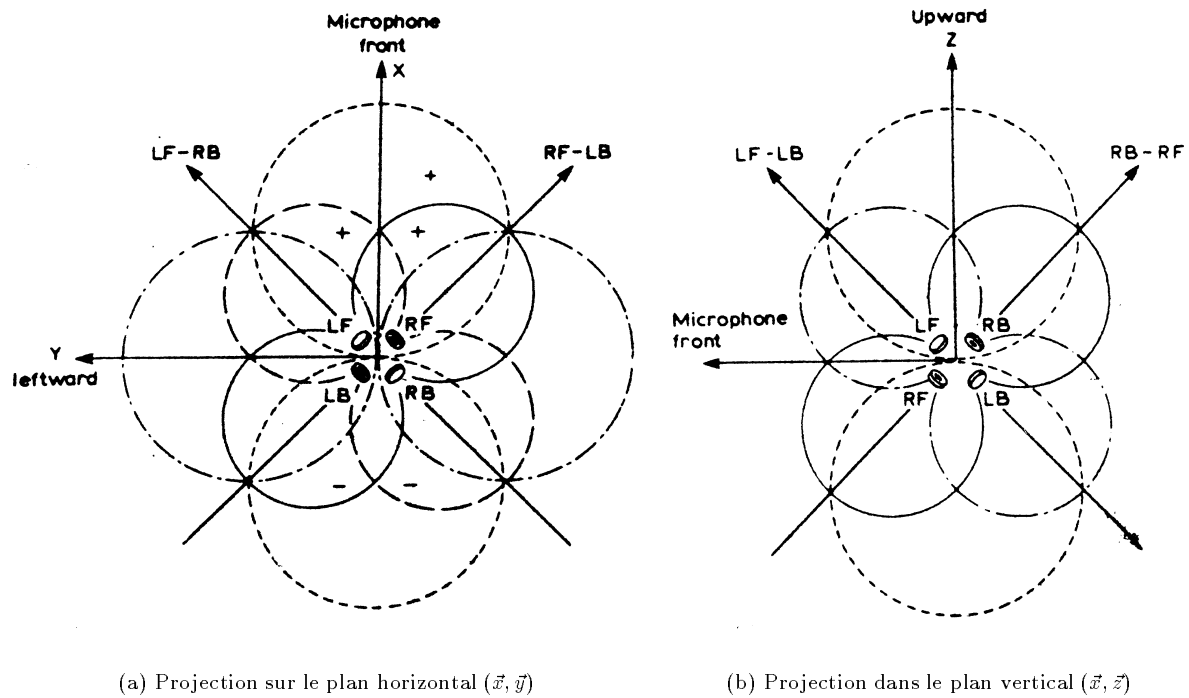


FIG. 2.29 - Microphone Soundfield: Dérivation des signaux (W, X, Y, Z) à partir des signaux (LF, LB, RF, RB) enregistrés par les capsules cardioïdes [Farrar, 1979a]

Un examen attentif de leur géométrie met en évidence des relations simples entre leurs signaux de sortie (LF, LR, RF, RB) et les signaux d'encodage ambisonique (W, X, Y, Z) [Farrar, 1979a]:

$$\begin{cases} W = LF + LB + RF + RB \\ X = LF - LB + RF - RB \\ Y = LF + LB - RF - RB \\ Z = LF - LB - RF - RB \end{cases} \quad (2.20)$$

Différents formats d'encodage des signaux ambisoniques

Les signaux (LF, LR, RF, RB) et (W, X, Y, Z) constituent en fait deux formats d'encodage ambisonique et sont respectivement désignés comme le *format A* qui correspond aux signaux de sortie du microphone Soundfield et le *format B* qui définit les signaux "physiques" identifiés à la pression et à la vitesse particulaire [Gerzon, 1992a]. Dans le format B, l'information spatiale a été extraite pour la rendre directement accessible en vue de la restitution.

Il existe un autre format: le *format UHJ* qui est principalement utilisé pour la transmission des signaux. Il est basé sur quatre signaux (Σ, Δ, T, Q) qui sont reliés aux signaux (W, X, Y, Z) de la façon suivante:

$$\begin{cases} \Sigma = 0.9397 W + 0.1856 X \\ \Delta = j(-0.342 W + 0.5099 X) + 0.655 Y \\ T = j(-0.1432 W + 0.6512 X) - 0.7071 Y \\ Q = 0.9772 Z \end{cases} \quad (2.21)$$

Ce format est compatible avec une diffusion stéréophonique²¹. Les signaux stéréophoniques gauche et droite

21. C'est pourquoi il est utilisé en transmission où le système de diffusion n'est pas connu a priori.

(G,D) se déduisent en effet simplement des signaux (Σ,Δ) :

$$\begin{cases} G &= \frac{\Sigma+\Delta}{2} \\ D &= \frac{\Sigma-\Delta}{2} \end{cases} \quad (2.22)$$

Pour cette raison, les signaux (Σ,Δ) sont respectivement référencés comme le signal "somme" et le signal "différence".

2.6.2 Restitution

Décodage de l'information spatiale

La restitution repose sur l'opération de *décodage* des signaux (W,X,Y,Z) . Opération inverse de l'encodage, le décodage consiste à restituer sous forme acoustique les informations spatiales codées dans les signaux (W,X,Y,Z) . La restitution se fait au moyen d'un dispositif de N haut-parleurs alimentés par N signaux qui se déduisent des quatre signaux enregistrés par une procédure de matricage:

$$\mathbf{g} = \mathbf{M}_d \mathbf{b} \quad (2.23)$$

où les vecteurs \mathbf{b} et \mathbf{g} décrivent respectivement les signaux d'enregistrement au format B et les signaux d'alimentation des haut-parleurs g_i ($i=1,\dots,N$):

$$\begin{aligned} \mathbf{b}^T &= [W \ X \ Y \ Z] \\ \mathbf{g}^T &= [g_1 \ g_2 \ g_3 \ \cdots \ g_N] \end{aligned}$$

La matrice \mathbf{M}_d réalise le matricage des signaux.

Ce matricage constitue l'étape essentielle du décodage et il est conçu de façon à assurer une reproduction fidèle du champ sonore au niveau de l'auditeur. Le principal paramètre du décodage est la géométrie du dispositif de haut-parleurs: la matrice de décodage \mathbf{M}_d ne dépend donc que des positions de haut-parleurs. Il convient de noter que la géométrie du dispositif de haut-parleurs est totalement libre: en effet, dès lors que la position des haut-parleurs est prise en compte dans la matrice de décodage et, par suite, peut être compensée, n'importe quelle géométrie est admissible. Il importe seulement d'appliquer la matrice de décodage associée à la géométrie du dispositif choisi. Il est toutefois recommandé de placer l'ensemble des haut-parleurs à égale distance de l'auditeur, encore que d'éventuelles différences de distance peuvent être corrigées par l'introduction de retards.

Une fois choisie une disposition de haut-parleurs, la matrice de décodage \mathbf{M}_d est calculée en cherchant à optimiser la reproduction du champ sonore à la position de l'auditeur [Gerzon, 1992d] [Gerzon, 1992c]. La qualité de la reproduction est évaluée au moyen de deux critères définis sous les noms de *vecteur Vitesse* \vec{r}_V et de *vecteur Energie* \vec{r}_E [Gerzon, 1992b], qui s'attachent à décrire la localisation auditive d'un point de vue à la fois quantitatif (direction perçue) et qualitatif (stabilité de l'image sonore et confort d'écoute notamment) [Gerzon, 1974] [Gerzon, 1977].

Vecteur Vitesse

Le vecteur *Vitesse* est donné par [Gerzon, 1992b]:

$$\vec{r}_V = \sum_{i=1}^N \Re \left[\frac{g_i}{\sum_{i=1}^N g_i} \right] \vec{h}_{0,i} \quad (g_i \in \mathbb{C}) \quad (2.24)$$

Les vecteurs $\vec{h}_{0,i}$ repèrent les positions des haut-parleurs, plus exactement leur direction, puisqu'il s'agit de vecteurs *unitaires* obtenus en normalisant les vecteurs \vec{h}_i qui indiquent les coordonnées des haut-parleurs dans un repère dont l'auditeur figure l'origine (cf. Fig. 2.30):

$$\vec{h}_{0,i} = \frac{\vec{h}_i}{|\vec{h}_i|} \quad \forall i = 1, 2, \dots, N \quad (2.25)$$

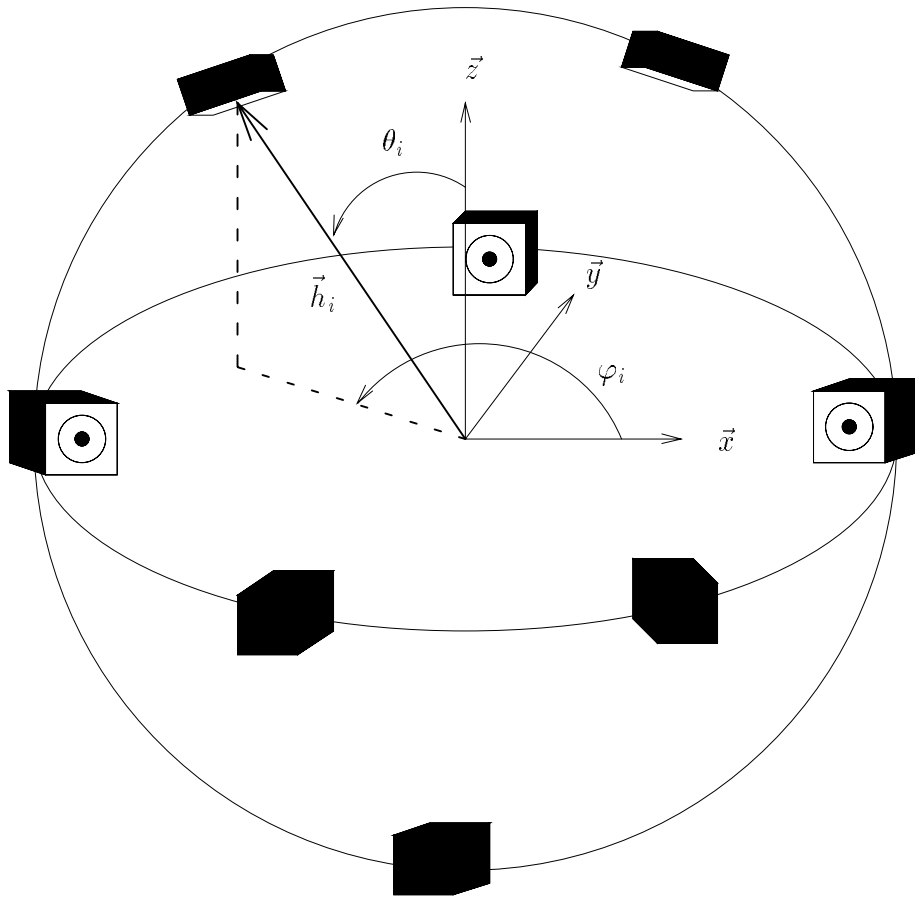


FIG. 2.30 - Système de restitution ambisonique: Distribution de haut-parleurs sur la surface d'une sphère centrée sur l'auditeur

Ce critère s'applique uniquement au domaine des *basses fréquences*, dont la limite est en général fixée à 700 Hz, cette valeur étant identifiée par les études psychoacoustiques sur la localisation auditive, comme une frontière entre deux modes distincts de perception [Gerzon, 1992b] [Blauert, 1983]. Dans le vecteur *Vélocité* \vec{r}_V , deux éléments sont à analyser:

– sa direction:

$$\vec{r}_{0V} = \frac{\vec{r}_V}{|\vec{r}_V|}$$

– et sa norme (ou *phasiness*):

$$r_V = |\vec{r}_V|$$

Le vecteur \vec{r}_{0V} repère la direction dans laquelle sera localisée la source virtuelle synthétisée par l'ensemble des N haut-parleurs. Pour une restitution optimale du champ sonore, cette direction doit s'identifier à celle de la source réelle qu'on veut reproduire, ce qui définit la *première règle de décodage (B.F.: Basses Fréquences)*:

$$\vec{r}_{0V} = \frac{\vec{r}_s}{|\vec{r}_s|} \quad (2.26)$$

Dans les écrits de M.A. Gerzon, l'origine de ce critère est rattachée à la théorie de la localisation de Makita [Makita, 1962]. Cette théorie concerne les phénomènes de localisation dans les systèmes stéréophoniques: en analysant les propriétés du champ sonore induit au niveau de l'auditeur, Y. Makita a cherché à exprimer la direction apparente de la source virtuelle, c'est-à-dire la direction dans laquelle l'auditeur va localiser la source virtuelle, en fonction des signaux alimentant les haut-parleurs. Dans son calcul, il identifie la direction apparente de la source sonore à la *normale au front d'onde évaluée à la position de l'auditeur*, c'est-à-dire la direction vers laquelle l'auditeur doit tourner la tête pour annuler les différences de phase perçues entre ses deux oreilles. Or, on peut montrer que le vecteur \vec{r}_{0V} correspond à la normale au front d'onde au point $\vec{r} = \vec{0}$, ce qui justifie la référence à la théorie de Makita. De manière plus intuitive, le vecteur \vec{r}_{0V} définit la "direction moyenne" de provenance des ondes sonores, dans la mesure où l'équation 2.24 peut s'interpréter comme la moyenne algébrique des incidences des ondes émises par l'ensemble des haut-parleurs, chaque incidence étant pondérée par le gain affecté au haut-parleur qui lui est associé. Il s'agit d'une méthode usuelle de construction vectorielle de source virtuelle synthétisée à partir d'un nombre donné de haut-parleurs (cf. Section 2.4.5: Fig. 2.17).

Alors que le critère de direction \vec{r}_{0V} est de type quantitatif, en ce sens qu'il exprime la direction apparente de la source virtuelle, le critère de norme r_V est purement qualitatif puisqu'il caractérise la qualité globale de l'image sonore restituée. Ce critère est notamment associé à la stabilité de l'image lorsque l'auditeur tourne la tête et plus généralement à son confort d'écoute, les défauts de restitution se traduisant souvent par une sensation de fatigue auditive [Gerzon, 1992b]. En fait, on montre que la norme r_V est liée à la vitesse apparente de propagation de l'onde synthétique, c'est-à-dire l'onde reproduite par les N haut-parleurs [Daniel *et al.*, 1998] [Makita, 1962]. Cette onde s'identifie en effet localement à une onde plane dont le nombre d'onde n'est plus k , mais k' qui se déduit de k moyennant un facteur multiplicatif qui n'est autre que r_V :

$$k' = r_V k \quad (2.27)$$

ce qui correspond à définir une *vitesse apparente de propagation de l'onde c'* qui vaut:

$$c' = \frac{c}{r_V} \quad (2.28)$$

La norme r_V exprime donc le rapport entre la vitesse de propagation d'une onde *naturelle* et la vitesse de propagation d'une onde *synthétique*. Or, cette altération de la vitesse de propagation de l'onde reproduite affecte les *différences interaurales de phase* perçues par l'auditeur et vient par suite fausser la localisation des sources virtuelles [Daniel *et al.*, 1998]. Ainsi une valeur $r_V < 1$ tend à ramener les sources virtuelles dans le plan médian de l'auditeur, tandis qu'une valeur $r_V > 1$ les en éloigne. Pour une restitution optimale, il convient donc d'imposer la valeur:

$$r_V = 1 \quad (2.29)$$

ce qui définit la *seconde règle de décodage (B.F.)*.

Les deux règles de décodages que constituent les équations 2.26 et 2.29 déterminent la stratégie du décodage aux basses fréquences. On montre que le respect de ses deux règles est équivalent à une reconstruction physique du champ sonore — qui inclut la reconstruction à la fois de la pression et de la vitesse particulière — au point $\vec{r} = \vec{0}$. On rappelle que la condition de reconstruction exacte de la vitesse particulière signifie qu'on étend implicitement la zone de reconstruction exacte de la pression au voisinage immédiat du point $\vec{r} = \vec{0}$.

L'ensemble des idées exposées dans ce qui précède ont été mises en évidence à partir de raisonnements basés sur des ondes planes. Un éclairage nouveau sur l'interprétation du vecteur *Vélocité* a été apporté par un article récent qui donne une définition générale de ce critère valable pour n'importe quel champ acoustique [Daniel *et al.*, 1999]. Le vecteur *Vélocité* est exprimé sous la forme d'une admittance acoustique spécifique:

$$\vec{r}_V = \Re \left[\rho c \frac{\vec{v}}{p} \right] \quad (2.30)$$

Dans le cas d'un champ constitué d'une superposition de N ondes planes, c'est-à-dire en première approximation le champ synthétisé par N haut-parleurs répartis sur une sphère, on vérifie que cette expression redonne bien la définition de M.A. Gerzon (cf. Equ. 2.24). A partir de cette définition générale, le vecteur *Vélocité* est interprété en termes d'intensité acoustique, et, plus précisément, on montre qu'il est directement relié au vecteur d'intensité active \vec{I} :

$$\vec{I}(\vec{r}) = \frac{1}{2} k \omega \rho p^2(\vec{r}) \vec{r}_V(\vec{r}) \quad (2.31)$$

Ce résultat confirme clairement que le vecteur *Vélocité* décrit les *transports de l'énergie acoustique*, à la fois en termes de direction de propagation (\vec{r}_{0_V}) et de vitesse de propagation (r_V) des ondes. De plus, l'intensité active étant proportionnelle au gradient de la phase ϕ du signal de pression défini par la relation:

$$p(\vec{r}) = |p(\vec{r})| e^{j\phi(\vec{r})}, \quad (2.32)$$

le vecteur *Vélocité* est également lié à ce gradient:

$$\vec{r}_V(\vec{r}) = \frac{1}{k} \vec{\nabla} \phi(\vec{r}) \quad (2.33)$$

Or, le gradient $\vec{\nabla} \phi(\vec{r})$ correspond, à un coefficient multiplicatif près, à la normale au front d'onde, le front d'onde étant, par définition, une courbe d'équiphasse. Par suite, le vecteur *Vélocité* coïncide bien avec la normale au front d'onde, comme on l'a déjà indiqué.

Vecteur Energie

Le vecteur *Energie* \vec{r}_E est défini comme:

$$\vec{r}_E = \frac{\sum_{i=1}^N |g_i|^2 \vec{h}_{0_i}}{\sum_{i=1}^N |g_i|^2} \quad (2.34)$$

Ce critère intervient pour évaluer la reproduction du champ sonore aux hautes fréquences (H.F.), correspondant aux fréquences supérieures à 700 Hz. En effet, le système auditif n'est véritablement sensible aux différences de phase qu'aux basses fréquences. Aussi, lorsque la fréquence augmente, préfère-t-on raisonner sur les énergies. En particulier, en présence d'un champ constitué d'une superposition de plusieurs ondes, il convient de sommer non plus les amplitudes, mais les énergies. Le critère \vec{r}_E résulte de cette distinction entre basses et hautes fréquences.

Ses connotations physiques sont cependant moins évidentes que pour le vecteur *Vélocité*. Bien qu'il s'agisse d'une grandeur homogène à une intensité acoustique, puisqu'on y reconnaît la somme des produits entre la pression et la vitesse particulière des ondes émises par chaque haut-parleur, le vecteur \vec{r}_E ne peut pas être identifié au vecteur d'intensité acoustique associé à l'onde synthétisée par l'ensemble des haut-parleurs. L'intensité acoustique est en effet une grandeur énergétique, c'est-à-dire du second ordre. Par conséquent, l'intensité totale n'est pas égale à la somme des intensités élémentaires.

Comme pour le vecteur *Vélocité*, on distingue:

– sa direction:

$$\vec{r}_{0_E} = \frac{\vec{r}_E}{|\vec{r}_E|}$$

– et sa norme:

$$r_E = |\vec{r}_E|$$

Sans en apporter de véritable justification, M.A. Gerzon considère que le vecteur \vec{r}_{0_E} repère la direction dans laquelle l'auditeur localise la source virtuelle. Même si le vecteur \vec{r}_{0_E} ne peut être rattaché à aucune grandeur physique, on peut cependant l'identifier à la *direction moyenne de provenance de l'énergie*. L'équation 2.34 définit en effet la moyenne des directions d'arrivée des ondes émises par l'ensemble des haut-parleurs, la direction de chaque haut-parleur étant pondérée par son énergie²². Par suite, pour une restitution sonore optimale, la direction visée par le vecteur \vec{r}_{0_E} doit coïncider avec la direction originale de la source (*première règle de décodage H.F.*):

$$\vec{r}_{0_E} = \frac{\vec{r}_s}{|\vec{r}_s|} \quad (2.35)$$

Les deux premières règles de décodage B.F. et H.F. (cf. Equ. 2.26 & 2.35) peuvent être fondues en une seule:

$$\vec{r}_{0_V} = \vec{r}_{0_E} = \frac{\vec{r}_s}{|\vec{r}_s|} \quad (2.36)$$

Quant au critère de norme r_E , il s'interprète dans le même esprit comme le *taux de concentration de l'énergie* dans la direction du vecteur \vec{r}_{0_E} . Par analogie avec le critère r_V , il évalue la qualité de restitution de l'image sonore, en termes de stabilité et de confort d'écoute. On montre aisément que sa valeur est toujours inférieure ou égale à 1. Comme pour r_V , il faudrait, pour une restitution sonore optimale, lui imposer d'être égal à 1, mais cette valeur est impossible à atteindre en pratique. Aussi se contente-t-on de chercher à rendre sa valeur aussi grande que possible, c'est-à-dire que la *seconde règle de décodage H.F. consiste à maximiser r_E* .

Mise en œuvre des critères psychoacoustiques

Comment, en pratique, sont appliquées les règles de décodage que l'on vient d'énoncer? La démarche est la suivante. D'abord, on définit la *disposition des haut-parleurs*: ils peuvent être distribués dans tout l'espace, de préférence sur la surface d'une sphère centrée sur l'auditeur, ou uniquement dans le plan horizontal²³ situé à la hauteur de la tête de l'auditeur. Une fois fixées les positions des haut-parleurs, le problème consiste à exprimer la matrice de décodage \mathbf{M}_d qui permet de satisfaire la première règle de décodage (Equ. 2.36) et la seconde règle de décodage B.F. (Equ. 2.29), à savoir:

$$\begin{cases} \vec{r}_{0_V} = \vec{r}_{0_E} = \frac{\vec{r}_s}{|\vec{r}_s|} \\ r_V = 1 \end{cases} \quad (2.37)$$

Lorsque les haut-parleurs sont distribués selon une géométrie "simple", c'est-à-dire obéissant à certains critères de régularité²⁴, la matrice de décodage est dérivée analytiquement. Ainsi, si les haut-parleurs forment un *polyèdre régulier*, elle est donnée par [Gerzon, 1992b]:

$$\mathbf{M}_d = \frac{1}{N} \begin{bmatrix} 1 & \sqrt{3}h_{0_{1x}} & \sqrt{3}h_{0_{1y}} & \sqrt{3}h_{0_{1z}} \\ 1 & \sqrt{3}h_{0_{2x}} & \sqrt{3}h_{0_{2y}} & \sqrt{3}h_{0_{2z}} \\ 1 & \sqrt{3}h_{0_{3x}} & \sqrt{3}h_{0_{3y}} & \sqrt{3}h_{0_{3z}} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & \sqrt{3}h_{0_{Nx}} & \sqrt{3}h_{0_{Ny}} & \sqrt{3}h_{0_{Nz}} \end{bmatrix} \quad (2.38)$$

22. De même, pour le vecteur *Vélocité*, l'équation 2.24 exprime aussi la moyenne des directions d'arrivée des ondes, à la différence que la pondération affectée à chaque haut-parleur est reliée à son *gain en amplitude* au lieu de son gain en énergie.

23. A noter qu'en ce cas, dans les quatre signaux enregistrés par le microphone Soundfield, le signal Z n'est pas pris en compte.

24. On peut entendre régularité au sens matriciel, étant donné que les propriétés de la configuration géométrique des haut-parleurs déterminent le comportement de la matrice de décodage \mathbf{M}_d . Cette idée sera précisée ultérieurement, lorsque l'approche ambisonique sera identifiée à une méthode de reconstruction physique de champ acoustique (cf. Section 2.6.3 & Chapitre 7).

où le vecteur \vec{h}_{0_i} repère la position du i ème haut-parleur ($i = 1, \dots, N$) (cf. Equ. 2.25). Dans le cas d'un polygone régulier (plan horizontal), la matrice de décodage devient [Gerzon, 1992b]:

$$\mathbf{M}_d = \frac{1}{N} \begin{bmatrix} 1 & \sqrt{2}h_{0_{1x}} & \sqrt{2}h_{0_{1y}} \\ 1 & \sqrt{2}h_{0_{2x}} & \sqrt{2}h_{0_{2y}} \\ 1 & \sqrt{2}h_{0_{3x}} & \sqrt{2}h_{0_{3y}} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & \sqrt{2}h_{0_{Nx}} & \sqrt{2}h_{0_{Ny}} \end{bmatrix} \quad (2.39)$$

Dans le cas général où la distribution des haut-parleurs est quelconque, la matrice de décodage est obtenue en résolvant un *problème d'optimisation non linéaire sous contrainte* [Trébuchet, 1997].

La direction de chaque haut-parleur étant repérée en coordonnées sphériques par les angles (φ_i, θ_i) (cf. Fig. 2.30):

$$\vec{h}_{0_i} = \begin{cases} h_{0_{ix}} & = \sin \theta_i \cos \varphi_i \\ h_{0_{iy}} & = \sin \theta_i \sin \varphi_i \\ h_{0_{iz}} & = \cos \theta_i \end{cases} \quad (2.40)$$

les gains de chacun des haut-parleurs s'expriment, dans le cas d'un polyèdre:

$$\begin{aligned} g_i &= \frac{1}{N} \left(W + X \sqrt{2} h_{0_{ix}} + Y \sqrt{2} h_{0_{iy}} + Z \sqrt{2} h_{0_{iz}} \right) \\ &= \frac{1}{N} \left(W + X \sqrt{2} \sin \theta_i \cos \varphi_i + Y \sqrt{2} \sin \theta_i \sin \varphi_i + Z \sqrt{2} \cos \theta_i \right) \end{aligned} \quad (2.41)$$

et, dans le cas d'un polygone:

$$\begin{aligned} g_i &= \frac{1}{N} \left(W + X \sqrt{2} h_{0_{ix}} + Y \sqrt{2} h_{0_{iy}} \right) \\ &= \frac{1}{N} \left(W + X \sqrt{2} \cos \varphi_i + Y \sqrt{2} \sin \varphi_i \right) \end{aligned} \quad (2.42)$$

Il reste ensuite à optimiser la matrice de décodage est optimisée du point de vue des hautes fréquences en vertu de la seconde loi de décodage H.F. [Daniel *et al.*, 1998]. Dans ce but, on applique aux signaux (W,X,Y,Z) des gains correctifs c_W, c_X, c_Y et c_Z :

$$\mathbf{g} = \mathbf{M}_d \begin{pmatrix} c_W & W \\ c_X & X \\ c_Y & Y \\ c_Z & Z \end{pmatrix} \quad (2.43)$$

et le problème consiste à déterminer les valeurs de ces gains qui maximisent le critère r_E . Ces gains n'interviennent que dans les hautes fréquences, c'est-à-dire les fréquences supérieures à 700 Hz, ils sont donc appliqués au moyen de filtres, désignés dans la littérature sous le nom de *shelf filter* [Gerzon, 1980] [Gerzon, 1985]. Un schéma général du circuit de décodage est illustré sur la figure 2.31.

2.6.3 Lien avec les harmoniques cylindriques [Bamford, 1995]

Dans la section précédente, on a vu que le décodage B.F., basé sur le critère \vec{r}_V , est équivalent à une reconstruction physique du champ acoustique (pression et vitesse particulière) au point représentant la position de l'auditeur. Cette idée a été précisée analytiquement par le travail de thèse de J.S Bamford qui a établi le lien entre le procédé ambisonique et une décomposition en harmoniques cylindriques [Bamford, 1995].

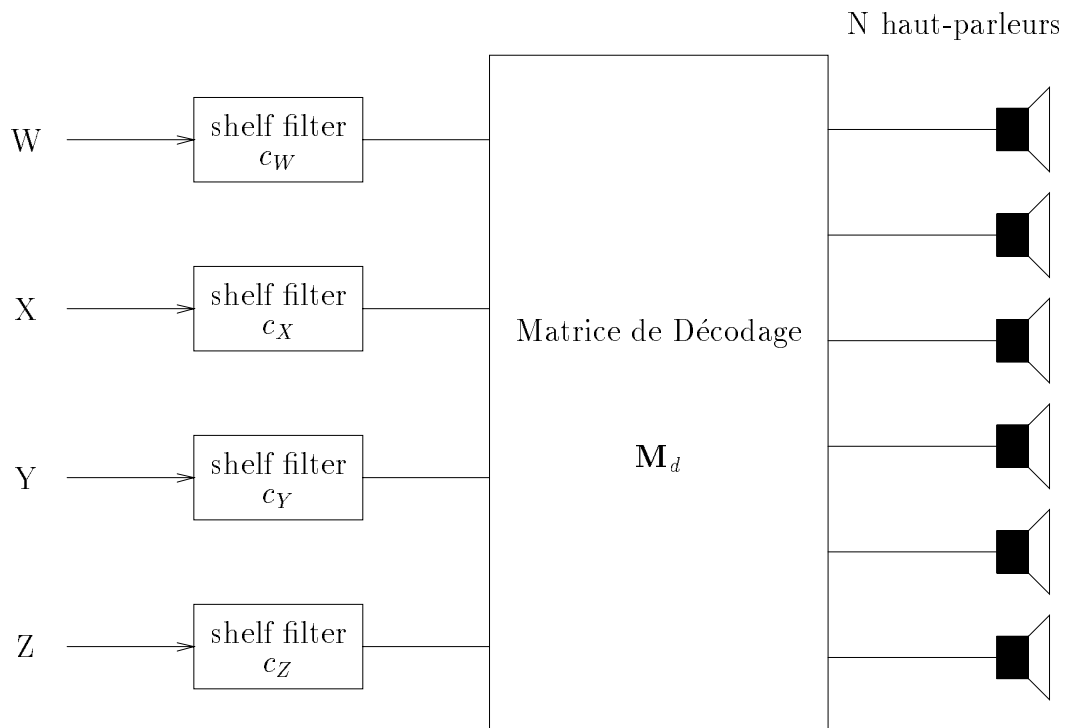


FIG. 2.31 - Synoptique d'un circuit de décodage ambisonique

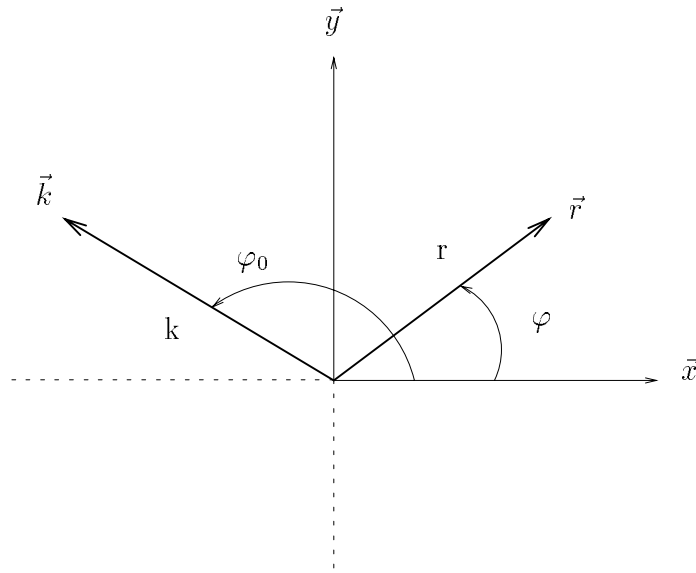


FIG. 2.32 - Onde plane horizontale: Coordonnées cylindriques (vecteur d'onde \vec{k} de l'onde plane et point d'écoute \vec{r})

Décomposition en harmoniques cylindriques

Les travaux de J.S. Bamford sont basés sur la *décomposition d'une onde plane en harmoniques cylindriques* [Morse & Ingard, 1968] [Bruneau, 1983]. Soit une onde plane se propageant parallèlement au plan horizontal (\vec{x}, \vec{y}) et dont le vecteur d'onde \vec{k} est donné par (cf. Fig. 2.32):

$$\vec{k} = k \begin{vmatrix} \cos \varphi_0 \\ \sin \varphi_0 \\ 0 \end{vmatrix} \quad (2.44)$$

on montre que:

$$\begin{aligned} p(r, \varphi) &= a e^{jkr \cos(\varphi - \varphi_0)} \\ &= a J_0(kr) + 2a \sum_{m=1}^{+\infty} j^m J_m(kr) \cos(m\varphi_0) \cos(m\varphi) \\ &\quad + 2a \sum_{m=1}^{+\infty} j^m J_m(kr) \sin(m\varphi_0) \sin(m\varphi) \end{aligned} \quad (2.45)$$

Dans cette expression, le point \vec{r} est repéré par ses coordonnées cylindriques $\vec{r}[r, \varphi, z = 0]$ (cf. Fig. 2.32). Cette décomposition est également connu sous le nom de *développement en série de Fourier-Bessel*.

L'équation 2.45 peut être réécrite sous forme matricielle. En introduisant les vecteurs \mathbf{u} et \mathbf{v} définis par:

$$\mathbf{u}^T = [1 \quad \sqrt{2} \cos(\varphi_0) \quad \sqrt{2} \sin(\varphi_0) \quad \cdots \quad \sqrt{2} \cos(m\varphi_0) \quad \sqrt{2} \sin(m\varphi_0) \quad \cdots] \quad (2.46)$$

$$\mathbf{v}^T = [J_0(kr) \quad j\sqrt{2} \cos(\varphi) J_1(kr) \quad j\sqrt{2} \sin(\varphi) J_1(kr) \quad \cdots \\ j^m \sqrt{2} \cos(m\varphi) J_m(kr) \quad j^m \sqrt{2} \sin(m\varphi) J_m(kr) \quad \cdots] \quad (2.47)$$

il vient:

$$p(r, \varphi) = a \mathbf{u}^T \mathbf{v}(r, \varphi) \quad (2.48)$$

La décomposition en harmoniques cylindriques permet de dissocier les dépendances radiales (en fonction de r) des dépendances azimutales (en fonction de φ) dans le comportement spatial de l'onde plane. Ainsi l'*information directionnelle*, qui est liée à l'angle φ_0 , est décrite intégralement par le vecteur \mathbf{u} qui représente les coefficients de la décomposition en harmoniques cylindriques. Or, on reconnaît dans les premiers coefficients du développement u_i les signaux (W,X,Y) d'un enregistrement ambisonique (cf. Equ. 2.18):

$$\begin{cases} a u_0 = W = a \\ a u_1 = X = a \sqrt{2} \cos \varphi_0 \\ a u_2 = Y = a \sqrt{2} \sin \varphi_0 \end{cases} \quad (2.49)$$

Un *enregistrement ambisonique* revient donc à une *décomposition en harmoniques cylindriques limitée à l'ordre $m = M = 1$* , où l'entier M représente l'ordre de troncature de la série d'harmoniques (cf. Equ. 2.45). Ce résultat suggère donc un moyen d'enrichir une prise de son ambisonique: il suffit d'étendre l'ordre de troncature à $M = 2$, ou $M = 3 \dots$ etc... L'intérêt de cette extension réside dans un *élargissement de la zone d'écoute*. On peut montrer en effet qu'en augmentant l'ordre de troncature de la décomposition, la zone de reconstruction correcte s'étend autour de l'auditeur à un cercle dont le rayon est proportionnel à M , à la manière d'un développement de Taylor [Nicol & Emerit, 1999a]. Une prise de son ambisonique étendue aux ordres supérieurs constituerait donc une amélioration considérable par rapport au système actuel.

À l'ordre M , il faudrait enregistrer $2M + 1$ signaux:

$$\begin{cases} W = a \\ X_1 = a \sqrt{2} \cos \varphi_0 \\ Y_1 = a \sqrt{2} \sin \varphi_0 \\ X_2 = a \sqrt{2} \cos(2\varphi_0) \\ Y_2 = a \sqrt{2} \sin(2\varphi_0) \\ \vdots \\ X_M = a \sqrt{2} \cos(M\varphi_0) \\ Y_M = a \sqrt{2} \sin(M\varphi_0) \end{cases} \quad (2.50)$$

Cette extension pose cependant le problème de la prise de son de tels signaux, car elle implique des microphones à directivité d'ordre supérieur (directivité en $\cos(m\varphi_0)$ pour $m = 2, 3, \dots, M$) qui n'existent encore qu'à titre expérimental. Cependant, nous verrons au chapitre 7 qu'il est possible de dériver les signaux d'encodage ambisonique d'une prise de son par un réseau circulaire de microphones cardioïdes.

Reconstruction par une superposition d'ondes planes

On a vu qu'une prise de son ambisonique équivaut à une décomposition en harmoniques cylindriques. Etudions maintenant le problème de la reproduction de l'onde plane à partir des signaux enregistrés. On considère N haut-parleurs régulièrement répartis sur un cercle dont le rayon est suffisamment grand pour que l'onde induite au niveau de l'auditeur par chacun des haut-parleurs soit assimilable à une onde plane, ce qui suppose que le rayon du cercle soit grand devant la longueur d'onde. Les haut-parleurs étant positionnés aux angles φ_i définis par:

$$\varphi_i = i \frac{2\pi}{N}, \quad (i = 1, 2, \dots, N)$$

la pression totale résultant de la superposition des N ondes planes s'écrit:

$$p(r, \phi) = \sum_{i=0}^{N-1} g_i e^{jkr \cos(\varphi - \varphi_i)} \quad (2.51)$$

où le facteur g_i désigne le gain appliqué à chaque haut-parleur.

Chacune des ondes planes élémentaires peut alors être décomposée sur la base des harmoniques cylindriques (cf. Equ. 2.45):

$$a_i e^{jkr \cos(\varphi - \varphi_i)} = g_i \mathbf{u}_i^T \mathbf{v}(r, \varphi) \quad (2.52)$$

de sorte que la pression totale (Equ. 2.51) devient:

$$\begin{aligned} p(r, \phi) &= \sum_{i=0}^{N-1} g_i \mathbf{u}_i^T \mathbf{v}(r, \varphi) \\ &= \mathbf{g}^T \mathbf{U} \mathbf{v}(r, \varphi) \end{aligned} \quad (2.53)$$

Le vecteur \mathbf{g} représente les gains des N haut-parleurs, tandis que la matrice \mathbf{U} décrit leurs positions définies par leur angle d'incidence φ_i :

$$\begin{aligned} \mathbf{g}^T &= [g_1 \ g_2 \ \cdots \ g_N] \\ \mathbf{U}^T &= [\mathbf{u}_1 \ \mathbf{u}_2 \ \cdots \ \mathbf{u}_N] \end{aligned}$$

Les gains g_i des haut-parleurs s'obtiennent en identifiant l'onde synthétique (cf. Equ. 2.53) à l'onde originale (cf. Equ. 2.48), ainsi:

$$p = a \mathbf{u}^T \mathbf{v} = \mathbf{g}^T \mathbf{U} \mathbf{v} \quad (2.54)$$

Par suite, les gains g_i sont obtenus en inversant la matrice \mathbf{U} , mais cette dernière est de dimensions $N \times (2M + 1)$, c'est-à-dire que dans le cas général²⁵ où $N \neq 2M + 1$, elle n'admet pas d'inverse au sens strict, mais elle possède une *pseudo-inverse* qui est donnée par [Daniel *et al.*, 1998]:

$$\mathbf{U}_{pinv} = \mathbf{U}^T (\mathbf{U} \mathbf{U}^T)^{-1} \quad (2.55)$$

On montre que, dès lors que les haut-parleurs forment un polygone régulier, cette matrice pseudo-inverse prend une forme particulièrement simple²⁶ [Daniel *et al.*, 1998] [Bamford, 1995]:

$$\mathbf{U}_{pinv} = \frac{1}{N} \mathbf{U}^T \quad (2.56)$$

Les gains des haut-parleurs s'expriment alors:

$$\begin{aligned} \mathbf{g} &= a \mathbf{U}_{pinv}^T \mathbf{u} \\ &= \frac{a}{N} \mathbf{U} \mathbf{u} \end{aligned} \quad (2.57)$$

On vérifie qu'à l'ordre $M = 1$, c'est-à-dire avec $2M + 1 = 3$ signaux enregistrés (W,X,Y) restitués sur un dispositif de N haut-parleurs, on retrouve les gains obtenus par M.A. Gerzon (cf. Equ. 2.42):

$$\begin{aligned} g_i &= \frac{a}{N} (1 + 2 \cos \varphi_i \cos \varphi_0 + 2 \sin \varphi_i \sin \varphi_0) \\ &= \frac{1}{N} \left(W + \sqrt{2} \cos \varphi_i X + \sqrt{2} \sin \varphi_i Y \right) \end{aligned} \quad (2.58)$$

Système ambisonique généralisé

Le principal apport des travaux de J.S. Bamford a consisté à replacer le procédé ambisonique, du moins au sens du décodage défini pour les basses fréquences, dans un contexte de reconstruction physique de champ sonore. Il en résulte une meilleure compréhension de la méthode et de ses limitations. En particulier, il apparaît clairement que l'approche ambisonique est fondamentalement basée sur les propriétés des ondes planes, ce qui n'est pas véritablement restrictif, étant donné que tout champ acoustique peut être décomposé

25. Il convient de noter que la situation où $N \neq 2M + 1$ signifie:

- si $N < 2M + 1$, qu'il s'agit d'un *problème sous-dimensionné*, c'est-à-dire qu'on veut reproduire $2M+1$ voies enregistrées avec un nombre N inférieur de canaux de reproduction, ce qui se traduit par une inévitable *perte d'information*,
- si $N > 2M + 1$, qu'il s'agit d'un *problème sur-dimensionné*, c'est-à-dire qu'on veut reproduire $2M+1$ voies enregistrées avec un nombre N supérieur de canaux de reproduction, ce qui implique une *redondance* entre les haut-parleurs.

Par suite, la situation *optimale*, au sens où elle ne produit ni perte d'information, ni redondance, correspond au cas où le nombre de voies enregistrées est égal au nombre de canaux de reproduction: $N = 2M + 1$. Pour un enregistrement ambisonique à l'ordre M , le nombre optimal de haut-parleurs est ainsi $N = 2M + 1$ [Poletti, 1996].

26. Ce résultat est d'ailleurs lié aux propriétés d'orthogonalité des harmoniques cylindriques.

en une somme d'ondes planes [Bruneau, 1983] [Morse & Ingard, 1968]. Au delà de ce premier résultat, l'étude de J.S. Bamford met en évidence une possibilité d'améliorer et d'étendre les performances de la méthode ambisonique. On a vu en effet qu'une prise de son ambisonique réalise une décomposition en harmoniques cylindriques qui est tronquée à l'ordre $M = 1$ dans l'approche classique définie par M.A. Gerzon. En étendant l'ordre de troncature aux ordres supérieurs $M \geq 2$, ce qui implique d'augmenter le nombre de signaux enregistrés, il est donc possible de réaliser une prise de son ambisonique plus riche et offrant une zone d'écoute élargie. Cette idée définit l'approche *ambisonique généralisée* qui sera détaillée au chapitre 7, lorsque l'on présentera l'approche unifiée de reconstruction physique de champ sonore, dans laquelle l'holophonie et le procédé ambisonique sont fusionnés.

2.6.4 Conclusion

Le système ambisonique possède plusieurs atouts. D'une part, il séduit par la *simplicité* de sa mise en œuvre, dans la mesure où, fondamentalement, dans le procédé ambisonique, un champ sonore 3D est reproduit à partir de quatre signaux seulement. Du point de vue matériel, l'équipement requis, qui consiste en quatre microphones cardioïdes et quatre haut-parleurs (dispositif minimal), reste aussi très basique. D'autre part, l'idée de *distinguer deux processus différents pour les basses fréquences et hautes fréquences*, en adoptant une *reproduction simplifiée pour les hautes fréquences*, est très intéressante. Inspirée des propriétés psychoacoustiques du système auditif, elle permet de réduire les coûts de reproduction en préservant la qualité du rendu. Cependant, le procédé ambisonique souffre d'un inconvénient majeur dans la perspective de la visioconférence: la zone d'écoute est limitée à un auditeur. Face à ce problème, les travaux de J.S. Bamford suggèrent un élément de solution avec une approche ambisonique généralisée, dans laquelle la zone d'écoute peut être étendue en augmentant le nombre de signaux enregistrés et qui sera développée ultérieurement (cf. Chapitre 7).

2.7 Privilégier une approche physique de reproduction sonore 3D

Ce chapitre aura été l'occasion d'un survol des méthodes de reproduction sonore 3D (stéréophonie, techniques binaurales, système ambisonique), en identifiant les différents façon d'aborder le problème de la spatialisation sonore, à savoir: l'approche physique, l'approche psychoacoustique et l'approche hybride. Cette étude a montré qu'il existe d'ores et déjà des outils performants qui sont capables de reproduire avec succès une image sonore 3D.

Cependant, l'ensemble des méthodes examinées présente un inconvénient rédhibitoire du point de vue d'une application de visioconférence de groupe: la zone d'écoute est si limitée qu'elle n'admet au maximum qu'un auditeur en lui interdisant tout déplacement.

Les méthodes psychoacoustiques ou hybrides proposent des approches simplifiées qui, en contrepartie, renforcent les contraintes sur le nombre et la position des auditeurs. Des solutions pour pallier ce problème ont été développées et nous les avons examinées, mais, quelle que soit l'approche choisie, l'extension de la zone d'écoute passe inéluctablement par un accroissement du nombre de haut-parleurs, et, dans certains cas, cet accroissement comporte le risque de fragiliser la robustesse de la méthode. Or, le principal reproche adressé aux méthodes basées sur une reconstruction physique du champ sonore concerne le nombre de sources nécessaires à la reconstruction. On se rend donc compte qu'en spatialisation sonore, il n'existe pas de solution miracle: *une zone d'écoute étendue implique nécessairement un nombre important de haut-parleurs*. Il est tout aussi évident que plus la taille de la zone à sonoriser est importante, plus le nombre de haut-parleurs requis est élevé.

Aussi, pour la suite de cette étude, a-t-on préféré se tourner vers une méthode plus globale, en privilégiant une approche de reconstruction physique de champ acoustique qui présente l'avantage de rester directement liée aux phénomènes physiques. On a ainsi recherché une compréhension approfondie des processus impliqués, en se réservant la possibilité d'effectuer des simplifications *a posteriori*. On a aussi voulu, dans une seconde étape, analyser l'ensemble des techniques de spatialisation sonore dans le cadre d'un formalisme commun, le plus général possible, qui permet de faire ressortir les divergences et les points communs, les avantages et les inconvénients de chaque méthode, et offre une comparaison directe de leurs performances. Cet objectif a été atteint pour le procédé ambisonique (cf. Chapitre 7).

A présent, nous allons nous intéresser à l'approche de reconstruction physique de champ sonore, en commençant par poser les principes fondamentaux de l'holophonie.

Références Bibliographiques

- AOKI S. & KOIZUMI N. (1987). Expansion of Listening Area with Good Localization in Audio Conferencing. *In: Proc. I.C.A.S.S.P.*
- ARNAUD Y. (1996). *Etude du système à enceintes croisées: de la pertinence de la localisation stéréophonique en diffusion multipoints*. Rapp. tech. Ecole Nationale Supérieure Louis Lumière.
- BAMFORD J.S. (1995). *An analysis of Ambisonic Sound Systems of First and Second Order*. Ph.D. Thesis, University of Waterloo, Ontario, Canada.
- BAUCK J. & COOPER D. H. (1996). Generalized Transaural Stereo and Applications. *J. Audio Eng. Soc.*, **44**(9), pp. 683–705.
- BAUER B. B. (1960). Broadening the Area of Stereophonic Perception. *J. Audio Eng. Soc.*, **8**(2), pp. 91–94.
- BLAUERT JENS. (1983). *Spatial Hearing: The Psychophysics of Human Sound Localization*. The MIT Press, Cambridge, Massachusetts.
- BLUMLEIN A.D. (Juin 1934). *U.K. Patent 394,325*.
- BRUNEAU M. (1983). *Introduction aux théories de l'acoustique*. Université du Maine, Le Mans.
- CONDAMINES R. (1978). *Stéréophonie: Cours de relief sonore théorique et appliqué*. Masson, Paris.
- CRAVEN P.G. & GERZON M.A. (Août 1977). *U.S. Patent 4,042,779*.
- DANIEL J., RAULT J.-B. & POLACK J.-D. (Septembre 1998). Ambisonics Encoding of Other Audio Formats for Multiple Listening Conditions. *In: Proceedings of the A.E.S. 105th Convention*.
- DANIEL J., RAULT J.-B. & POLACK J.-D. (Avril 1999). Acoustic Properties and Perceptive Implications of Stereophonic Phenomena. *In: Proceedings of the A.E.S. 16th International Conference*. pp. 91–102.
- DUDOUE E. & MARTIN J. (Mars 1999). A New HRTF Decomposition and Algorithm for Sound Spatialisation. *In: Collected Papers from the Joint Meeting "Berlin 99" (137th Meeting of the Acoustical Society of America / 2nd Convention of the European Acoustics Association)*.
- FARRAR KEN. (1979a). Soundfield Microphone. *Wireless World*, Octobre, pp. 48–50.
- FARRAR KEN. (1979b). Soundfield Microphone - 2. *Wireless World*, Novembre, pp. 99–103.
- GERZON M.A. (1974). Surround-Sound Psychoacoustics. *Wireless World*, Décembre, pp. 483–486.
- GERZON M.A. (1977). Criteria for Evaluating Surround-Sound Systems. *J. Audio Eng. Soc.*, **25**(6), pp. 400–408.
- GERZON M.A. (1980). Practical Periphony: The Reproduction of Full-Sphere Sound. *In: Proceedings of the A.E.S. 65th Convention*.
- GERZON M.A. (1985). Ambisonics in Multichannel Broadcasting and Video. *J. Audio Eng. Soc.*, **33**(11), pp. 859–871.

- GERZON M.A. (1992a). Ambisonic Decoders for HDTV. *In: Proceedings of the A.E.S. 92nd Convention*.
- GERZON M.A. (1992b). General Metatheory of Auditory Localisation. *In: Proceedings of the A.E.S. 92nd Convention*.
- GERZON M.A. (1992c). Optimum Reproduction Matrices for Multispeaker Stereo. *J. Audio Eng. Soc.*, **40**(7/8), pp. 571–589.
- GERZON M.A. (1992d). Panpot Laws for Multispeaker Stereo. *In: Proceedings of the A.E.S. 92nd Convention*.
- HERTZ B. F. (1981). 100 Years with Stereo: the Beginning. *Journ. of Audio Eng. Soc.*, **29**(5), pp. 368–372.
- HUGONNET C. & WALDER P. (1994). *Théorie et pratique de la prise de son stéréophonique*. Eyrolles, Paris.
- JESSEL M. (1973). *Acoustique théorique, propagation et holophonie*. Masson, Paris.
- KERGOURLAY G. (1996). *Etude et prédiction de la zone d'écoute stéréo (Rapport de stage, France Telecom C.N.E.T.)*. Rapp. tech. Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, Le Mans.
- LARCHER V. & JOT J.-M. (Avril 1997). Techniques d'interpolation de filtres audio-numériques. Application à la reproduction spatiale des sons sur écouteurs. *In: Actes du 4^e Congrès Français d'Acoustique*. pp. 97-100.
- LOPEZ J.J., GONZALEZ A. & ORDUÑA BUSTAMANTE F. (Avril 1999). Measurement of Cross-Talk Cancellation and Equalization Zones in 3-D Sound Reproduction under Real Listening Conditions. *In: Proceedings of the A.E.S. 16th International Conference*. pp. 349-357.
- MAKITA Y. (1962). On the Directional Localisation of Sound in the Stereophonic Sound Field. *E.B.U. Review*, Juin, pp. 102–108.
- MØLLER H. (1992). Fundamentals of Binaural Technology. *Applied Acoustics*, **36**, pp. 171–218.
- MORSE P.M. & INGARD K.U. (1968). *Theoretical Acoustics*. McGraw-Hill, New York.
- NICOL R. & EMERIT E. (1999). 3D-Sound Reproduction over an Extensive Listening Area: a Hybrid Method Derived from Holophony and Ambisonic. *In: Proceedings of the A.E.S. 16th International Conference on Spatial Sound Reproduction*. pp. 436-453.
- PERNAUX J.-M., BOUSSARD P. & JOT J.-M. (Novembre 1998). Virtual Sound Source Positioning and Mixing in 5.1 Implementation on the Real-Time System Genesis. *In: Proceedings of the 98 Digital Audio Effects Workshop (DAFX98)*. pp. 76-80.
- POLACK J. D. (1995). *Cours de psychoacoustique et d'acoustique des salles*. Université du Maine, Le Mans.
- POLETTI MARK. (1996). The Design of Encoding Functions for Stereophonic and Polyphonic Sound Systems. *J. Audio Eng. Soc.*, **44**(11), pp. 948–963.
- PULKKI VILLE. (1997). Virtual Sound Source Positioning Using Vector Base Amplitude Panning. *J. Audio Eng. Soc.*, **45**(6), pp. 456–466.
- SNOW W. B. (1953). Basic Principles of Stereophonic Sound. *Journal of the SMPTE*, **61**(Novembre), pp. 567–589.
- TORICK E. (1998). Highlights in the History of Multichannel Sound. *J. Audio Eng. Soc.*, **46**(1/2), pp. 27–31.
- TRÉBUCHET L.-C. (1997). *Etude et mise en œuvre des techniques ambisoniques pour la spatialisation du son*. Rapp. tech. FT.BD.CNET/DSM/RSA/SDA/147/97/LCT. E.N.S.T. / C.C.E.T.T.
- WENZEL E.M. (Avril 1999). Effect of Increasing System Latency on Localization of Virtuel Sounds. *In: Proceedings of the A.E.S. 16th International Conference*. pp. 42-50.

Table des Illustrations

2.1	Expérience du Théâtrophone	40
2.2	Expérience du Théâtrophone: Schéma de connection des microphones (Opéra) aux récepteurs téléphoniques (Palais de l'Industrie) [Hertz, 1981]	41
2.3	Localisation d'une source sonore dans l'espace à trois dimensions (la position de la source est repérée par ses coordonnées sphériques: rayon r , angle d'azimut φ et angle d'élévation δ): Localisation dans le plan horizontal (<i>horizontal plane</i>) et dans le plan médian (<i>median plane</i>) (d'après [Blauert, 1983]).	42
2.4	Différences interaurales d'intensité et de temps calculées en modélisant la tête par une sphère rigide de diamètre 17 cm, les deux oreilles étant figurées par 2 points de sa surface situés en $(\varphi, \delta) = (100^\circ, 0^\circ)$ et $(260^\circ, 0^\circ)$, (d'après [Blauert, 1983]).	43
2.5	Expérience des "bandes directives" de J. Blauert: Lorsque l'on fait écouter des signaux à bande étroite de fréquence donnée et émis par une source fixe, l'évènement sonore est localisé indépendamment de la position de la source réelle et uniquement en fonction de la fréquence du son (d'après [Blauert, 1983]).	44
2.6	Précision de la localisation dans le plan horizontal et dans le plan médian (d'après [Blauert, 1983]).	45
2.7	Système stéréophonique conventionnel	48
2.8	Stéréophonie de temps: Couple AB omni (microphones omnidirectifs non coïncidents)	50
2.9	Stéréophonie d'intensité	51
2.10	Stéréophonie mixte: Couple AB (microphones unidirectifs non coïncidents)	52
2.11	Dispositif de restitution stéréophonique étendue à trois points d'écoute pour un système de visioconférence [Aoki & Koizumi, 1987]	53
2.12	Test de localisation pour un système stéréophonique conventionnel [Aoki & Koizumi, 1987]	55
2.13	Test de localisation pour le dispositif de restitution stéréophonique étendue à trois points d'écoute [Aoki & Koizumi, 1987]	55
2.14	Utilisation de la directivité des enceintes pour compenser une différence de temps par une différence d'intensité [Arnaud, 1996]	56
2.15	Principe d'une enceinte à directivité contrôlée croissante (E.D.C.C.)	57
2.16	Dispositif de paires d'enceintes croisées pour une zone de restitution stéréophonique étendue (vue de dessus): L'ensemble des enceintes gauches et droites sont utilisées pour synthétiser deux sources stéréophoniques gauche et droite virtuelles dont la localisation est indépendante de la position de l'auditeur au sein de la zone d'écoute considérée.	58
2.17	Méthode vectorielle de construction des sources virtuelles	59
2.18	Etendue de la zone de restitution stéréophonique stable évaluée sur la base d'un critère de distorsion d'imagerie V (la surface grisée représente la zone sur laquelle le critère V est inférieur ou égal à 10%): comparaison des performances du système de multidiffusion stéréophonique de l'I.N.A. avec un dispositif stéréophonique conventionnel [Arnaud, 1996]	60
2.19	Principe de la stéréophonie dirigée: Contrôle de la localisation de la source virtuelle par un panoramique d'intensité	62
2.20	Méthode V.B.A.P.: Projection de la source virtuelle sur une base vectorielle constituée à partir des haut-parleurs	63
2.21	Méthode V.B.A.P. étendue à trois dimensions	64
2.22	Panoramique d'intensité 3D avec la méthode V.B.A.P.: L'auditeur est entouré par une sphère de haut-parleurs.	65

2.23	Techniques binaurales: Système binaural conventionnel et Système transaural (d'après [Møller, 1992])	68
2.24	Principe du système transaural généralisé	70
2.25	Exemple de système de restitution transaurale généralisée: Combinaison d'un monopôle et de plusieurs dipôles disposés derrière chaque auditeur	72
2.26	Prise de son ambisonique: Association d'un microphone omnidirectionnel (composante W) à trois microphones bidirectionnels (composantes X,Y,Z)	75
2.27	Coordonnées du vecteur d'onde associé à une onde plane (φ_0 : angle d'azimut, θ_0 : angle d'élévation)	76
2.28	Microphone Soundfield: Combinaison de quatre capsules cardioïdes montées sur les faces d'un tétraèdre régulier	77
2.29	Microphone Soundfield: Dérivation des signaux (W,X,Y,Z) à partir des signaux (LF, LB, RF, RB) enregistrés par les capsules cardioïdes [Farrar, 1979a]	78
2.30	Système de restitution ambisonique: Distribution de haut-parleurs sur la surface d'une sphère centrée sur l'auditeur	80
2.31	Synoptique d'un circuit de décodage ambisonique	85
2.32	Onde plane horizontale: Coordonnées cylindriques (vecteur d'onde \vec{k} de l'onde plane et point d'écoute \vec{r})	86

Chapitre 3

Holophonie

Tout le monde a le droit d'être bête de temps à autre. Il ne faut pas être dépendant du jugement des autres...

Harold et Maude - Film de Hal Ashby (d'après un roman de Colin Higgins)

Sommaire

3.1	Le Principe de Huygens	99
3.1.1	Enoncé qualitatif: Concept de source secondaire	99
3.1.2	Enoncés quantitatifs: Problème aux limites	101
3.2	L'Intégrale de Kirchhoff	103
3.2.1	Spécificités de l'approche de Kirchhoff	103
3.2.2	Solution Intégrale	104
3.2.3	Interprétation des sources secondaires	104
3.2.4	Choix de la géométrie: Une approche alternative	107
3.2.5	Un cas particulier de l'Intégrale de Kirchhoff: Les Intégrales de Rayleigh	107
3.3	Application à la reproduction 3D d'un champ sonore	108
3.3.1	Principe	108
3.3.2	Sélectivité spatiale des sources de Kirchhoff	109
3.3.3	Présence d'un effet de salle	112
3.4	Vers une approche simplifiée	116
3.4.1	Approximation de la Phase Stationnaire: Distribution 1D de sources secondaires	116
	Principe	116
	Théorème de la Phase Stationnaire	117
	Point de Phase Stationnaire	120
	Facteur correctif	121
	Réseau linéaire de sources secondaires	121
3.4.2	Géométrie du réseau	124
	Remarques préliminaires	124
	Réseau circulaire	127
	Réseau carré	137
	Réseau polygonal élémentaire	140
	Conclusion	143
3.4.3	Monopôle versus Dipôle	145
	Réseau circulaire	145
	Réseau carré	147
	Réseau polygonal élémentaire	158
	Conclusion	164
3.4.4	Intégrale(s) de Rayleigh généralisée(s)	164
3.4.5	Concept de source notionelle	164
	Multimicrophonie de proximité	164
	Processus d'extrapolation des signaux: Rétropropagation et Propagation	165
	Matrice d'encodage	166
	Sources en mouvement	167
	Intérêt des sources notionelles	167
3.5	Conclusion	170
	Références Bibliographiques	173

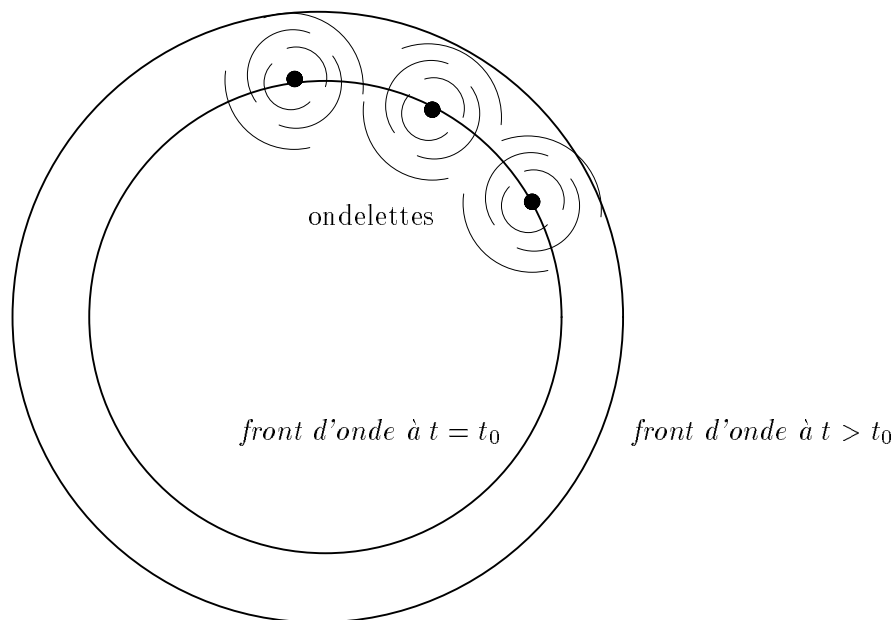


FIG. 3.1 - Principe de Huygens: le front d'onde à un instant donné est équivalent à une distribution de sources secondaires qui rayonnent chacune une ondelette et dont la superposition des contributions redonne le front d'onde aux instants ultérieurs.

Nous venons de passer en revue les différentes méthodes de spatialisation sonore: il en ressort qu'aucune des méthodes examinées ne satisfait pleinement le cahier des charges spécifié au chapitre 1, essentiellement par rapport aux contraintes imposées par le contexte de visioconférence.

On se propose donc de reposer le problème de la reproduction sonore 3D, en l'abordant du point de vue le plus général, c'est-à-dire qu'on cherche à *reproduire un champ acoustique sur une zone étendue en visant une restitution à l'identique qui préserve ses propriétés temporelles et spatiales*. De cette façon, un auditeur placé en n'importe quel point de la zone de restitution percevra les effets de spatialisation sonore à l'instar d'une situation d'écoute réelle.

Cette méthode générale de reproduction sonore 3D est définie par l'**holophonie**¹ qui constitue l'*équivalent acoustique de l'holographie* et qui consiste à reproduire un champ acoustique dans un volume à partir d'une enregistrement sur une surface. Comme nous allons le voir au cours de ce chapitre, l'holophonie, fondamentalement, s'inspire du Principe de Huygens et peut être exprimée à partir d'un problème aux limites de l'acoustique avec l'Intégrale de Kirchhoff.

3.1 Le Principe de Huygens

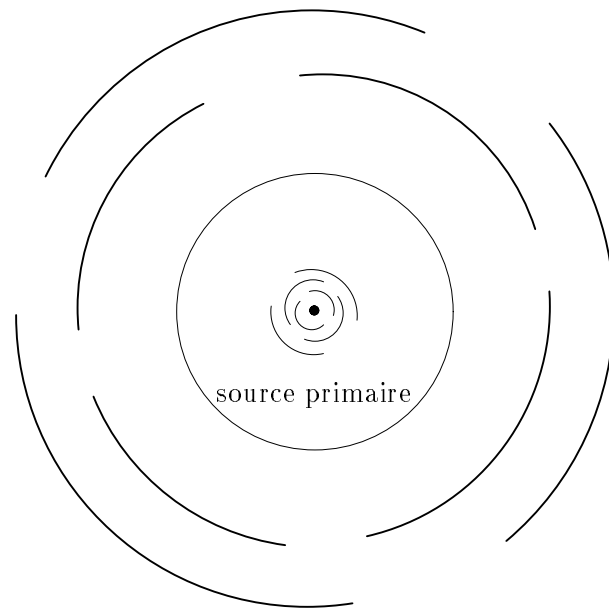
3.1.1 Enoncé qualitatif: Concept de source secondaire

Le terme d'holophonie² désigne une technique de reproduction sonore consistant à recréer un champ acoustique dans un volume à partir d'un enregistrement sur une surface, par analogie avec l'holographie et conformément au principe de Huygens [Jessel, 1973]. Au sens moderne³, le principe de Huygens exprime que le front d'onde rayonné par une source se comporte comme une distribution de sources dites *sources*

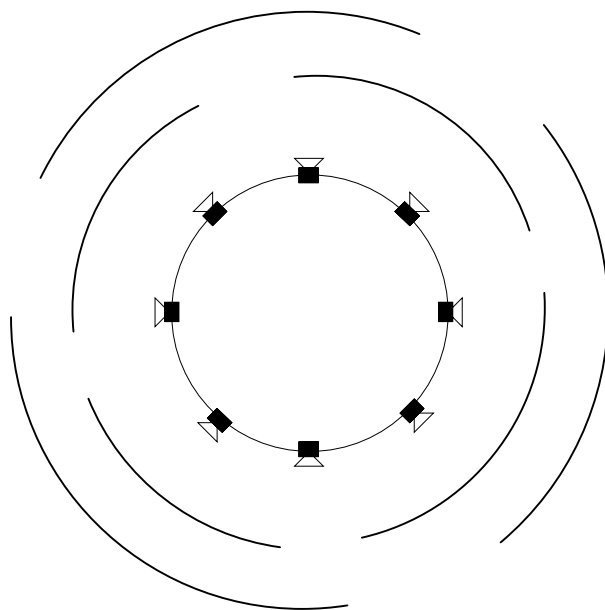
1. L'utilisation du terme "holophonie" se réfère à l'ouvrage de M. Jessel [Jessel, 1973].

2. On distingue ici l'holophonie (reproduction d'un champ acoustique sous forme *sonore* — le résultat est une "auralisation" du champ acoustique —) de l'holographie acoustique (reproduction d'un champ acoustique sous forme *graphique* — le résultat est une "visualisation" du champ acoustique —).

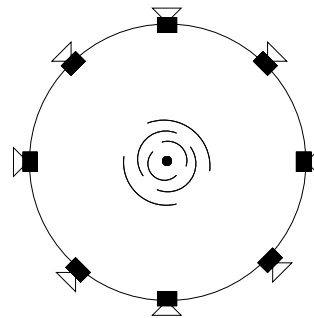
3. Depuis Huygens, des auteurs ont proposé plusieurs énoncés du principe [Nicol, 1996]. S'ils offrent des éclairages sensiblement différents du principe, ils reposent sur des idées communes qui constituent l'essence du principe.



(a) Source primaire (en l'absence de sources secondaires)



(b) Reproduction du champ primaire par une distribution de sources secondaires



(c) Annulation du champ primaire par une distribution de sources secondaires

FIG. 3.2 - Applications du Principe de Huygens

*secondaires*⁴ par opposition à la source *primaire* qui est à l'origine du front d'onde (cf. Fig. 3.1) [Nicol, 1996]. En d'autres termes, le champ induit en aval d'un front d'onde peut être vu comme le champ rayonné par une infinité de sources réparties le long de ce front d'onde. Dans ce raisonnement, les sources secondaires se substituent de façon parfaitement équivalente à la source primaire.

Ce principe tire son origine d'observations effectuées par C. Huygens au XVII^{ème} siècle sur les mécanismes de propagation d'une onde mécanique (ébranlements d'une chaîne de boulets dans une rigole). Huygens s'est en effet rendu compte que, lorsqu'une onde se propage, chaque particule du milieu de propagation se comporte, une fois qu'elle a été mise en vibration, comme une source qui à son tour rayonne une ondelette, de telle sorte que la superposition des différentes ondelettes émises par l'ensemble des particules excitées à un instant donné redonne l'onde primaire aux instants ultérieurs.

Le principe de Huygens contient en germe deux types d'applications (cf. Fig. 3.2) [Jessel, 1973]:

- la *reproduction* d'un champ acoustique (cf. Fig. 3.2b): en l'absence de la source primaire, on reproduit le champ qu'elle aurait induit, en substituant à la source primaire une distribution de sources secondaires disposées le long du front d'onde et «convenablement valuées» [Rocard, 1960],
- l'*annulation* d'un champ acoustique (cf. Fig. 3.2c): la source primaire est entourée de sources secondaires qui sont alimentées en opposition de phase de façon à générer un champ de même amplitude que le champ primaire, mais de signe opposé afin de l'annuler, cette application concerne les domaines de l'absorption active et de la réduction de bruit.

Dans ce qui suit, seule la première application nous intéresse.

3.1.2 Enoncés quantitatifs: Problème aux limites

Le concept de source secondaire constitue l'idée maîtresse du principe de Huygens, cependant la notion de source secondaire reste très vague dans l'énoncé qualitatif: ni leur nature (leur directivité notamment), ni les signaux qui doivent les alimenter n'y sont précisés... Cette indétermination a été levée par les travaux de mathématiciens et de physiciens, tels Kirchhoff ou Helmholtz, qui, au cours des XIX^{ème} et XX^{ème} siècles, se sont penchés sur le principe de Huygens pour le quantifier. Plusieurs énoncés quantitatifs du principe de Huygens ont ainsi été obtenus. Ils diffèrent par la géométrie de la distribution et la nature des sources secondaires, mais dérivent de la même idée. Si Ω désigne l'espace — de dimensions finies ou non — dans lequel rayonnent les sources primaires, on cherche à décomposer Ω en deux sous-espaces (cf. Fig. 3.3):

- un sous-espace Ω_1 , contenant les sources primaires et constituant le *domaine des sources*,
- et un sous-espace Ω_2 , ne contenant aucune source primaire et constituant le *domaine de restitution*.

L'objectif est d'exprimer le champ induit à l'intérieur de Ω_2 sans faire intervenir les sources primaires, en considérant une distribution de source secondaires réparties sur la frontière $\partial\Omega$ entre les domaines Ω_1 et Ω_2 . La décomposition de l'espace en deux sous-espaces permet de mettre à l'écart les sources primaires afin de s'en affranchir...

D'un point de vue mathématique, il s'agit d'un problème aux limites classique (cf. annexe A). En résolvant ce problème par la méthode des fonctions de Green [Barton, 1989], on montre⁵ que le signal de pression p présent à l'instant t et au point \vec{r} du domaine Ω_2 peut être exprimé à partir de l'équation intégrale suivante:

$$p(\vec{r}, t) = \iint_{\partial\Omega_0} dS_0 \vec{n} \cdot \left\{ \int_{t_1}^{t_2} dt_0 \left[g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \vec{\nabla}_0 p_0(\vec{r}_0, t_0) - p_0(\vec{r}_0, t_0) \vec{\nabla}_0 g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \right] \right\} \quad (3.1)$$

Dans l'intégrale, le vecteur \vec{r}_0 désigne la variable d'intégration et \vec{n} représente la normale unitaire à la surface $\partial\Omega$ et extérieure au domaine Ω_2 (cf. Fig. 3.3). Les bornes temporelles t_1 et t_2 correspondent respectivement à

4. Une source secondaire est définie comme une source qui n'est active qu'une fois qu'elle a été excitée par un champ incident généré par une source primaire.

5. Dans les paragraphes qui suivent, on s'est tenu à l'interprétation physique des résultats. Le lecteur est invité à consulter les développements mathématiques reportés dans les annexes A, B et C.

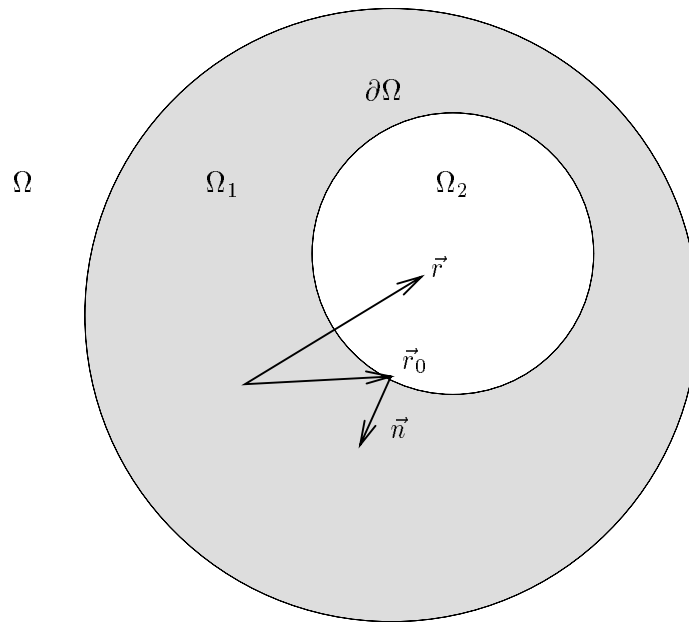


FIG. 3.3 - Décomposition de l'espace Ω en deux domaines: le domaine Ω_1 des sources primaires et le domaine Ω_2 de restitution (Dans un souci de clarté du dessin, les domaines Ω et Ω_2 sont figurés par des sphères, mais leur forme est quelconque.)

l'instant initial où on commence à observer le champ acoustique et l'instant de fin d'observation. La fonction p représente la grandeur caractéristique considérée du champ acoustique (fonction scalaire), à savoir la pression acoustique ou le potentiel des vitesses, et l'indice 0 dénote le signal présent sur $\partial\Omega$. La fonction g désigne la fonction de Green associée au problème: sans rentrer dans les détails⁶, la fonction $g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0)$ est définie mathématiquement comme la pression induite au point \vec{r} à l'instant t par un monopôle situé en \vec{r}_0 et émettant une impulsion à l'instant t_0 . D'un point de vue physique, une fonction de Green est un *opérateur de propagation* qui traduit simplement la propagation acoustique entre les points \vec{r}_0 (source secondaire) et \vec{r} (récepteur).

Dans l'équation (3.1), les deux termes de l'intégrand:

$$g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \vec{\nabla}_0 p_0(\vec{r}_0, t_0) \quad \text{et} \quad p_0(\vec{r}_0, t_0) \vec{\nabla}_0 g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0)$$

s'interprètent donc comme la pression induite au point \vec{r} par deux sources qui seraient situées en un point \vec{r}_0 de la surface $\partial\Omega$. Les fonctions $g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0)$ et $\vec{\nabla}_0 g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0)$ caractérisent le rayonnement de ces sources, tandis que les fonctions $p_0(\vec{r}_0, t_0)$ et $\vec{\nabla}_0 p_0(\vec{r}_0, t_0)$ correspondent aux signaux qui les alimentent: ils dépendent en effet uniquement du champ primaire incident. Par suite, l'équation intégrale (3.1) représente bien le champ $p(\vec{r}, t)$ comme le champ induit par une distribution de sources — secondaires — le long de $\partial\Omega$.

Il s'agit de la formulation mathématique la plus générale du principe de Huygens. La nature des sources secondaires et les signaux qui les alimentent y sont spécifiés sans ambiguïté. On note qu'a priori la surface $\partial\Omega$ ne coïncide pas avec un front d'onde. L'équation (3.1) a en effet une portée plus générale que le Principe de Huygens. Dans ce dernier, les sources secondaires sont distribuées le long d'un front d'onde, dans la mesure où elles sont censées *émettre simultanément*. En revanche, avec l'équation intégrale (3.1), les sources sont réparties le long d'une surface quelconque, étant donné que dans les signaux $p_0(\vec{r}_0, t_0)$ et $\vec{\nabla}_0 p_0(\vec{r}_0, t_0)$ qui les

6. La méthode de résolution par les fonctions de Green et les propriétés de ces fonctions sont exposées en annexe A.

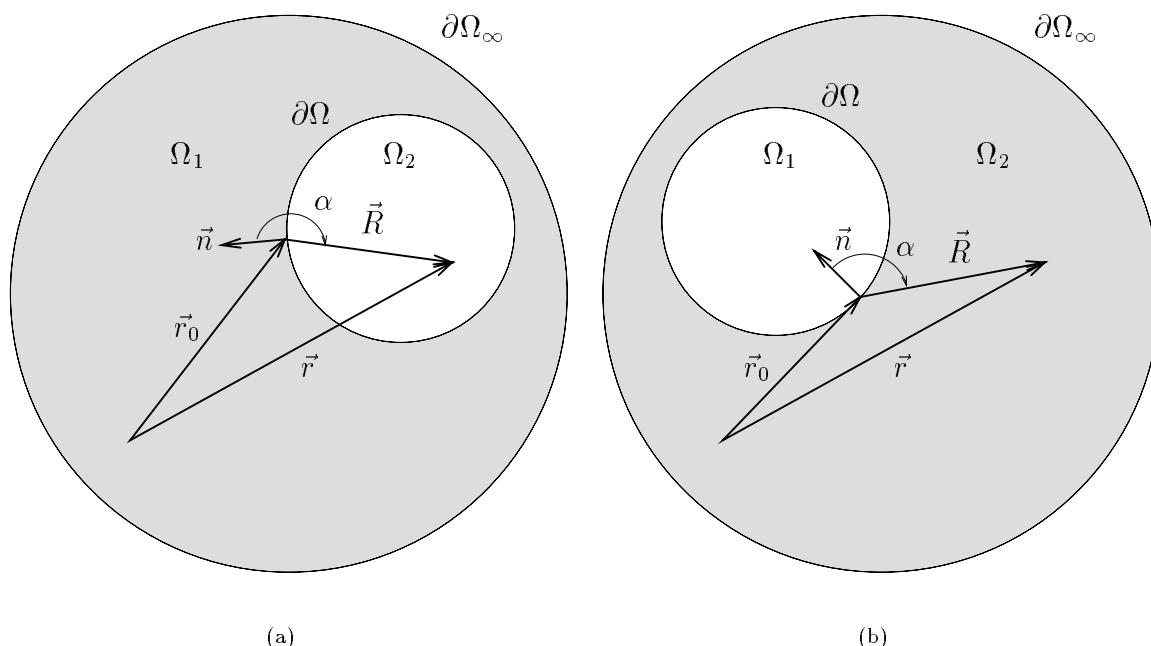


FIG. 3.4 - Géométrie du problème de Kirchhoff: La partition de l'espace Ω en deux sous-espaces peut s'effectuer de deux façons, en entourant par une surface fermée $\partial\Omega$, soit le domaine de restitution Ω_2 (a), soit le domaine des sources Ω_1 (b).

alimentent, l'information de phase est présente, c'est-à-dire que les relations temporelles entre les différentes sources secondaires sont contrôlées.

De ce résultat général se déduisent différents énoncés en fonction de la fonction de Green choisie pour résoudre le problème. Le choix de la fonction de Green est en effet *arbitraire* et, dans l'équation (3.1), on peut considérer soit la fonction de Green en *espace infini*, qui traduit une propagation dans un espace infini totalement libre, soit une autre fonction de Green vérifiant des conditions données sur la surface $\partial\Omega$. Par exemple, on peut lui imposer de s'annuler sur $\partial\Omega$, ce qui permet de simplifier l'équation (3.1). En variant les conditions limites, on obtient ainsi une grande variété de fonctions de Green qui peuvent être utilisées de façon équivalente pour résoudre le même problème. Le choix de la fonction de Green est cependant guidé par la géométrie de $\partial\Omega$. Il faut aussi remarquer que la forme de la fonction de Green détermine directement la nature du rayonnement des sources secondaires, c'est-à-dire essentiellement leur directivité.

De tout ceci, on retiendra l'idée que le principe de Huygens peut être quantifié de nombreuses façons. Parmi celles-ci, la représentation la plus utilisée est l'intégrale de *Kirchhoff* que nous allons décrire à présent.

3.2 L'Intégrale de Kirchhoff

3.2.1 Spécificités de l'approche de Kirchhoff

Dans le cadre général des problèmes aux limites (cf. Annexe A), la formulation du principe de Huygens par Kirchhoff est associée à deux choix spécifiques concernant:

- la *géométrie* du problème (cf. Fig. 3.4a): Le domaine de restitution Ω_2 , qui est exclusivement dédié à la restitution et ne contient aucune source primaire, est entouré par une *surface fermée* $\partial\Omega$.
- la fonction de Green :
Dans l'équation (3.1), on reporte l'expression de la *fonction de Green en espace libre* g_∞ donnée par

[Bruneau, 1983]:

$$g_{\infty}(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) = \frac{\delta\left(\frac{R}{c} - \tau\right)}{4\pi R} \quad (3.2)$$

avec:

$$\begin{cases} R = |\vec{R}| = |\vec{r} - \vec{r}_0|, \\ \tau = t - t_0. \end{cases}$$

On vérifie que la fonction de Green traduit bien le processus de propagation en champ libre qui correspond à un retard ($\tau = \frac{R}{c}$) et une atténuation ($\frac{1}{R}$), due à la divergence sphérique.

3.2.2 Solution Intégrale

Dans ces conditions, la pression p induite à l'intérieur du domaine Ω_2 s'écrit sous la forme (cf. annexe B):

$$\begin{aligned} p(\vec{r}, t) &= \frac{1}{4\pi} \iint_{\partial\Omega_0} dS_0 \left[\frac{\vec{\nabla}_0 p_0(\vec{r}_0, t_0) \cdot \vec{n}}{R} - \frac{\vec{R}}{R} \cdot \vec{n} \left(\frac{p_0(\vec{r}_0, t_0)}{R^2} + \frac{1}{Rc} \frac{\partial p_0(\vec{r}_0, t_0)}{\partial t_0} \right) \right]_{t_0=t-\frac{R}{c}} \quad \forall \vec{r} \in \Omega_2 \\ &= \frac{1}{4\pi} \iint_{\partial\Omega_0} dS_0 \left[\frac{\vec{\nabla}_0 p_0(\vec{r}_0, t_0) \cdot \vec{n}}{R} - \cos \alpha \left(\frac{p_0(\vec{r}_0, t_0)}{R^2} + \frac{1}{Rc} \frac{\partial p_0(\vec{r}_0, t_0)}{\partial t_0} \right) \right]_{t_0=t-\frac{R}{c}} \quad \forall \vec{r} \in \Omega_2 \end{aligned} \quad (3.3)$$

où on a posé:

$$\cos \alpha = \frac{\vec{R}}{R} \cdot \vec{n}$$

Il s'agit de la *forme temporelle* de l'intégrale de Kirchhoff, c'est-à-dire que le signal de pression p est exprimé en fonction du temps t . Il peut être exprimé en fonction de la pulsation ω , en appliquant une transformée de Fourier⁷, ce qui conduit à la *forme fréquentielle* de l'intégrale de Kirchhoff — *intégrale de Kirchhoff-Helmholtz* — :

$$p(\vec{r}, \omega) = \iint_{\partial\Omega_0} dS_0 \left[\frac{\vec{\nabla}_0 p_0(\vec{r}_0, \omega) \cdot \vec{n}}{R} - \cos \alpha (1 + jkR) \frac{p_0(\vec{r}_0, \omega)}{R} \right] \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \quad \forall \vec{r} \in \Omega_2 \quad (3.4)$$

Dans les deux cas, on peut remarquer que, d'un point de vue formel, l'intégrale de Kirchhoff s'identifie à un produit de convolution portant sur les coordonnées d'espace:

$$p(\vec{r}) = [g_1 * p_1](\vec{r}) - [g_2 * p_2](\vec{r}) \quad (3.5)$$

avec:

$$\begin{cases} g_1(\vec{r}) &= g_{\infty}(\vec{r}) \\ g_2(\vec{r}) &= \vec{\nabla} g_{\infty}(\vec{r}) \cdot \vec{n} \\ p_1(\vec{r}) &= \vec{\nabla} p_0(\vec{r}) \cdot \vec{n} \\ p_2(\vec{r}) &= p_0(\vec{r}) \end{cases}$$

3.2.3 Interprétation des sources secondaires

Comme l'équation intégrale générale (cf. Equ. 3.1), l'intégrale de Kirchhoff représente une distribution de sources secondaires, dites "sources de Kirchhoff" en l'occurrence.

Dans l'intégrand, on identifie deux types de sources:

- des *monopôles* dont l'intensité est proportionnelle au gradient de la pression $\vec{\nabla}_0 p_0 \cdot \vec{n}$:

$$\left[\frac{\vec{\nabla}_0 p_0(\vec{r}_0, t_0) \cdot \vec{n}}{R} \right]_{t_0=t-\frac{R}{c}}$$

7. Dans tout le document, la notation ne distingue pas les fonctions de leur transformée de Fourier, les arguments étant suffisamment explicites.

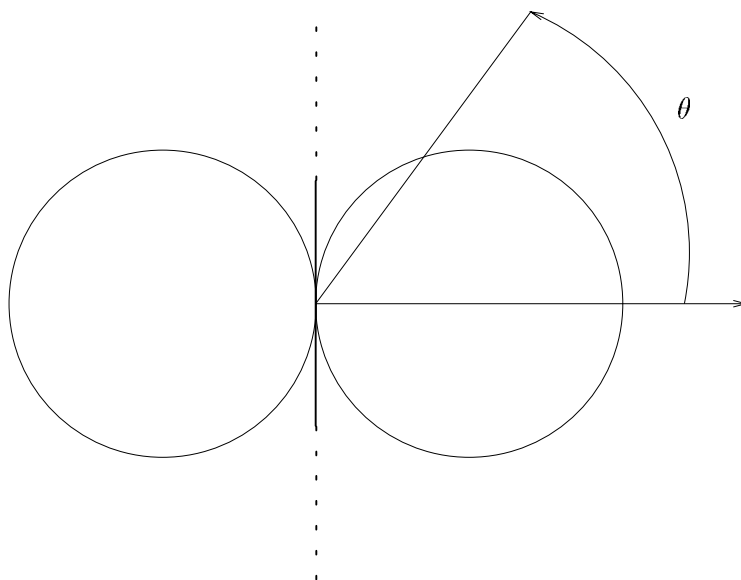


FIG. 3.5 - Directivité dipolaire: Le plan de la membrane du transducteur, qu'il s'agisse d'un microphone ou d'une source, correspond à un zéro de directivité.

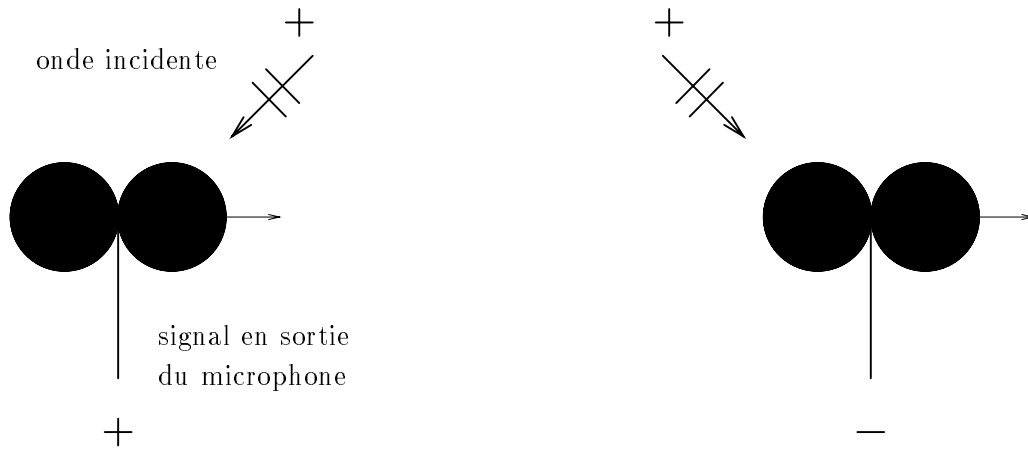
- des *dipôles* dont l'intensité est proportionnelle à la pression p_0 et à sa dérivée temporelle $\partial_{t_0} p_0$:

$$\left[\cos \alpha \left(\frac{p_0(\vec{r}_0, t_0)}{R^2} + \frac{1}{Rc} \frac{\partial p_0(\vec{r}_0, t_0)}{\partial t_0} \right) \right]_{t_0 = t - \frac{R}{c}}$$

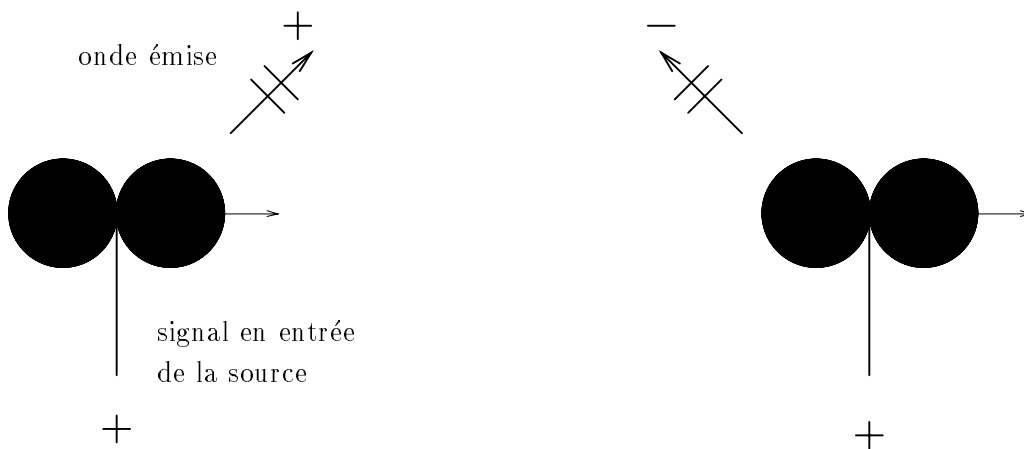
Par suite, chaque source secondaire se compose de deux sources élémentaires: une source monopolaire et une source dipolaire, qui sont alimentées en fonction de l'onde primaire incidente, captée respectivement par un microphone à gradient de pression et un microphone de pression. Il convient de noter qu'entre les capteurs et les sources, les directivités sont inversées: la source monopolaire est reliée à un microphone à gradient de pression, c'est-à-dire un microphone à directivité dipolaire, tandis que la source dipolaire est reliée à un microphone de pression, c'est-à-dire un microphone à directivité monopolaire. Il existe ainsi une parfaite symétrie entre la source monopolaire et la source dipolaire. On rappelle que le comportement monopolaire correspond à une caractéristique omnidirectionnelle, alors que le comportement dipolaire correspond à une caractéristique bidirectionnelle, c'est-à-dire que sa directivité obéit à une loi en $\cos \theta$ où l'angle θ représente l'angle avec l'axe du dipôle⁸ (cf. Fig. 3.5). En d'autres termes, le signal en sortie du microphone à gradient de pression correspond au signal de sortie du microphone de pression modulo un facteur de directivité $\cos \theta$. De même, le champ rayonné par la source dipolaire est égal à celui rayonné par la source monopolaire moyennant une pondération en $\cos \theta$. Il en résulte notamment une opposition de phase, selon que l'onde acoustique vient exciter la face avant⁹ ou arrière du microphone dipolaire (cf. Fig. 3.6). Réciproquement, les champs rayonnés par la face avant et la face arrière de la source dipolaire sont aussi en opposition de phase. L'ensemble de ces propriétés seront utiles par la suite pour comprendre le comportement des sources de Kirchhoff.

8. Cette loi rappelle une figure de huit, d'où le nom de directivité en figure de huit.

9. La face avant est repérée par la normale \vec{n} .



(a) Microphone à gradient de pression



(b) Source dipolaire

FIG. 3.6 - Relations de phase dans les signaux captés par un microphone à gradient de pression et dans l'onde émise par une source dipolaire

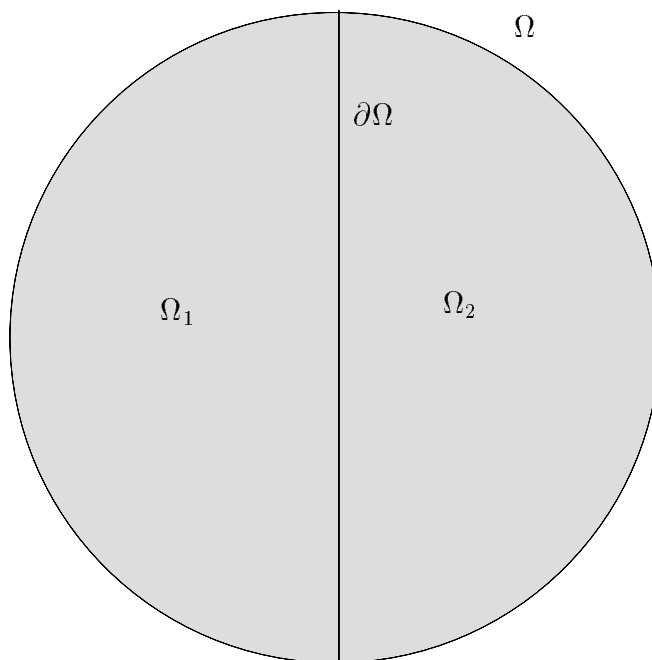


FIG. 3.7 - Géométrie du problème de Rayleigh: Le domaine des sources Ω_1 et le domaine de restitution Ω_2 sont séparés par un plan vertical.

3.2.4 Choix de la géométrie: Une approche alternative

Il existe en fait deux façons de décomposer l'espace Ω en deux sous-espaces pour constituer le domaine des sources et le domaine de restitution (cf. Fig. 3.4):

- la première consiste à entourer l'espace de restitution Ω_2 d'une surface fermée $\partial\Omega$ (cf. Fig. 3.4a),
- dans la seconde, c'est l'espace des sources Ω_1 qui est entouré par la surface $\partial\Omega$ (cf. Fig. 3.4b).

Avec la seconde partition, le domaine de restitution Ω_2 est alors limité d'une part par $\partial\Omega$ (frontière commune avec Ω_1) et par la frontière $\partial\Omega_\infty$ de l'espace Ω considéré dans sa totalité. L'intégrale définie dans l'équation (3.1) doit donc porter sur les deux surfaces $\partial\Omega$ et $\partial\Omega_\infty$, mais on considère dans un premier temps un espace Ω infini¹⁰, ce qui revient à rejeter la surface $\partial\Omega_\infty$ à l'infini en faisant tendre le rayon de la sphère à l'infini. Dans ses conditions, la contribution des sources présentes sur $\partial\Omega_\infty$ est nulle (*Hypothèse de Sommerfeld*) et l'intégrale de l'équation (3.1) porte seulement sur la surface $\partial\Omega$. Par suite, on obtient finalement la même solution intégrale que celle exprimée avec la première partition (cf. Equ. 3.4). Cependant la géométrie du problème est différente et on va voir à la section suivante qu'elle joue un rôle en vue de la reproduction d'un effet de salle.

3.2.5 Un cas particulier de l'Intégrale de Kirchhoff: Les Intégrales de Rayleigh

Pour réaliser la partition de l'espace Ω en deux sous-espaces Ω_1 et Ω_2 , le sous-espace des sources et le sous-espace de restitution, on peut, au lieu d'isoler l'un des sous-espaces en l'entourant par une surface fermée, séparer les deux espaces Ω_1 et Ω_2 par un *plan infini* — que l'on continue de désigner par $\partial\Omega$ —. En raison de cette géométrie, on applique dans l'équation intégrale générale (3.1), la fonction de Green en *espace*

¹⁰. Nous examinerons ultérieurement l'incidence d'un espace fini.

semi-infini obtenue en imposant certaines conditions sur $\partial\Omega$. Si, par exemple, le gradient de la fonction de Green s'annule sur $\partial\Omega$, l'intégrand ne comporte plus que le terme:

$$g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \vec{\nabla}_0 p_0(\vec{r}_0, t_0) .$$

On montre (cf. annexe C) que la fonction de Green vérifiant cette condition s'exprime simplement à partir de la fonction de Green en espace libre:

$$g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) = 2 g_\infty(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \quad \forall \vec{r}_0 \in \partial\Omega . \quad (3.6)$$

En reportant cette expression dans l'équation (3.1), compte tenu de l'annulation du gradient de g , on obtient la première intégrale de Rayleigh — *Rayleigh I* — (cf. annexe C):

– dans le domaine temporel

$$p(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \iint_{\partial\Omega_0} dS_0 \left[\frac{\vec{\nabla}_0 p_0(\vec{r}_0, t_0) \cdot \vec{n}}{R} \right]_{t_0=t-\frac{R}{c}} \quad \forall \vec{r} \in \Omega_2 \quad (3.7)$$

– dans le domaine fréquentiel

$$p(\vec{r}, \omega) = \iint_{\partial\Omega_0} dS_0 \vec{\nabla}_0 p_0(\vec{r}_0, \omega) \cdot \vec{n} \frac{e^{-jkR}}{2\pi R} \quad \forall \vec{r} \in \Omega_2 \quad (3.8)$$

De façon similaire, on peut imposer non plus à son gradient, mais à la fonction de Green elle-même de s'annuler sur $\partial\Omega$. On obtient alors la seconde intégrale de Rayleigh — *Rayleigh II* — (cf. annexe C):

– dans le domaine temporel

$$p(\vec{r}, t) = -\frac{1}{2\pi} \iint_{\partial\Omega_0} dS_0 \frac{\vec{R}}{R} \cdot \vec{n} \left[\frac{p_0(\vec{r}_0, t_0)}{R^2} + \frac{1}{Rc} \frac{\partial p_0(\vec{r}_0, t_0)}{\partial t_0} \right]_{t_0=t-\frac{R}{c}} \quad \forall \vec{r} \in \Omega_2 \quad (3.9)$$

– dans le domaine fréquentiel

$$p(\vec{r}, \omega) = -\iint_{\partial\Omega_0} dS_0 \frac{\vec{R}}{R} \cdot \vec{n} [1 + jkR] p_0(\vec{r}_0, \omega) \frac{e^{-jkR}}{2\pi R^2} \quad \forall \vec{r} \in \Omega_2 \quad (3.10)$$

Ces expressions sont très proches de la formulation de Kirchhoff: les intégrales de Rayleigh sont en effet des intégrales de Kirchhoff dans lesquelles on n'a retenu que les termes des sources monopolaires — Rayleigh I — ou des sources dipolaires — Rayleigh II —. En outre il faut noter que les intégrales de Rayleigh I et II proposent deux solutions alternatives parfaitement équivalentes pour reproduire un champ sonore, ce qui implique indirectement que, *dans le cas d'une distribution planaire de sources secondaires, le champ rayonné par le réseau monopolaire est égal au champ induit par le réseau dipolaire.*

3.3 Application à la reproduction 3D d'un champ sonore

3.3.1 Principe

A partir de l'intégrale de Kirchhoff, on peut définir une méthode de reproduction sonore 3D consistant à entourer les auditeurs d'un réseau de transducteurs [Bruneau, 1983]. Il faut avoir présent à l'esprit que la notion de source secondaire comprend à la fois des *sources* — monopôles et dipôles —, qui vont restituer le champ sonore, et des *capteurs* — microphones de pression et à gradient de pression —, qui sont chargés d'enregistrer l'onde primaire incidente pour les alimenter. Comme pour les systèmes de reproduction sonore décrits au chapitre précédent (cf. Chapitre 2), on est amené à distinguer deux étapes (cf. Fig. 3.8):

- *prise de son*

A l'emplacement de chaque source secondaire, deux microphones sont disposés: un microphone de pression (microphone omnidirectionnel) et un microphone à gradient de pression (microphone bidirectionnel) qui sont respectivement destinés à l'enregistrement du signal de pression p_0 et de son gradient $\vec{\nabla}_0 p_0(\vec{r}_0, t_0) \cdot \vec{n}$.

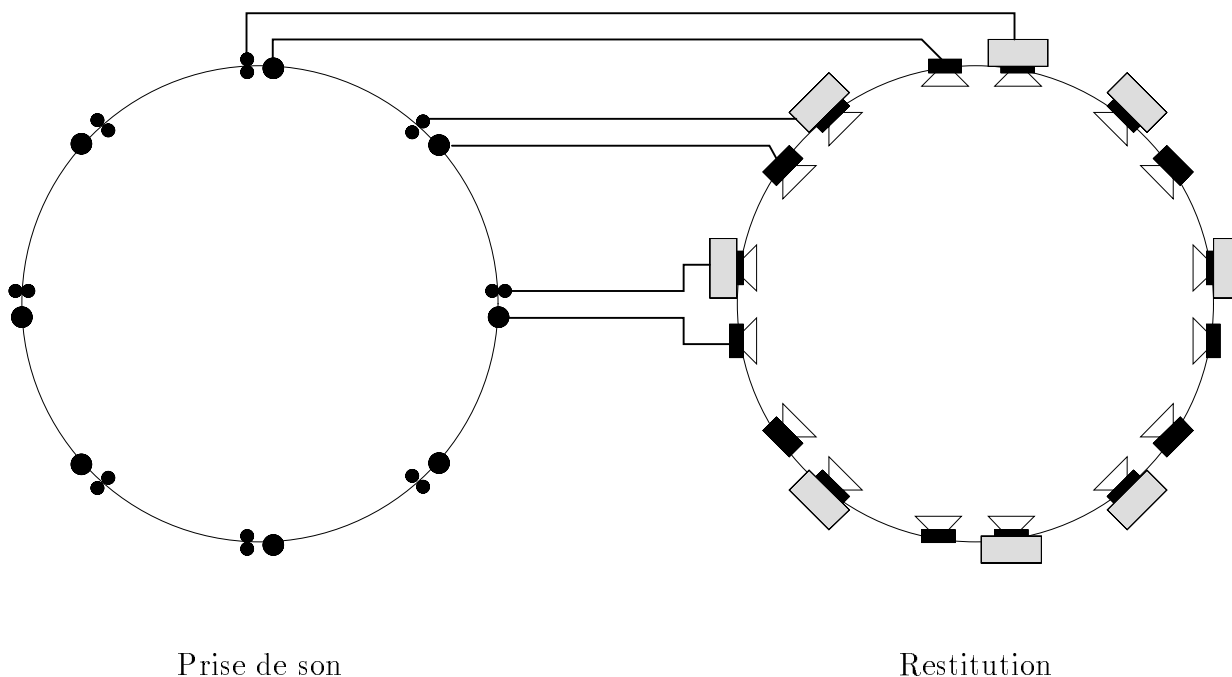


FIG. 3.8 - Principe général de la prise et restitution du son selon la méthode holophonique

- *restitution*

Chaque source secondaire est synthétisée en associant un monopôle et un dipôle qui sont respectivement matérialisés par un haut-parleur bafflé et un haut-parleur non bafflé (cf. Fig. 3.9). Les monopôles sont alimentés par les signaux captés par les microphones à gradient de pression, tandis que les dipôles sont alimentés par les signaux recueillis par les microphones de pression.

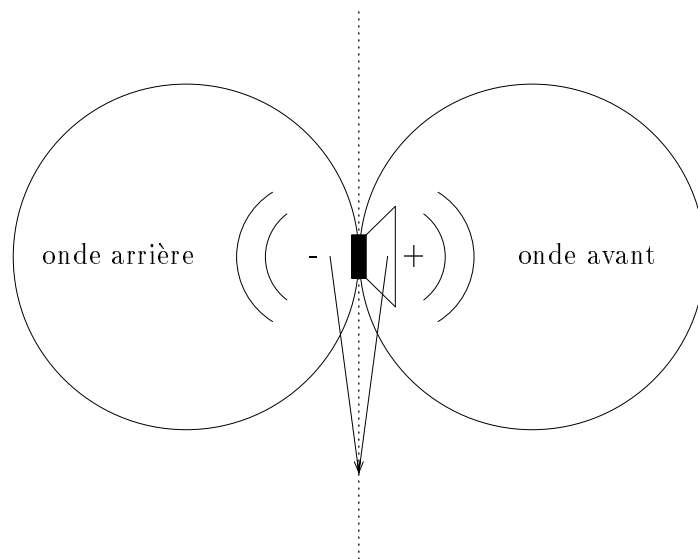
Il importe avant tout que la distribution des capteurs à la prise de son et celle des sources à la restitution respectent la même géométrie. On rappelle que cette géométrie peut être quelconque à condition qu'il s'agisse d'une surface fermée.

Par ailleurs, on se rend rapidement compte des limitations pratiques d'un tel système de reproduction. D'une part, la théorie suppose une distribution *continue* de sources secondaires, ce qui est impossible pour des raisons évidentes. On est donc amené à considérer un réseau *discret* de transducteurs, ce qui pose le problème de l'échantillonnage spatial qui sera abordé au chapitre suivant (cf. Chapitre 4). D'autre part, pour couvrir une zone d'écoute de taille raisonnable, les dimensions du réseau de transducteurs sont importantes et il en résulte un nombre prohibitif de sources secondaires, ce qui conduit en pratique à *tronquer* le réseau. Ce problème sera aussi traité ultérieurement, au chapitre 5.

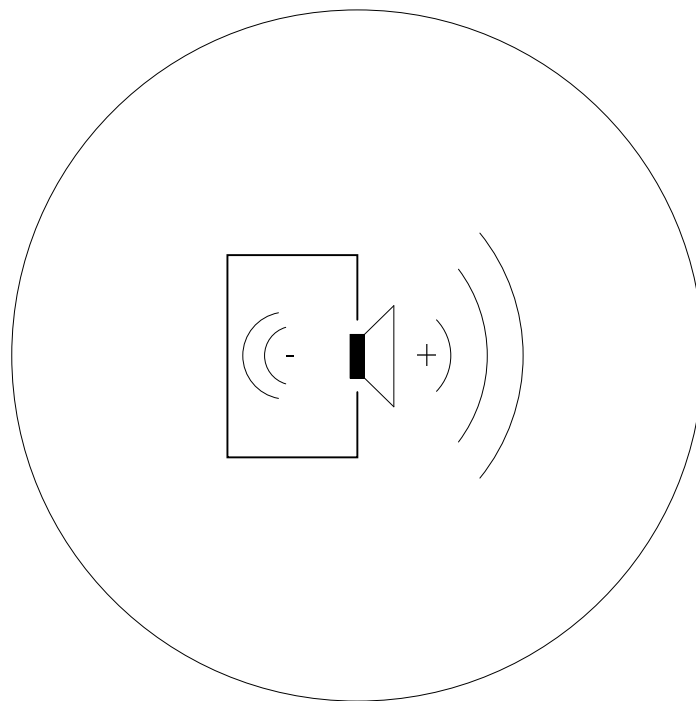
3.3.2 Sélectivité spatiale des sources de Kirchhoff

L'onde rayonnée par les sources de Kirchhoff présente une sélectivité spatiale, essentiellement du point de vue des espaces Ω_1 et Ω_2 , qui mérite d'être signalée, ne serait-ce que parce qu'elle intervient pour la reproduction de l'effet de salle.

La sélectivité spatiale des sources de Kirchhoff est à relier aux propriétés de l'intégrale de Kirchhoff. On montre en effet que l'intégrale de l'équation 3.4 s'annule dès lors qu'elle est évaluée en un point \vec{r} du domaine Ω_1 (cf. annexe B). Ce résultat signifie que le champ induit par les sources secondaires à l'intérieur de Ω_1 est *nul*. Plus précisément, l'intégrale de Kirchhoff s'annule lorsque la source primaire et le point de restitution — c'est-à-dire le point \vec{r} où est évalué la pression acoustique $p(\vec{r}, t)$ — appartiennent au même sous-espace, qu'il



(a) Source dipolaire: Haut-parleur non bafflé (les ondes avant et arrière s'annulent sur le plan de la membrane, ce qui se traduit par un phénomène de *court-circuit acoustique*)



(b) Source monopolaire: Haut-parleur monté sur une enceinte close (l'onde arrière est piégée dans l'enceinte close, ce qui supprime le court-circuit acoustique)

FIG. 3.9 - Source Monopolaire et Source Dipolaire: Approximation par un haut-parleur bafflé et un haut-parleur non bafflé

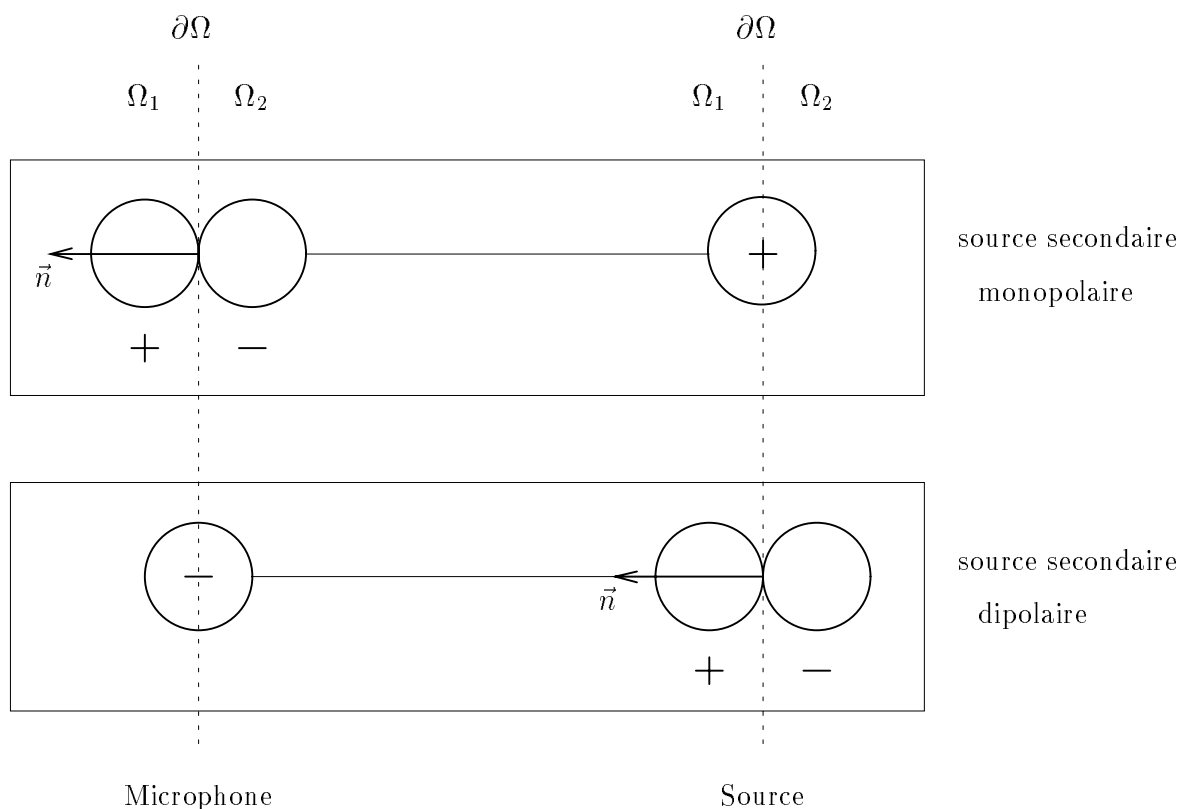


FIG. 3.10 - Source de Kirchhoff: Relations de phase entre les signaux captés par le microphone de pression et le microphone à gradient de pression d'une part et entre les signaux émis par le monopôle et le dipôle d'autre part (les dipôles sont orientés selon la normale \vec{n} , cf. Fig. 3.4)

s'agisse de Ω_1 ou Ω_2 . Cette propriété résulte d'un *jeu d'interférences entre les rayonnements des monopôles et des dipôles* qui coexistent au sein de chaque source secondaire.

Le phénomène peut être mis en évidence sur un exemple particulier de géométrie qui permet d'utiliser les propriétés des intégrales de Rayleigh. On considère que l'espace de restitution est un *cube*. Les sources secondaires sont donc distribuées sur les six faces de ce cube, c'est-à-dire que le réseau de sources secondaires se compose de six plans, chaque plan étant constitué d'un plan de monopôles et d'un plan de dipôles. On peut ainsi identifier dans chacun de ces plans, une distribution de Rayleigh, à savoir une distribution planaire de sources secondaires monopolaires ou dipolaires. Or, on a vu qu'une distribution de Rayleigh possède la propriété spécifique que le réseau de sources monopolaires et le réseau de sources dipolaires rayonnent deux ondes parfaitement identiques (cf. Section 3.2.5). Ce résultat est valable si la source primaire est située dans Ω_1 et le récepteur dans Ω_2 , il nous permet cependant de comprendre ce qui se produit lorsque la source primaire et le récepteur appartiennent au même espace, si l'on prend en compte les propriétés des directivités dipolaires, pour le microphone à gradient de pression et la source dipolaire, en s'attachant aux relations de phase qu'elles impliquent. On rappelle que, pour un microphone à gradient de pression, une onde provenant de l'arrière induit en sortie du capteur un signal électrique en opposition de phase par rapport à une onde frontale (cf. Fig. 3.6a). De même, dans le champ rayonné par un dipôle, une onde arrière est émise en opposition de phase par rapport à une onde avant (cf. Fig. 3.6b).

Appliquons ces résultats à l'une des faces du cube. On considère d'abord une source primaire située dans Ω_1 . Sachant d'une part que les sources monopolaires et dipolaires rayonnent une onde identique pour un récepteur placé dans Ω_2 et d'autre part que pour un récepteur placé symétriquement dans Ω_1 , la source

Source primaire	Récepteur	Monopôle	Dipôle
Ω_1	Ω_2	+	+
Ω_1	Ω_1	+	-
Ω_2	Ω_1	-	-
Ω_2	Ω_2	-	+

TAB. 3.1 - Relations de phase entre les ondes rayonnées par les réseaux planaires monopolaires et dipolaires pour les différentes combinaisons des positions de la source primaire et du récepteur (cf. Fig. 3.10)

dipolaire émet une onde en opposition de phase, on en déduit que, pour un récepteur situé dans Ω_1 , les ondes émises par les réseaux monopolaires et dipolaires sont aussi égales en valeur absolue, mais cette fois, elles sont en opposition de phase, de telle sorte qu'elles s'annulent (cf. Fig. 3.10). Réciproquement, si la source primaire et le récepteur sont situés dans Ω_2 , les ondes induites par les monopôles et les dipôles s'annulent également. En revanche, dès que la source primaire et le récepteur appartiennent à des espaces distincts, les ondes monopolaires et dipolaires sont en phase et s'ajoutent. L'ensemble des combinaisons est illustré dans le tableau 3.1. Ce raisonnement montre bien que le champ global rayonné par les sources de Kirchhoff est nul dès lors que la source primaire et le récepteur appartiennent au même sous-espace. On peut l'appliquer aux six faces du cube et on établit ainsi que le champ induit par les sources secondaires de Kirchhoff s'annule si la source primaire et le récepteur sont situés dans le même sous-espace, ce qui justifie a posteriori les propriétés mathématiques de l'intégrale de Kirchhoff. L'explication a été mise en évidence pour une géométrie particulière, mais elle reste valable tant que le volume Ω_2 prend la forme d'un polyèdre, pour lequel la surface $\partial\Omega$ se décompose en un nombre donné de facettes planaires. Il peut d'ailleurs être étendu par continuité à une géométrie quelconque. Il convient cependant de noter que pour une distribution de Rayleigh constituée uniquement de monopôles ou de dipôles, la discrimination entre les espaces Ω_1 et Ω_2 n'existe plus, puisqu'elle repose sur un jeu d'interférences constructives ou destructives entre les monopôles et les dipôles. Or, ces interférences ne peuvent plus jouer si un seul type de sources est présent. En d'autres termes, la sélectivité spatiale est une propriété spécifique aux sources de Kirchhoff.

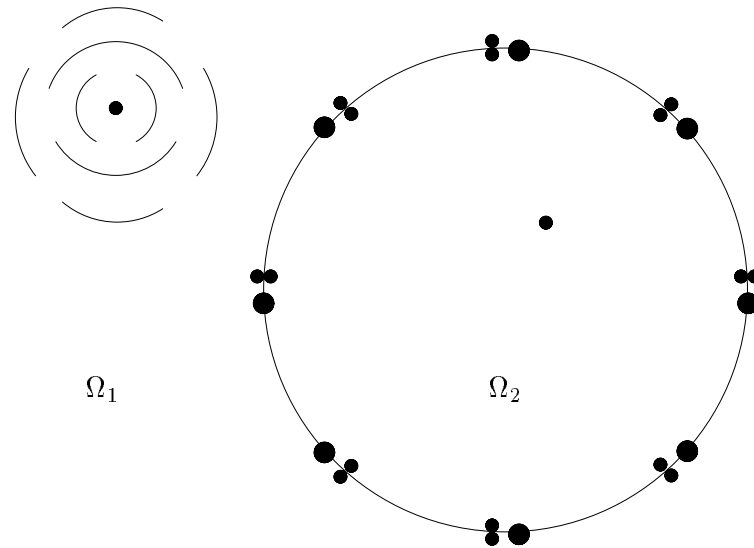
Pratiquement, la sélectivité spatiale des sources de Kirchhoff a deux conséquences fondamentales (cf. Fig. 3.11):

- en termes de prise de son (cf. Fig. 3.11a): *les sources primaires qui peuvent être présentes dans le domaine de restitution ne sont pas reproduites*, ce qui permet de s'affranchir d'éventuelles sources perturbatrices situées dans Ω_2 .
- en termes de restitution (cf. Fig. 3.11b): *le rayonnement des sources secondaires n'affecte pas le champ qui règne dans le domaine des sources*.

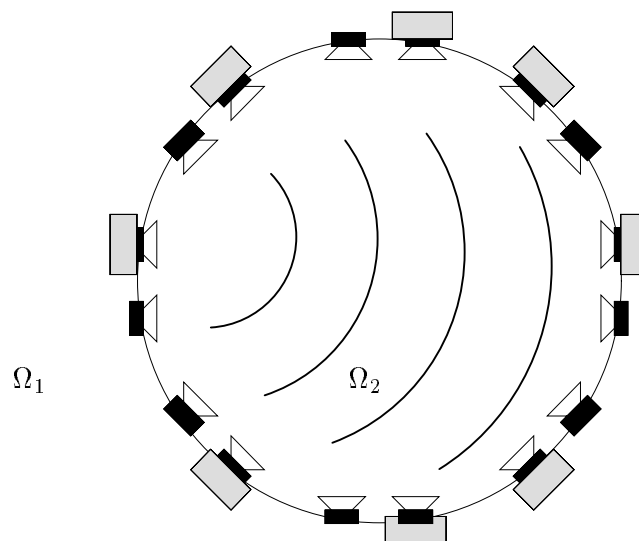
L'intérêt pratique de ces résultats est immédiat. En particulier, dans le domaine de l'*absorption active*, si on cherche par exemple à réduire le bruit rayonné par une machine, on entoure la source de bruit d'un réseau de capteurs reliés à des haut-parleurs qui génèrent une onde destinée à annuler l'onde primaire. Dans ces conditions, les sources de Kirchhoff garantissent que le champ présent dans l'espace des sources primaires n'est pas perturbé par le rayonnement des sources secondaires et, en particulier qu'il n'est pas amplifié. Par ailleurs, dans ce type d'application, microphones et haut-parleurs sont présents simultanément et il faut craindre un effet de couplage entre eux. Ce risque est minimisé grâce à la directivité *intrinsèque* des sources de Kirchhoff, pourvu que le réseau de haut-parleurs englobe celui des microphones [Mangiante, 1997]. Dans le problème qui nous concerne, la directivité des sources de Kirchhoff peut être exploitée pour la gestion de l'effet de salle à la prise de son et à la restitution...

3.3.3 Présence d'un effet de salle

Jusqu'à présent, on a considéré un espace Ω infini. Dans une salle se pose le problème de la reproduction du champ réverbéré. Les réflexions générées par les parois de la salle peuvent être vues comme issues de sources fictives désignées sous le terme de *sources images* parce qu'elles sont les images des sources primaires par rapport aux différentes surfaces réfléchissantes (cf. Fig. 3.12). Par suite, il est équivalent de considérer une source dans un espace clos et la même source associée à l'ensemble de ses sources images dans un



(a) Prise de son: Les sources primaires présentes dans le domaine de restitution Ω_2 ne sont pas reproduites.



(b) Restitution: Le champ rayonné par les sources secondaires dans l'espace des sources Ω_1 est nul.

FIG. 3.11 - Conséquences pratiques de la sélectivité spatiale des sources de Kirchhoff

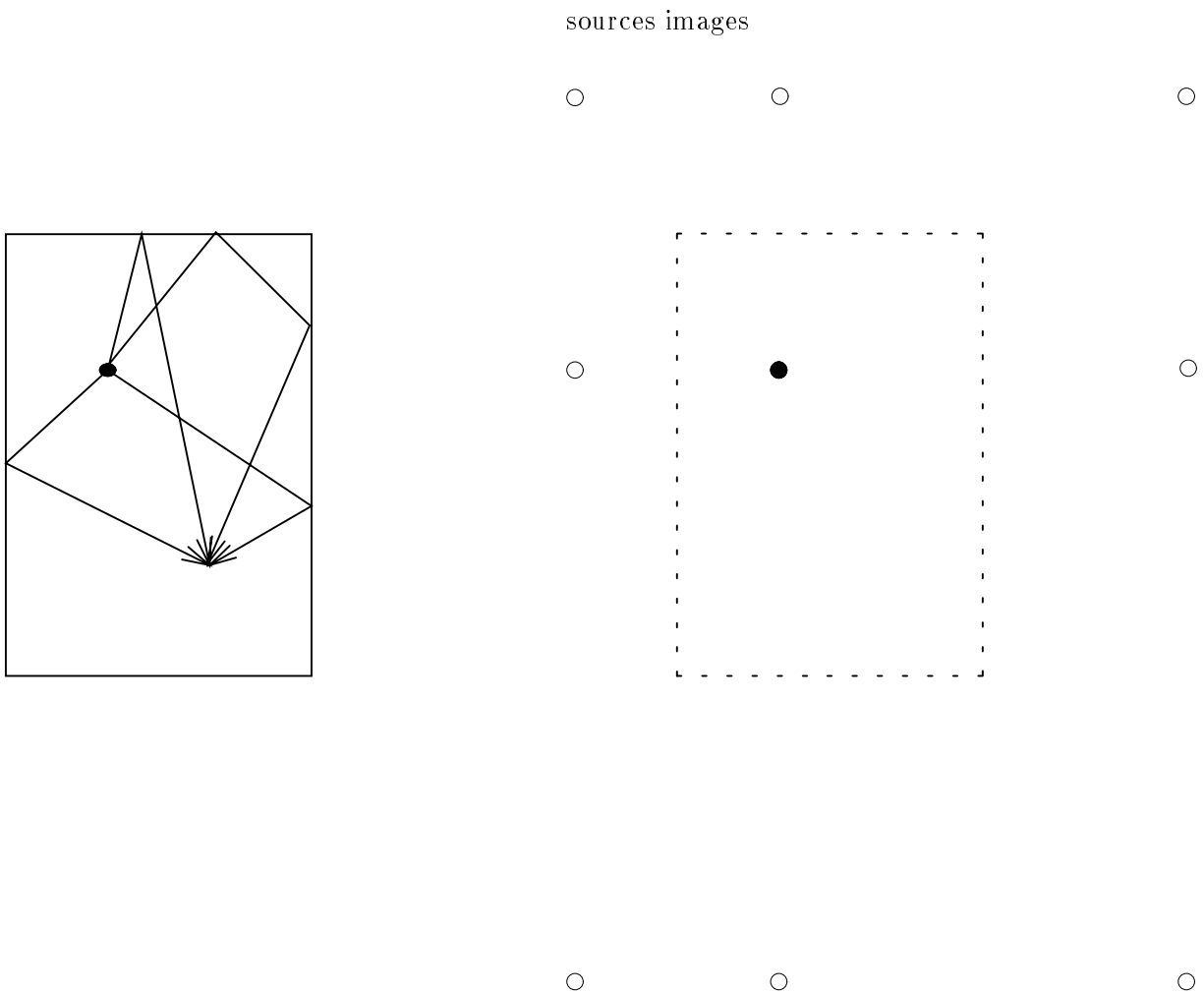


FIG. 3.12 - Problème de Kirchhoff appliqué à une salle: Modélisation d'un effet de salle par la méthode des sources images

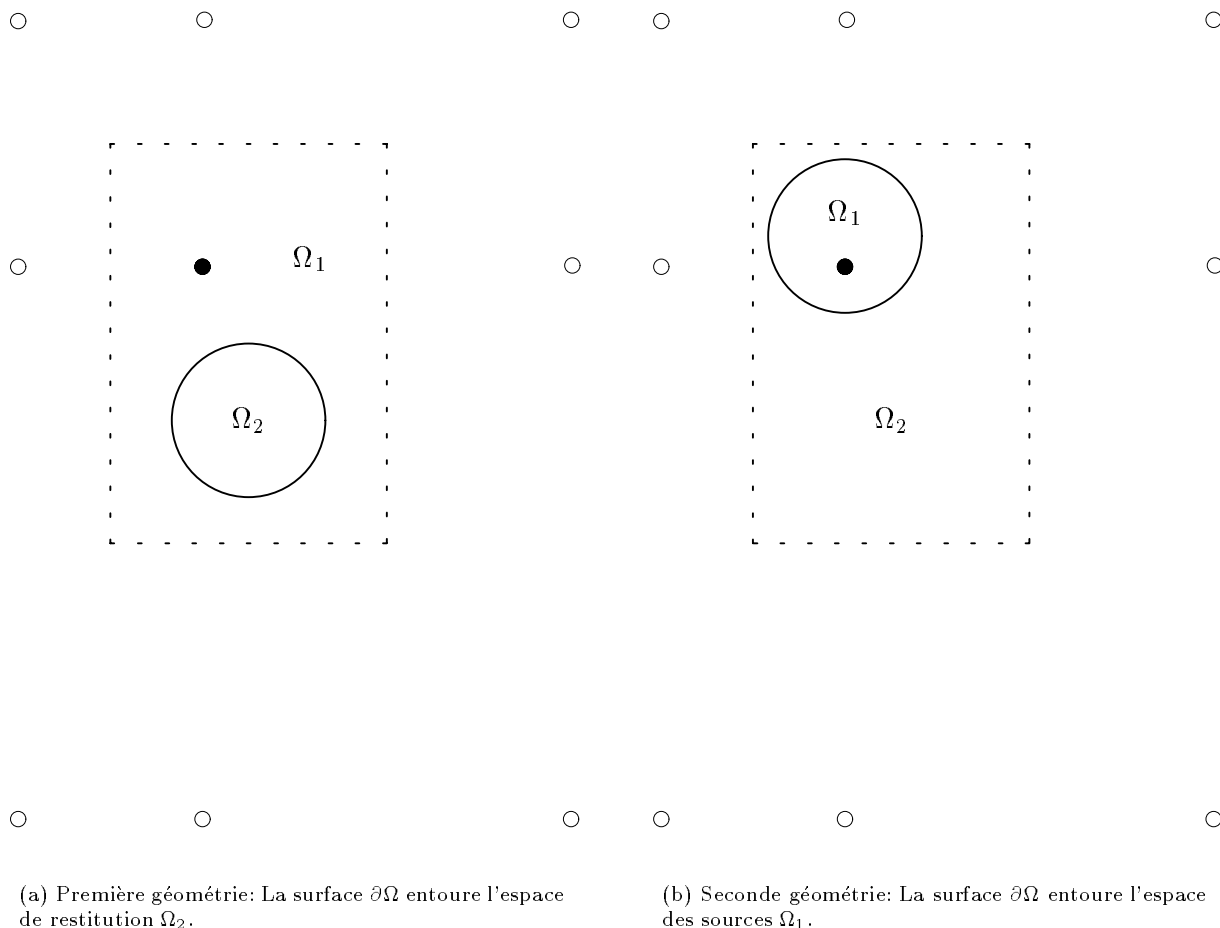


FIG. 3.13 - Problème de Kirchhoff appliqué à une salle

espace infini. En d'autres termes, on se place toujours dans un espace infini, mais on introduit des sources supplémentaires qui sont les sources images. La reproduction de l'effet de salle est alors déterminée par la prise en compte ou non de ces sources images. Or cette dernière est conditionnée par la géométrie du problème, *selon que la partition de l'espace est réalisée en entourant le domaine des sources ou le domaine de restitution*.

En effet, si la surface $\partial\Omega$ enveloppe la zone de restitution, toutes les sources — sources réelles et sources images — sont contenues à l'intérieur du domaine Ω_1 (cf. Fig. 3.13a). En ce cas, elles seront bien reproduites, puisqu'aucune d'elles n'est située dans le domaine de restitution, conformément aux propriétés de l'intégrale de Kirchhoff exposées à la section précédente. En revanche, lorsque le champ est restitué, l'onde rayonnée par les sources secondaires dans le domaine Ω_1 — domaine des sources — est nulle. Les parois de la salle de restitution ne voient aucune onde incidente et ne génèrent donc pas d'onde réverbérée. L'environnement de restitution n'intervient donc pas, c'est-à-dire que l'effet de salle du lieu de prise de son est restitué indépendamment du lieu d'écoute et ceci sans imposer de contraintes particulières sur les caractéristiques de l'environnement de restitution (chambre anéchoïque ou salle identique au lieu de prise de son).

Inversement, si la surface $\partial\Omega$ entoure le domaine de restitution, les sources images sont alors situées dans le domaine de restitution (cf. Fig. 3.13b). Elles ne sont donc pas reproduites, en vertu de la sélectivité spatiale des sources de Kirchhoff. Ainsi, malgré la présence de la salle, le champ réverbéré n'est pas pris en

compte à la prise de son. A la restitution, un effet de salle est introduit selon le “processus naturel” par le jeu des réflexions sur les parois du champ synthétisé par les sources secondaires, comme si les sources primaires étaient réellement présentes. Cet effet de salle ne dépend pas du lieu de prise de son: il est uniquement déterminé par les caractéristiques acoustiques du lieu de restitution — qu’il soit identique ou non à celui de prise de son —. On peut donc envisager d’introduire à la restitution un effet de salle totalement différent de celui de la prise de son. En particulier, dans le cas d’une restitution en environnement anéchoïque, le champ perçu ne comporte pas d’effet de salle, même si l’enregistrement a été effectué dans une salle.

Par suite, le choix de la géométrie dépend du traitement désiré pour le champ réverbéré:

- si l’on veut reproduire l’effet de salle du lieu de prise de son, la première géométrie (cf. Fig. 3.13a) s’impose,
- la seconde configuration (cf. Fig. 3.13b) permet au contraire de s’affranchir de l’environnement de prise de son et offre la possibilité d’introduire un effet de salle distinct.

3.4 Vers une approche simplifiée

La complexité de l’holophonie ne réside pas dans la *technologie matérielle*, puisqu’elle ne requiert que des microphones de pression et à gradient de pression à la prise de son et des haut-parleurs bafflés et non bafflés pour la restitution, et encore moins dans les *traitements*, pour l’unique raison qu’elle n’a recours à aucun traitement, étant donné que les microphones sont directement connectés aux haut-parleurs, sans nécessiter d’intervention intermédiaire sur les signaux (cf. Fig. 3.8). Pour l’essentiel, le travail de reconstruction est assuré au niveau *acoustique*, par le rayonnement des sources.

Si la mise en œuvre de l’holophonie peut sembler complexe, c’est plutôt en raison du *nombre* considérable de transducteurs qu’elle implique de gérer simultanément. Il faut, en effet, entièrement tapisser la surface $\partial\Omega$ de microphones à la prise de son et de haut-parleurs à la restitution. Ce point a constitué le principal frein à la mise en œuvre d’un système holophonique: alors que le principe de l’holophonie est connu depuis longtemps [Jessel, 1973], le premier exemple concret de système holophonique date seulement de la fin des années 80 [Berkhout, 1988]. Ce système, développé sous le concept de *Wavefield Synthesis*¹¹, est le résultat des recherches menées au laboratoire d’Acoustique et Sismique de l’U.T.D. [Berkhout, 1988] [Boone & Verheijen, 1993] [Boone & Verheijen, 1995] [Boone *et al.*, 1995]. Il repose sur un *travail de simplification* du réseau de transducteurs afin de se ramener à un dispositif d’un coût raisonnable, principalement en termes de *nombre de transducteurs*. Dans les lignes qui suivent, nous allons détailler les principales étapes de ce travail de simplification. Les méthodes décrites sont issues essentiellement des travaux réalisés à l’U.T.D. [Start, 1997] [Verheijen, 1997].

3.4.1 Approximation de la Phase Stationnaire: Distribution 1D de sources secondaires

Principe

L’approximation de la Phase Stationnaire vise à *réduire d’une dimension la taille de la distribution de sources secondaires*: d’un *réseau 2D* — une surface fermée pour l’Intégrale de Kirchhoff ou un plan infini pour l’Intégrale de Rayleigh —, on va se ramener à un *réseau 1D* — respectivement une ligne fermée ou une droite infinie —. Cette approximation est basée sur le fait que, dans un grand nombre d’applications, les sources sonores et les points d’écoute sont souvent situés dans le même plan horizontal. Cette situation se rencontre typiquement en contexte de visioconférence où les sources d’émission, à savoir les bouches des locuteurs, et les récepteurs, c’est-à-dire les oreilles des auditeurs, appartiennent au même plan horizontal défini par la hauteur moyenne des têtes de l’ensemble des interlocuteurs, du moins tant qu’ils restent assis¹². En d’autres termes, ce plan horizontal représente l’espace Ω où évoluent les sources primaires et les récepteurs et qui,

11. “Wavefield Synthesis” peut être traduit par “synthèse de front d’onde”.

12. Il n’est pas pour autant nécessaire de leur imposer la position assise, étant données les performances médiocres du système auditif humain en localisation dans le plan médian, c’est-à-dire selon l’axe vertical (cf. Section 2.2). La notion de plan horizontal peut donc être étendue à une mince couche horizontale dont l’épaisseur atteint une à plusieurs dizaines centimètres.

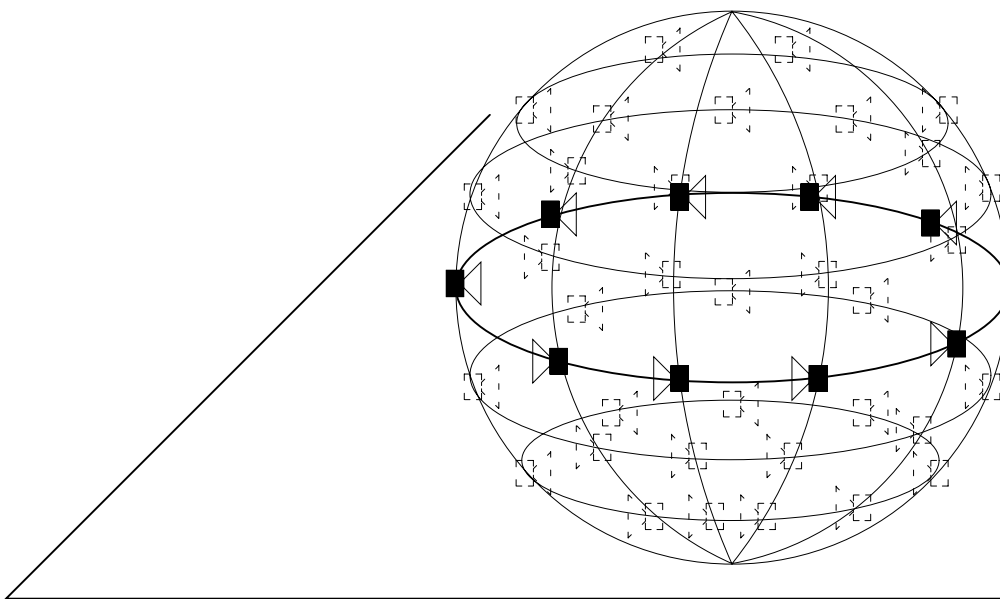


FIG. 3.14 - Approximation de la Phase Stationnaire: La distribution de sources secondaires se réduit à l'intersection de la surface $\partial\Omega$ avec le plan horizontal.

dans cette configuration, ne correspond plus à un volume (3D), mais à une surface (2D). L'espace Ω ayant été abaissé d'une dimension, il en résulte logiquement que sa frontière $\partial\Omega$ se réduise aussi d'une dimension.

D'un autre point de vue, plus physique cette fois, l'approximation de la Phase Stationnaire est basée sur l'idée que toutes les sources secondaires présentes sur $\partial\Omega$ ne contribuent pas de façon équivalente en fonction de la position de la source primaire et du récepteur et que les sources secondaires *les plus proches*, à la fois de la source primaire et du récepteur, jouent un *rôle prépondérant* dans le travail de reconstruction du champ sonore. Ainsi, si les sources primaires et les récepteurs sont cantonnés à un plan horizontal, on devine que les sources secondaires situées dans le même plan réalisent l'essentiel du travail de reconstruction, la contribution du reste des sources secondaires n'étant qu'accessoire. Cette idée suggère de ne conserver que les sources secondaires situées dans le plan horizontal, c'est-à-dire de restreindre la distribution de sources secondaires à l'intersection de la surface Ω avec le plan horizontal (cf. Fig. 3.14). Ce résultat intuitif constitue l'idée maîtresse du Théorème de la Phase Stationnaire [Murray, 1974].

Théorème de la Phase Stationnaire

Dans l'intégrale de Kirchhoff qui définit le procédé holophonique, l'onde de pression p présente au sein de Ω_2 est exprimée sous la forme d'une *intégrale double*. Grâce au Théorème de la Phase Stationnaire, il est possible d'approcher cette intégrale double par une intégrale simple (cf. Annexe D). Considérons que le domaine de restitution Ω_2 prend la forme d'une colonne verticale infinie de section quelconque (cf. Fig. 3.15). La surface $\partial\Omega$ qui entoure Ω_2 se compose de trois éléments:

- la paroi verticale (surface S),
- les deux sections horizontales qui sont situées à $z_0 = \pm\infty$ (surfaces $S_{+\infty}$ et $S_{-\infty}$).

La contribution des sources présentes sur $S_{+\infty}$ et $S_{-\infty}$ est négligeable puisque ces surfaces sont rejetées à l'infini ($z_0 \rightarrow \pm\infty$). Sur la surface restante S , la distribution de sources secondaires peut être décomposée en une juxtaposition de lignes verticales infinies. Si la pression p_L représente la pression induite par une ligne

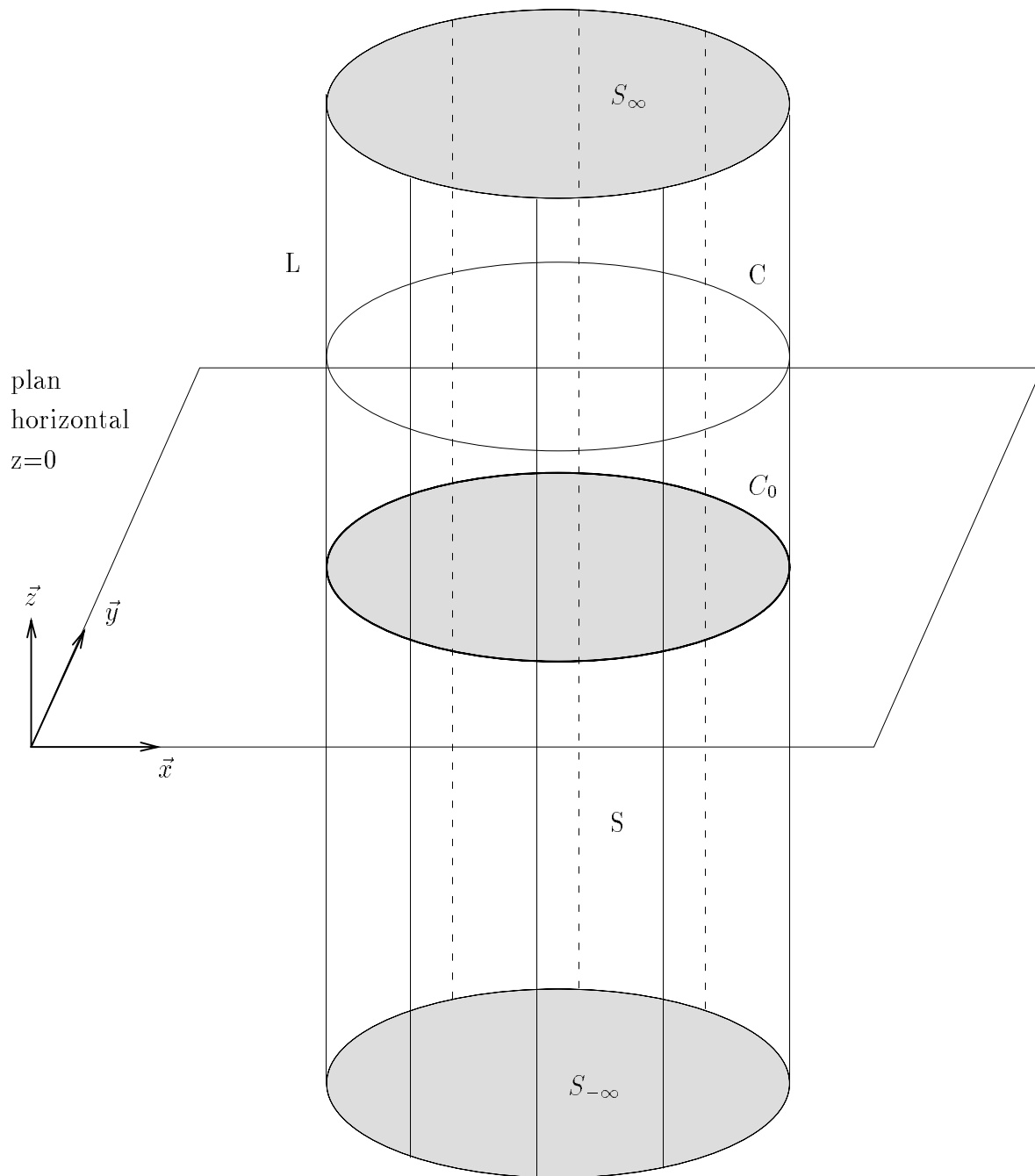


FIG. 3.15 - Approximation de la phase stationnaire: On considère un espace de restitution Ω_2 prenant la forme d'une colonne verticale infinie de section quelconque.

verticale de sources de Kirchhoff:

$$p_L(\vec{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\vec{\nabla}_0 p_0(\vec{r}_0, \omega) \cdot \vec{n} + \frac{\vec{R}}{R} \cdot \vec{n} \frac{(1 + jkR)}{R} p_0(\vec{r}_0, \omega) \right] \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dz_0 \quad (3.11)$$

avec:

$$\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}_0$$

l'intégrale de Kirchhoff — dans le domaine fréquentiel, par exemple — se réécrit alors sous la forme d'une intégrale de contour appliquée le long du bord C de la section de la colonne verticale Ω_2 (cf. Fig. 3.15):

$$p(\vec{r}, \omega) = \oint_C p_L(\vec{r}, \omega) dl \quad (3.12)$$

Afin d'expliciter le terme de phase, on modélise la source primaire par un monopôle de spectre $S_0(\omega)$:

$$p_0(\vec{r}, \omega) = S_0(\omega) \frac{e^{-jk\rho}}{4\pi\rho} \quad (3.13)$$

Dans cette expression, la variable ρ représente la distance entre la source primaire, dont la position est repérée par le vecteur \vec{r}_s , et la source secondaire en \vec{r}_0 :

$$\rho = |\vec{\rho}| = |\vec{r}_0 - \vec{r}_s|$$

La pression p_L devient:

$$p_L(\vec{r}, \omega) = S_0(\omega) \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{\vec{R}}{R} \cdot \vec{n} \frac{(1 + jkR)}{R} - \frac{\vec{\rho}}{\rho} \cdot \vec{n} \frac{(1 + jk\rho)}{\rho} \right] \frac{e^{-jk(\rho+R)}}{16\pi^2\rho R} dz_0 \quad (3.14)$$

Cette intégrale est de la forme:

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} f(z_0) e^{j\phi(z_0)} dz_0 \quad (3.15)$$

avec:

$$f(z_0) = \frac{1}{16\pi^2\rho R} \left[\frac{\vec{R}}{R} \cdot \vec{n} \frac{(1 + jkR)}{R} - \frac{\vec{\rho}}{\rho} \cdot \vec{n} \frac{(1 + jk\rho)}{\rho} \right] \quad (3.16)$$

$$\phi(z_0) = -k(\rho + R) \quad (3.17)$$

En vertu du Théorème de la Phase Stationnaire [Murray, 1974] [Berkhout *et al.*, 1993], elle peut être approchée par la valeur de son intégrand au *point de phase stationnaire* $z_0 = z_s$, ainsi appelé parce qu'il correspond au point où la dérivée première de la phase s'annule:

$$\phi'(z_s) = 0 \quad (3.18)$$

L'approximation s'applique modulo un facteur correctif $\eta_{PS}(z_s)$ qui est donné par:

$$\eta_{PS}(z_s) = \sqrt{\frac{j2\pi}{\phi''(z_s)}} \quad (3.19)$$

Il vient finalement:

$$I \simeq \eta_{PS}(z_s) f(z_s) e^{j\theta(z_s)} \quad (3.20)$$

Cette approximation dérive des propriétés oscillatoires de l'exponentielle complexe: elle est liée au fait que, dans l'intégration, les alternances positives et négatives des oscillations s'annulent, sauf au niveau du point de phase stationnaire (cf. Annexe D). Il en résulte que l'approximation est d'autant plus fiable que la fréquence et les distances ρ et R , c'est-à-dire les trois paramètres qui déterminent le terme de phase ϕ , sont grands.

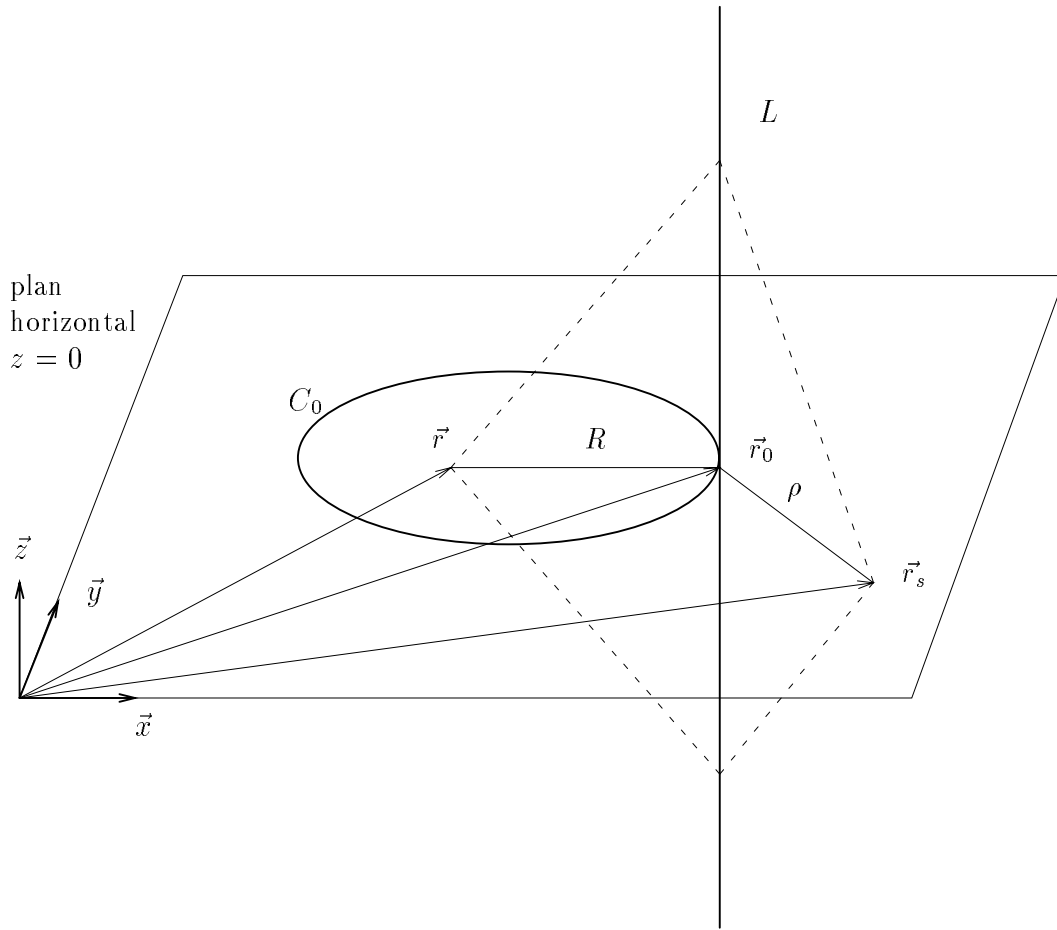


FIG. 3.16 - Point de Phase Stationnaire: Point d'intersection entre le plan horizontal et la ligne verticale infinie L considérée (cf. Fig. 3.15)

Point de Phase Stationnaire

Dans notre cas, la phase ϕ s'exprime (cf. Equ. 3.17):

$$\phi(z_0) = -k(\rho + R)$$

On rappelle que ρ représente la distance entre la source primaire et la source secondaire, et R , la distance entre la source secondaire et le point d'écoute \vec{r} . En l'occurrence, le point de phase stationnaire, qui est défini comme le point où s'annule la dérivée première de la phase, représente donc le minimum de la fonction $\phi(z_0)$, c'est-à-dire qu'il correspond au point qui minimise le trajet reliant la source primaire au point d'écoute en passant par un point de la ligne verticale infinie L considérée (cf. Fig. 3.16). Si la source primaire et le point d'écoute appartiennent au même plan horizontal, défini par l'équation $z = 0$ par convention, il est immédiat que le point de phase stationnaire est situé à l'intersection entre la ligne verticale L et ce plan horizontal, soit:

$$z_s = 0 .$$

Par suite, l'intégrale qui définit la pression induite par la ligne-source L (cf. Equ. 3.14) peut être approchée

par:

$$p_L(\vec{r}, \omega) \simeq \eta_{PS}(z_0) S_0(\omega) \left[\frac{\vec{R}}{R} \cdot \vec{n} \frac{(1 + jkR)}{R} - \frac{\vec{\rho}}{\rho} \cdot \vec{n} \frac{(1 + jk\rho)}{\rho} \right] \frac{e^{-jk(\rho+R)}}{16\pi^2 \rho R} \Big|_{z_0=0} \quad (3.21)$$

Ce résultat exprime que, dans l'infinité de sources secondaires réparties le long de la ligne-source L , la source située au point de phase stationnaire $z_0 = 0$ apporte la contribution prépondérante et qu'il est donc possible de substituer à la ligne-source, une source unique placée en ce point de phase stationnaire. Le même raisonnement est réitéré pour chaque ligne-source verticale et on remplace ainsi chacune d'elles par une source unique située à son point de phase stationnaire (cf. Fig. 3.17). Les différents points de phase stationnaire décrivent le contour C_0 de la section de la colonne verticale Ω_2 correspondant au plan horizontal $z_0 = 0$. A l'ensemble des *lignes-sources* verticales sont donc substitués des *points-sources* distribués le long du contour C_0 . En d'autres termes, la distribution 2D initiale de sources secondaires sur la surface S se réduit maintenant à un réseau linéaire le long de C_0 .

Facteur correctif

L'approximation de la Phase Stationnaire permet de substituer à chaque ligne-source un point-source, cette substitution n'est cependant correcte qu'à condition d'appliquer au signal alimentant la source un facteur de correction η_{PS} (cf. Equ. 3.16 & 3.19) qui vaut dans notre cas (cf. Annexe D):

$$\eta_{PS}(z_0) = \frac{1}{\sqrt{jk} 2\pi} \sqrt{\frac{\rho R}{\rho + R}} \quad (3.22)$$

Ce facteur présente deux termes:

- un premier terme qui ne dépend que de la fréquence:

$$\frac{1}{\sqrt{jk} 2\pi}$$

- et un second terme qui dépend des positions de la source primaire \vec{r}_s et du point d'écoute \vec{r} :

$$\sqrt{\frac{\rho R}{\rho + R}}$$

ce qui signifie qu'une valeur de correction donnée n'est valable que pour une position de source primaire associée à un point d'écoute.

En pratique, la correction de la phase stationnaire η_{PS} est donc impossible à appliquer stricto sensu. Il existe néanmoins des solutions qui permettent de la prendre en compte de façon plus ou moins approchée [Start, 1996]: ces méthodes seront présentées au chapitre 6 (cf. Section 6.2.3) qui est dédié au problème de la réalisation concrète d'un système holophonique.

Réseau linéaire de sources secondaires

En résumé, l'approximation de la Phase Stationnaire permet de ramener la distribution surfacique de sources secondaires à un réseau linéaire, sous la condition que les sources primaires et les points d'écoute restent cantonnés dans le même plan horizontal [Start, 1996] [Start, 1997] [Verheijen, 1997]. La distribution de sources secondaires initialement réparties sur la surface $\partial\Omega$ se réduit ainsi à son intersection C_0 avec le plan horizontal (cf. Fig. 3.17). Cette approximation s'applique quelle que soit la géométrie de la surface $\partial\Omega$. Dans le cas général, le réseau linéaire C_0 prend la forme d'une *courbe fermée* qui définit une *réseau curviligne* et dont l'exemple type est le cercle (cf. Fig. 3.18a). On peut aussi obtenir un réseau *polygonal* — défini à partir d'un polygone régulier ou non — qui est constitué d'une juxtaposition de réseau rectilignes élémentaires (cf. Fig. 3.18b). De même, si on applique l'approximation de la Phase Stationnaire à une intégrale de Rayleigh au lieu de l'intégrale de Kirchhoff, le plan vertical infini de sources secondaires se ramène à une droite horizontale infinie, c'est-à-dire un *réseau rectiligne* infini (cf. Fig. 3.18c).

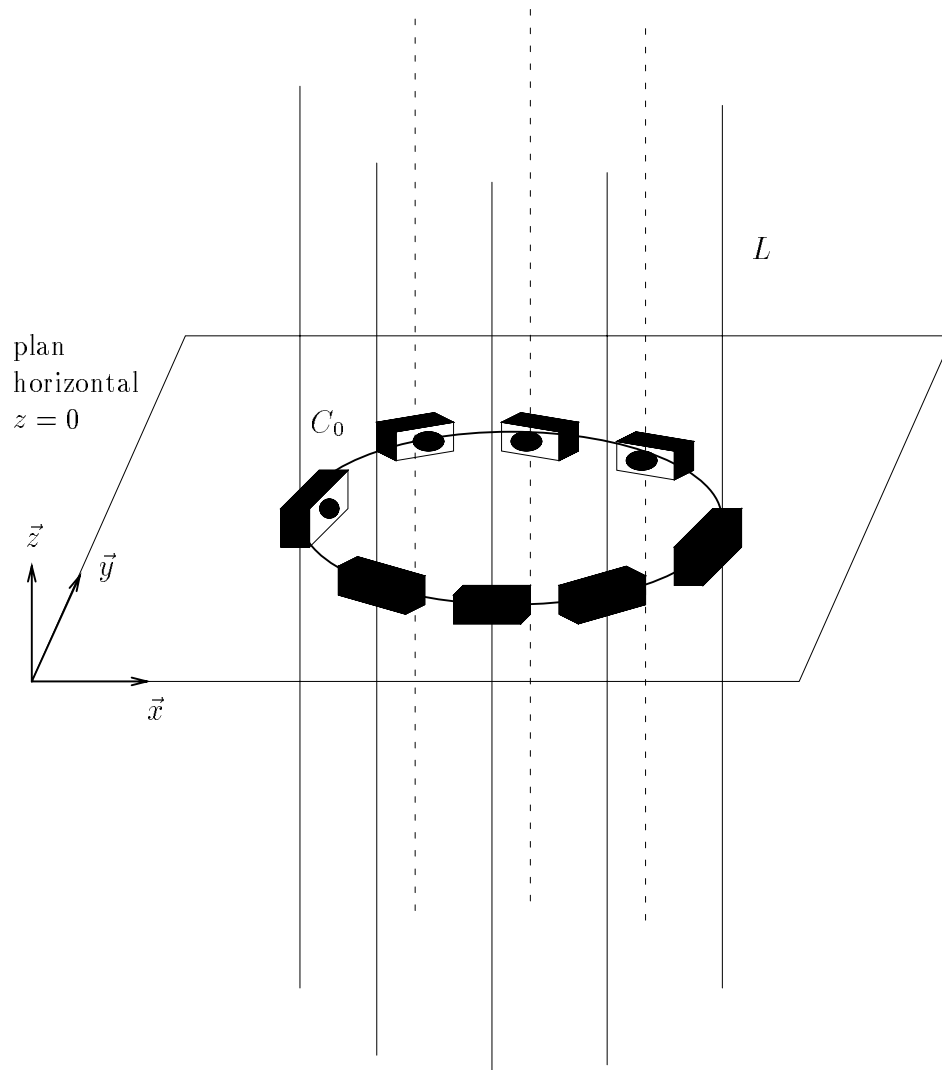
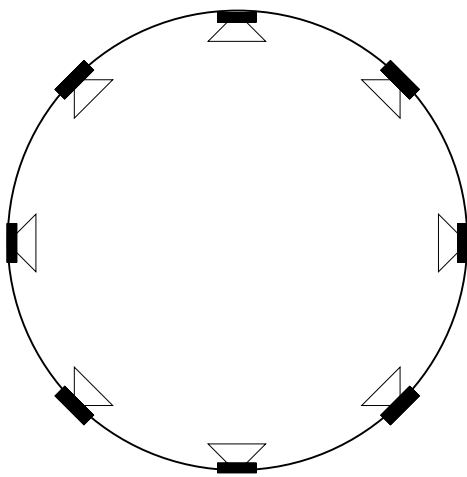
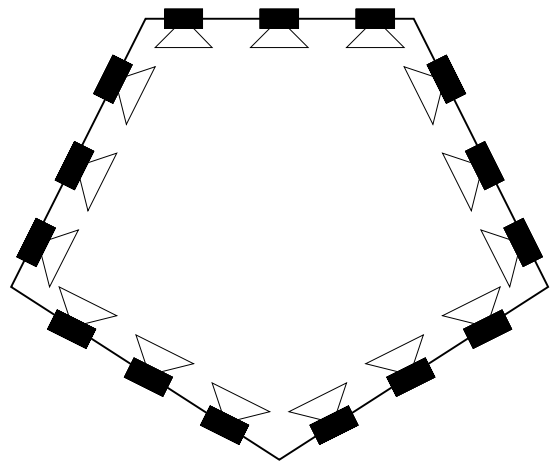


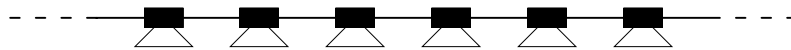
FIG. 3.17 - Approximation de la Phase Stationnaire: A chaque ligne-source verticale est substituée une source unique située à son point de phase stationnaire, ce qui ramène le réseau 2D de sources secondaires au contour 1D C_0 .



(a) Réseau curviligne: Cercle



(b) Réseau curviligne: Polygone



(c) Réseau rectiligne

FIG. 3.18 - Approximation de la Phase Stationnaire: Exemples de réseau 1D de sources secondaires

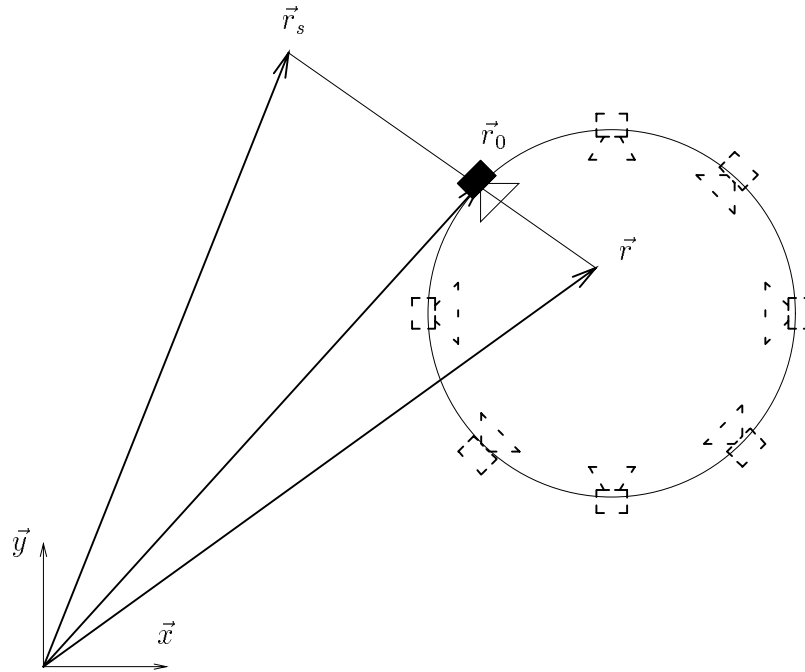


FIG. 3.19 - Théorème de la phase stationnaire appliqué au réseau 1D de sources secondaires

3.4.2 Géométrie du réseau

Remarques préliminaires

La première étape de simplification nous a conduit à une *distribution 1D de sources secondaires*, cependant la géométrie du réseau reste libre, pourvu qu'il s'agisse d'une courbe fermée. En pratique, la géométrie du réseau dépend du type d'application: le réseau de sources secondaires doit entourer l'espace où sont situés les auditeurs. Sa géométrie est donc essentiellement déterminée par la taille de la zone d'écoute, ainsi que par la forme de la salle de restitution dont elle peut éventuellement épouser le contour. La géométrie qui vient le plus spontanément à l'esprit est un *réseau circulaire* centré sur la zone d'écoute, mais l'utilisation d'antennes de haut-parleurs de forme circulaire soulève des difficultés de réalisation pratique. Aussi préfère-t-on des *géométries polygonales* qui sont obtenues en juxtaposant des éléments d'antennes rectilignes. En outre, n réseau polygonal peut être facilement adapté à la géométrie d'une salle.

Il faut bien noter que, quelles qu'elles soient, ces différentes géométries de réseau sont équivalentes, c'est-à-dire qu'elles permettent de reproduire le champ sonore aussi bien l'une que l'autre sur l'intégralité de la zone d'écoute considérée. La seule condition sur la géométrie du réseau réside dans le choix d'une *courbe fermée*. Cependant cette contrainte peut être relâchée si on reprend les résultats du Théorème de la Phase Stationnaire. Le raisonnement utilisé à la section précédente (cf. Section 3.4.1) pour une distribution surfacique de sources secondaires peut être appliqué à une distribution linéique de sources secondaires. On se rend ainsi compte que, pour une position de source primaire \vec{r}_s et un point d'écoute \vec{r} donnés, parmi l'ensemble des sources secondaires, une source secondaire contribue de façon prépondérante au travail de reconstruction: il s'agit de la source située au point de phase stationnaire, qui en l'occurrence correspond à l'intersection entre la courbe C_0 définissant le réseau de sources secondaires et la droite reliant le point \vec{r}_s au point \vec{r} (cf. Fig. 3.19). Ce point minimise en effet le trajet entre la source primaire et le point d'écoute en passant par un point de la courbe C_0 .

Par conséquent, pour une configuration fixe de source primaire et d'auditeur, on pourrait se contenter à la limite d'une seule source secondaire. Cependant, dès lors que la source primaire tourne autour de la

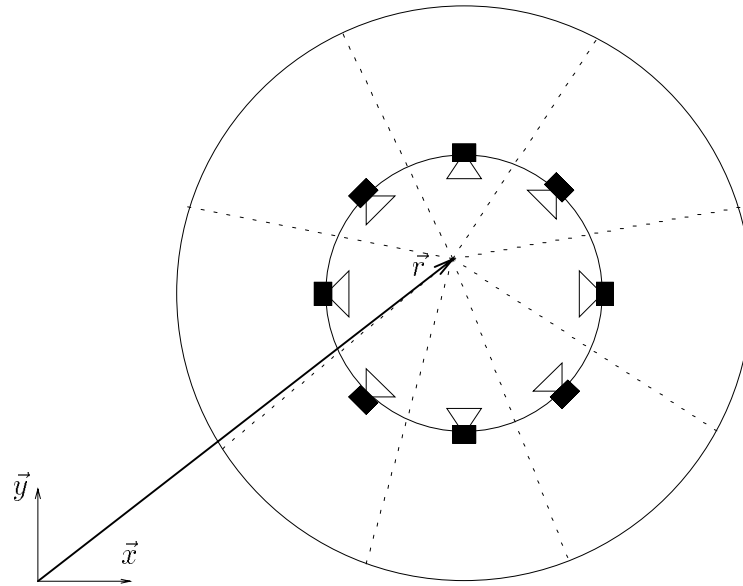


FIG. 3.20 - Décomposition de l'espace des sources primaires en zones élémentaires contrôlées par une seule source secondaire

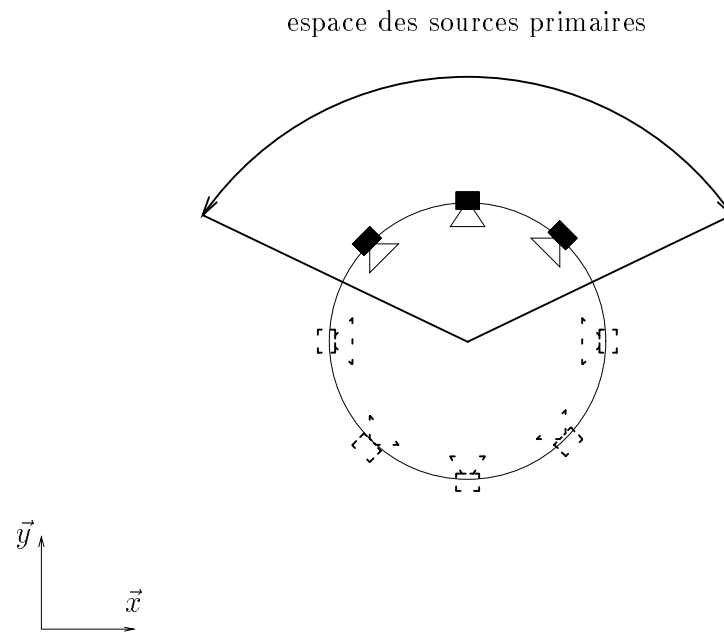


FIG. 3.21 - Restriction de l'espace des sources primaires: Réseau ouvert

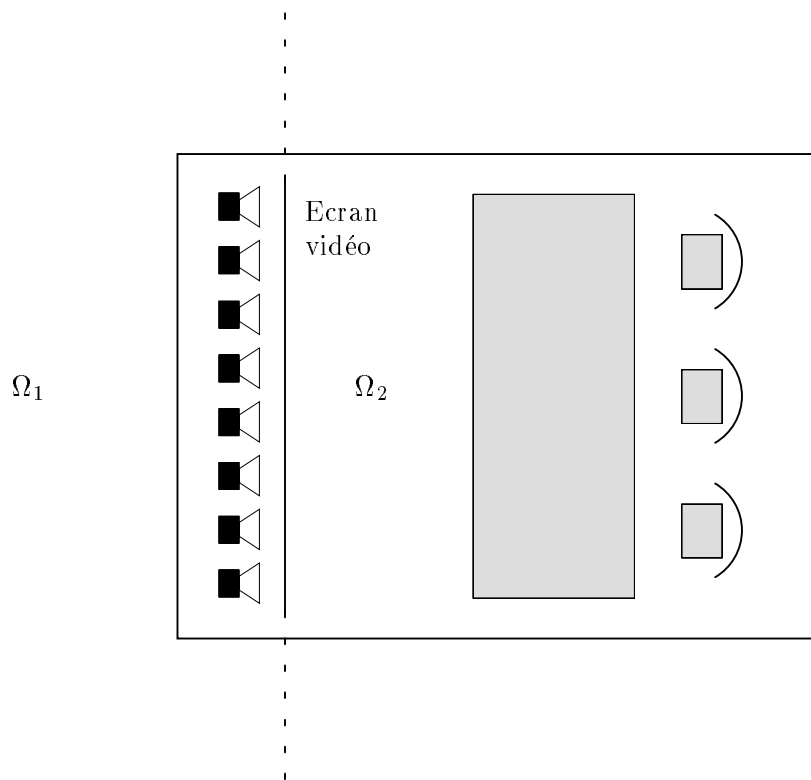


FIG. 3.22 - Restitution holophonique pour la visioconférence: Antenne rectiligne de haut-parleurs disposée derrière l'écran vidéo (l'espace des sources primaires se limite au demi-espace situé derrière l'écran vidéo)

zone d'écoute, les différentes sources secondaires interviennent à tour de rôle. De même, si plusieurs sources primaires interviennent simultanément, ou que la zone d'écoute s'étend à plusieurs auditeurs, le point de phase stationnaire décrit l'ensemble du réseau de sources secondaires, de telle sorte que toutes les sources secondaires soient sollicitées. Pratiquement, on est alors contraint d'activer simultanément l'intégralité des sources secondaires.

En résumé, chaque source secondaire contrôle de façon privilégiée la restitution sonore dans une direction donnée. On peut alors décomposer l'espace des sources primaires en plusieurs sous-espaces alloués à chacune des sources secondaires (cf. Fig. 3.20). La totalité des sources secondaires est donc nécessaire tant que les sources primaires peuvent être situées tout autour de la zone d'écoute, c'est-à-dire que *l'intérêt d'un réseau fermé réside uniquement dans la possibilité de reproduire des sources sonores dans toutes les directions*. Dès lors, si l'espace des sources primaires peut être restreint, il est possible de supprimer une partie des sources secondaires, ce qui conduit à substituer au réseau fermé un *réseau ouvert* (cf. Fig. 3.21). Par exemple, dans un contexte de visioconférence, les sources sonores appartiennent exclusivement au demi-espace situé derrière l'écran vidéo: en première approximation, on peut donc se contenter d'une antenne rectiligne de haut-parleurs parallèle à l'écran (cf. Fig. 3.22). Nous allons vérifier cette idée intuitive sur des simulations numériques¹³ basées sur des géométries non seulement circulaires, mais aussi rectilignes.

¹³. Ces simulations numériques ont été réalisées à partir de routines développées par l'auteur dans l'environnement Matlab et qui sont proposées en annexe E.

Réseau circulaire

Considérons un réseau circulaire de sources secondaires (cf. Fig. 3.23). Supposons qu'on veut synthétiser une source primaire en s_1 (cf. Fig. 3.23). Pour cette configuration, la figure 3.24 reproduit:

- d'une part, l'onde induite par la source primaire le long d'une ligne parallèle à l'axe \vec{x} (cf. Fig. 3.23),
- d'autre part, l'onde restituée par le réseau circulaire de sources secondaires le long de la même ligne.

Dans les deux cas, il s'agit d'une simulation numérique (cf. Annexe E), comme pour l'ensemble des résultats présentés tout au long de cette section. La comparaison de l'onde originale et de l'onde synthétisée montre que les sources secondaires réalisent une reconstruction parfaite du champ primaire.

Décomposons maintenant l'antenne circulaire de sources secondaires en deux sous-antennes semi-circulaires (cf. Fig. 3.25), afin d'évaluer leur contribution relative dans le travail de reconstruction sonore. La figure 3.26 reproduit l'onde synthétisée par les deux antennes semi-circulaires. Il est frappant de constater que le champ induit par l'une des sous-antennes est nul: le champ primaire est donc intégralement reconstruit par une seule sous-antenne, c'est-à-dire qu'une moitié des sources secondaires ne participe absolument pas au travail de reconstruction du champ sonore. Les sources *utiles*, au sens des sources véritablement impliquées dans le travail de reconstruction, sont les sources secondaires situées sur la moitié qui est directement en regard de la source primaire (cf. Fig. 3.25). Si on fait l'analogie avec une source lumineuse, les sources utiles appartiennent à la moitié éclairée du réseau, tandis que les sources inactives correspondent à la moitié qui reste dans l'ombre (cf. Fig. 3.27).

On peut chercher à réduire davantage le réseau de sources secondaires, en le limitant par exemple à un quart de cercle au lieu d'un demi-cercle (cf. Fig. 3.28). Sur la figure 3.29a, on se rend compte que la reconstruction n'est alors plus correcte: au front d'onde se superpose en effet un champ parasite qui prend la forme de deux ondes qui semblent émises par les deux extrémités du réseau de sources secondaires [Boone *et al.*, 1995]. On note que le fait de supprimer des sources secondaires n'altère pas directement la reconstruction du front d'onde, mais se traduit par l'apparition d'ondes additionnelles. L'explication de ce phénomène va nous permettre de mieux comprendre le processus de reconstruction de l'onde sonore qui est réalisé par les sources secondaires.

Analysons le phénomène de reconstruction en un point \vec{r} donné (cf. Fig. 3.30 & 3.31). En ce point, parviennent successivement (cf. Fig. 3.30):

- d'abord l'ondelette qui est émise par la source secondaire correspondant au point de phase stationnaire (cf. Fig. 3.30b),
- puis les ondelettes qui sont issues des sources secondaires situées de part et d'autre du point de phase stationnaire et qui parviennent au point \vec{r} avec un retard croissant et une amplitude décroissante en raison du trajet de plus en plus long que l'ondelette doit parcourir (cf. Fig. 3.30c).

On se rend compte que *seules les premières ondelettes interviennent dans la reconstruction du front d'onde primaire, c'est-à-dire que toutes les autres ondelettes forment un signal parasite résiduel qu'il faut annuler*, et on observe en effet que l'ensemble des ondelettes se combinent, en fonction de leur amplitude et de leur retard, de telle sorte qu'elles s'annulent de proche en proche, en dehors de la reconstruction de l'onde primaire (cf. Fig. 3.31). Il convient de remarquer combien l'ensemble des sources secondaires est parfaitement coordonné en amplitude et en retard de façon à ce qu'en chaque point \vec{r} de l'espace de restitution, les contributions de toutes les sources secondaires s'annulent à l'exception des sources situées au point de phase stationnaire et à son voisinage immédiat, la position de ces dernières changeant en fonction du point \vec{r} considéré. Par suite, quand on supprime une partie des sources secondaires, le travail d'annulation du signal d'erreur résiduel est incomplet et il reste les deux ondelettes émises par les sources secondaires situées aux extrémités du réseau partiel de sources secondaires et qui vont donc constituer le signal parasite observé sur la figure 3.29a. On vérifie d'ailleurs que la pression restituée par l'arc de cercle complémentaire (cf. Fig. 3.29b) ne représente rien d'autre que les deux ondes parasites en opposition de phase, ce qui met clairement en évidence le travail d'annulation de proche en proche des sources secondaires. Il en résulte bien que, lorsque la totalité du réseau de sources secondaires est prise en compte, les ondelettes parasites disparaissent complètement.

Les deux ondes résiduelles qui suivent le front d'onde primaire définissent l'erreur de reconstruction liée à la limitation du réseau de sources secondaires. Un examen attentif des résultats obtenus avec les sous-antennes semi-circulaires indiquent que deux ondes résiduelles sont aussi présentes, mais leur amplitude

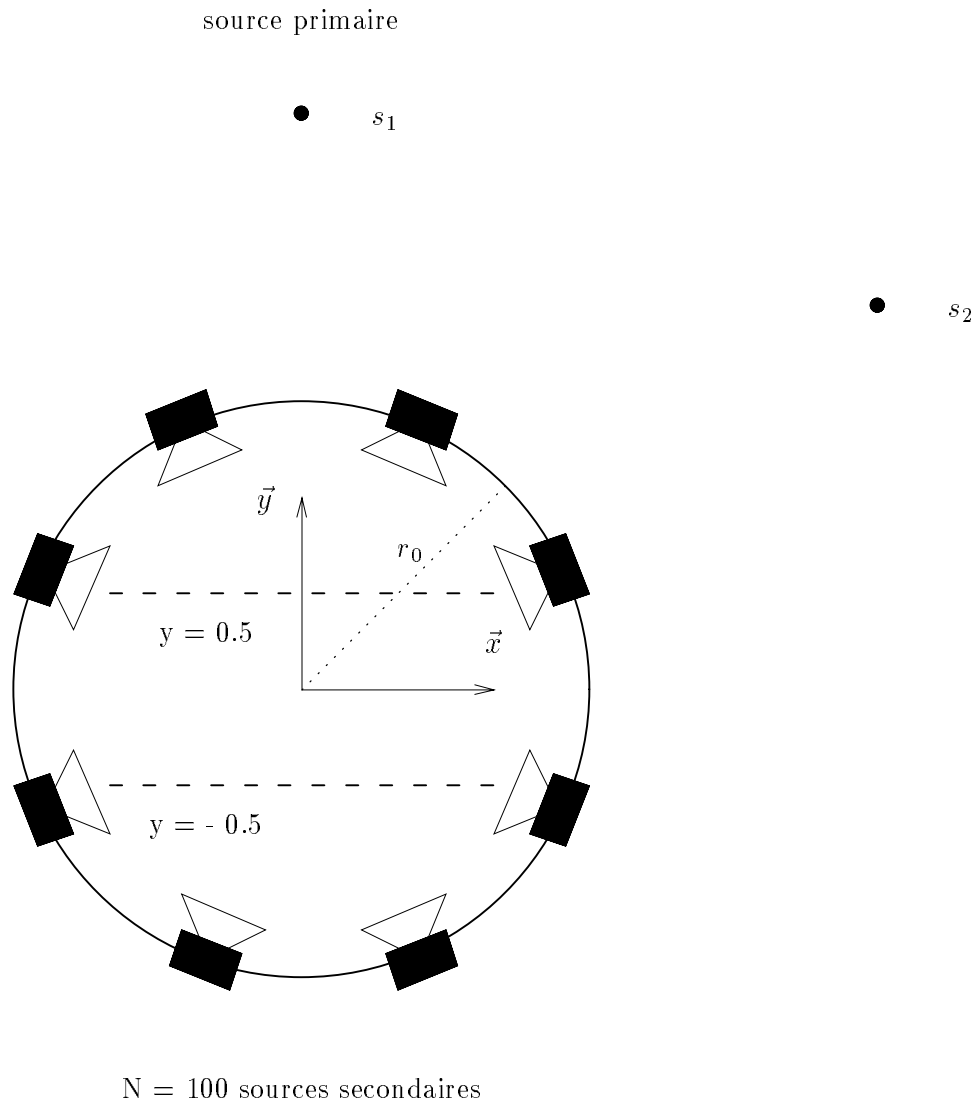


FIG. 3.23 - Réseau circulaire: Configuration des sources primaires, des sources secondaires et des récepteurs

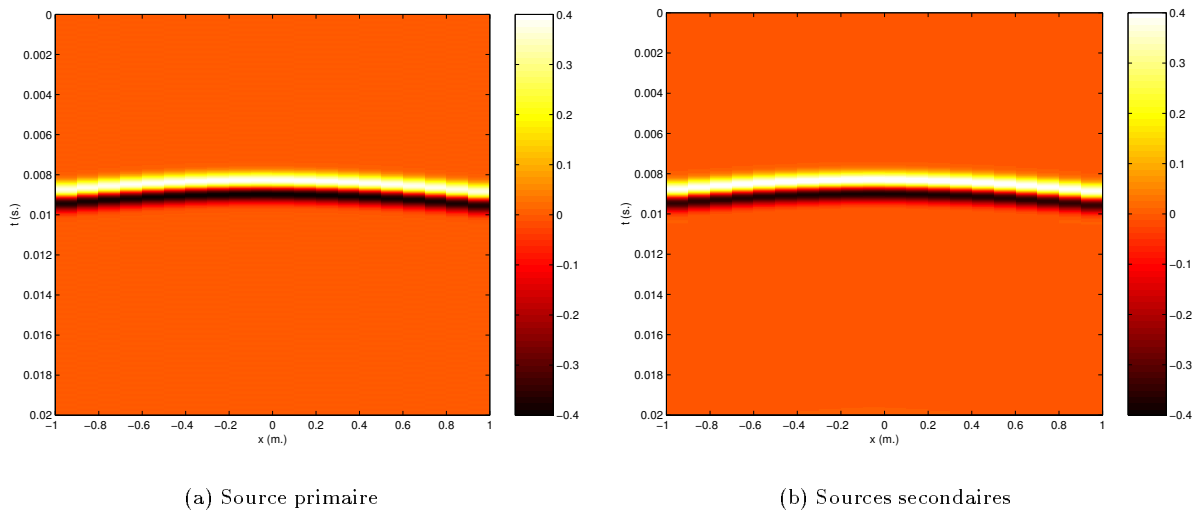


FIG. 3.24 - Réseau circulaire: Comparaison entre l'onde de pression originale et onde de pression synthétisée par les sources secondaires (la pression acoustique est représentée en fonction du temps le long d'une ligne parallèle à l'axe (O_x) en $y = 0.5$ m., la source primaire est un monopôle situé en $s_1[0., 3., 0.]$ et qui émet une impulsion gaussienne de fréquence $f = 400$ Hz, les sources secondaires sont distribuées le long d'un cercle de rayon $r_0 = 1.5$ m. et au total $N = 100$ sources secondaires sont utilisées, cf. Fig. 3.23, cf. Annexes E & F)

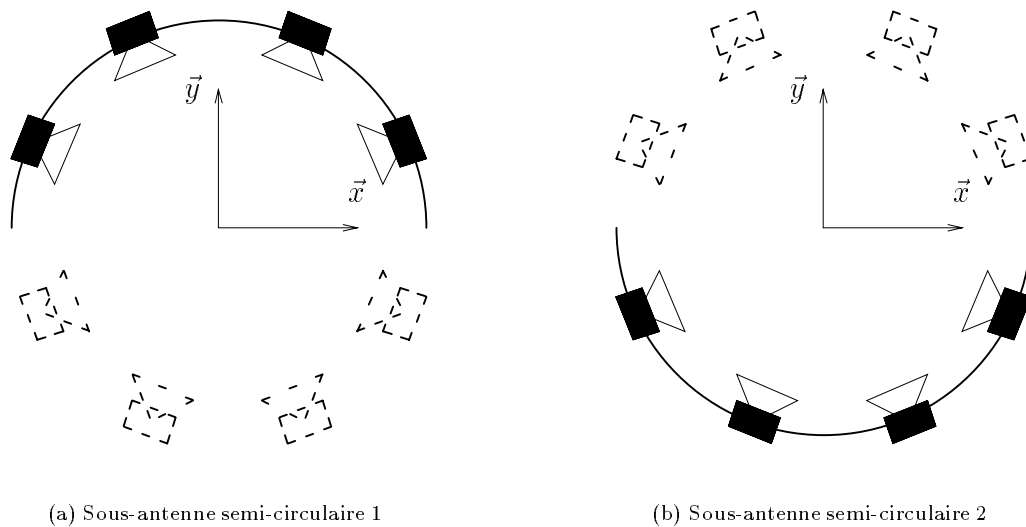


FIG. 3.25 - Décomposition du réseau circulaire en deux sous-antennes semi-circulaires

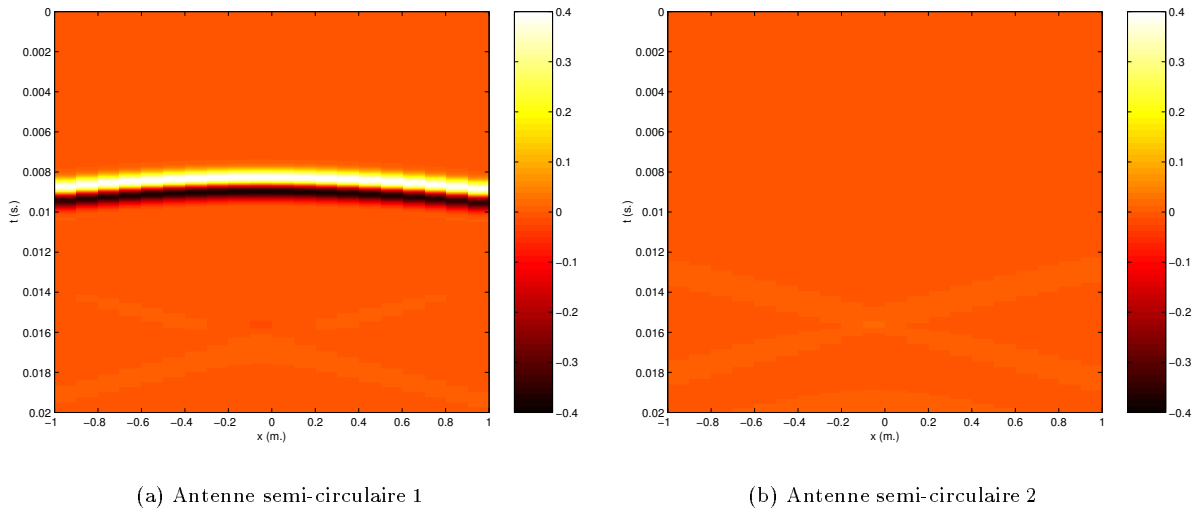


FIG. 3.26 - Réseau circulaire: Contribution relative des sous-antennes semi-circulaires (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23 & 3.25, cf. Annexes E & F)

est si faible qu'on les devine à peine (cf. Fig. 3.26a). Dans une seconde interprétation, on peut également les identifier à des ondes diffractées résultant de la propagation de l'onde acoustique à travers l'ouverture délimitée par la taille du réseau de sources secondaires. Supprimer des sources secondaires équivaut en effet à interposer un écran acoustiquement opaque entre la source primaire et la zone de restitution. L'interprétation de l'erreur de reconstruction en termes de diffraction est surtout intéressante lorsqu'on cherche à la corriger et ce phénomène est analysé en détail dans le chapitre consacré au problème de la troncature du réseau de sources secondaires (cf. Chapitre 5).

De ce qui précède, on retient l'idée qu'il est possible de réduire le réseau circulaire. On peut le tronquer à sa moitié, auquel cas la reconstruction reste correcte, mais si on cherche à le limiter davantage, on introduit une erreur de reconstruction. Dans le premier cas, il faut cependant noter que la reconstruction réalisée par une antenne semi-circulaire ne reste correcte que pour les sources primaires dont l'azimut est voisin de $\varphi = 90^\circ$ et tant que l'auditeur demeure à l'intérieur de l'espace délimité par le demi-arc de cercle. La figure 3.32 reproduit l'onde de pression synthétisée par l'antenne semi-circulaire lorsque la source primaire est située en $s_2[3., 2, 0.]$: on vérifie que le front d'onde primaire est suivi d'une onde résiduelle d'erreur. Il convient de remarquer combien l'amplitude de ces ondes reste faible par rapport au front d'onde principal. Par ailleurs, la zone de restitution correcte est limitée à l'espace compris à l'intérieur du demi-cercle. L'onde de pression restituée à l'extérieur de ce demi-cercle pour la position initiale de la source primaire en s_1 est illustrée sur la figure 3.33 et on y relève effectivement la présence d'un signal d'erreur non nul¹⁴.

En conclusion, au delà de l'approximation de la phase stationnaire, il est encore possible de limiter davantage le réseau de sources secondaires, ce qui conduit à des *réseaux ouverts*. Il faut cependant bien garder présent à l'esprit que cette nouvelle simplification se paye par une *restriction de l'espace des sources primaires et de la zone d'écoute*, puisqu'en réduisant l'antenne circulaire à un demi-cercle, on limite l'espace des sources primaires à un demi-espace et la zone d'écoute à un demi-disque.

¹⁴. Au chapitre 5 seront décrites des méthodes pour corriger l'erreur de reconstruction due à la limitation du réseau de sources secondaires en réduisant l'amplitude de l'onde diffractée.

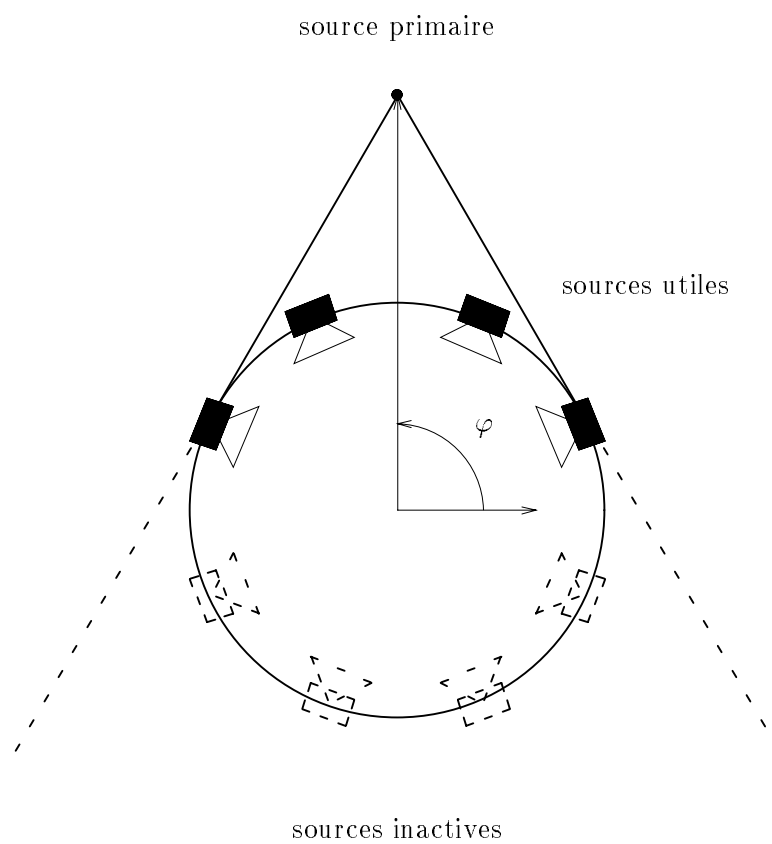


FIG. 3.27 - Synthèse du champ acoustique d'un monopôle par une antenne circulaire: Identification des sources utiles et sources inactives

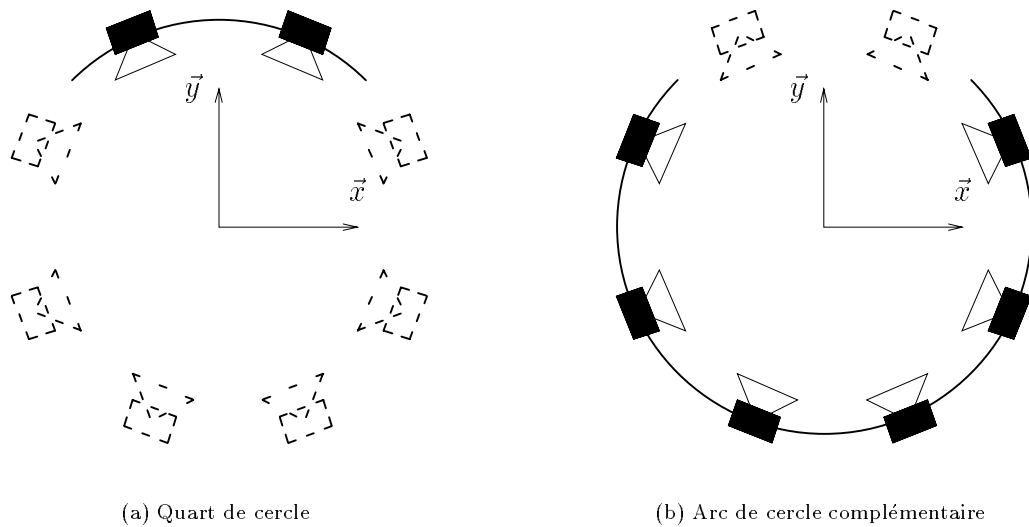


FIG. 3.28 - Réseau circulaire: Décomposition en deux sous-antennes représentant respectivement un quart du cercle et son complément

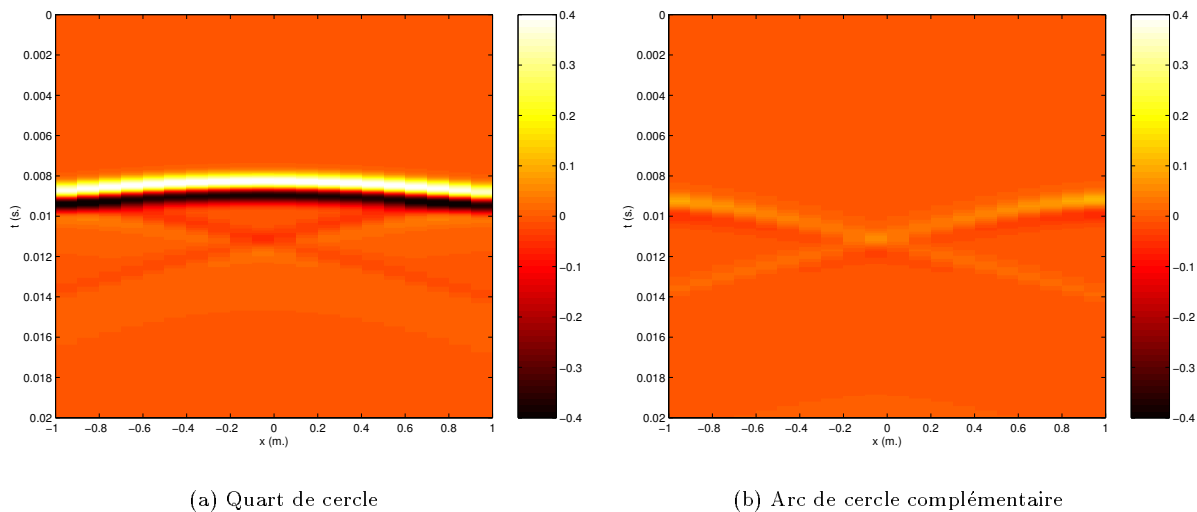
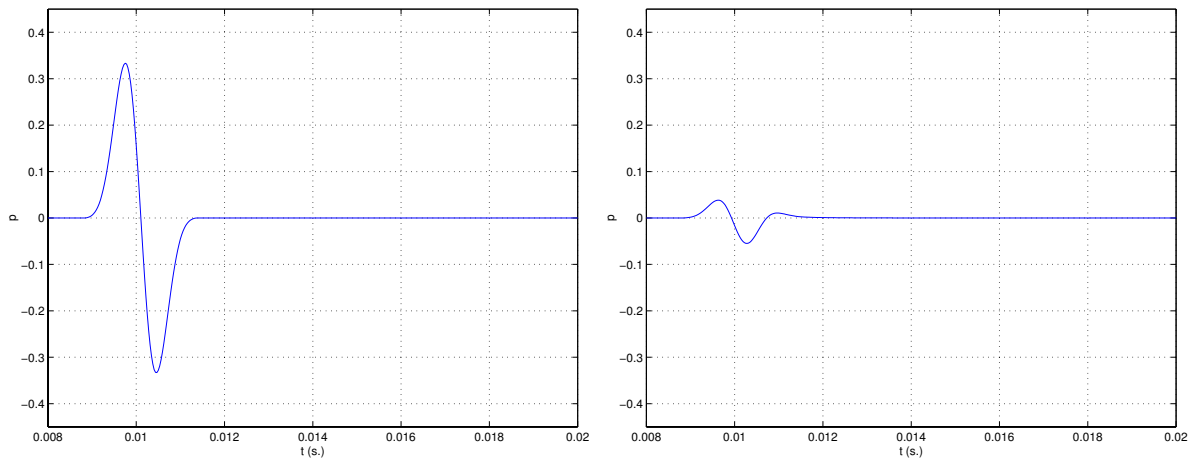


FIG. 3.29 - Réseau circulaire: Contribution relative d'un quart de cercle et de son complément (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23 & 3.28, cf. Annexes E & F)



(a) Onde Primaire

(b) Ondelette émise par la source secondaire située au point de phase stationnaire

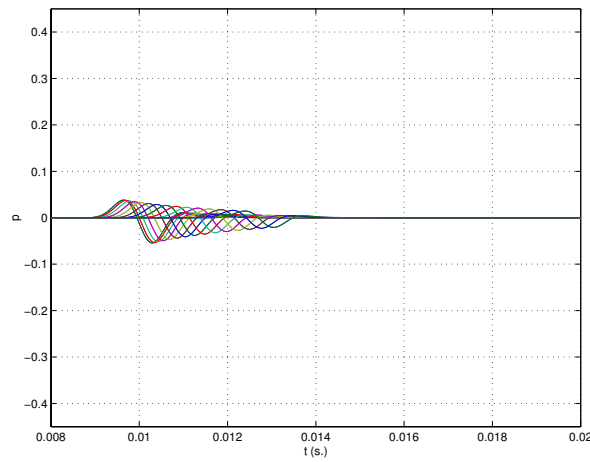
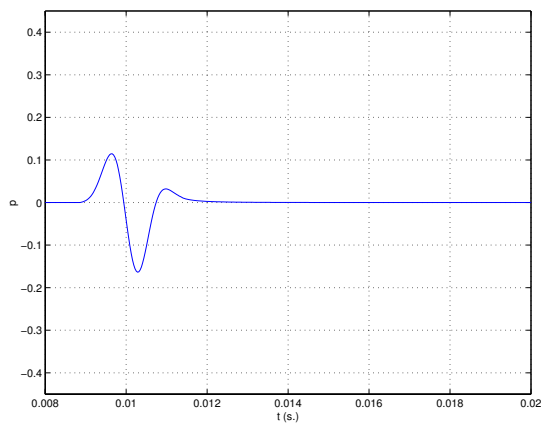
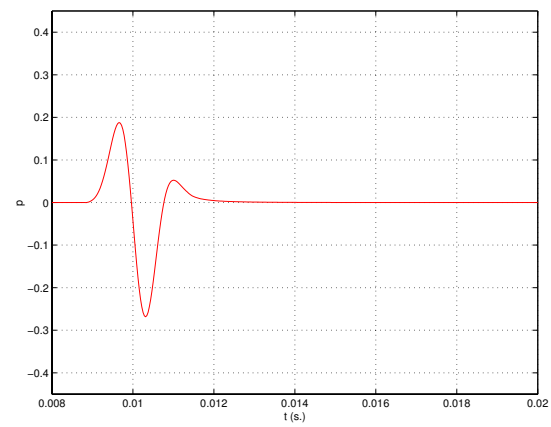
(c) Série d'ondelettes émises par des sources secondaires de plus en plus éloignées du point de phase stationnaire (contributions des $N = 30$ sources secondaires situées de part et d'autre du point de phase stationnaire)

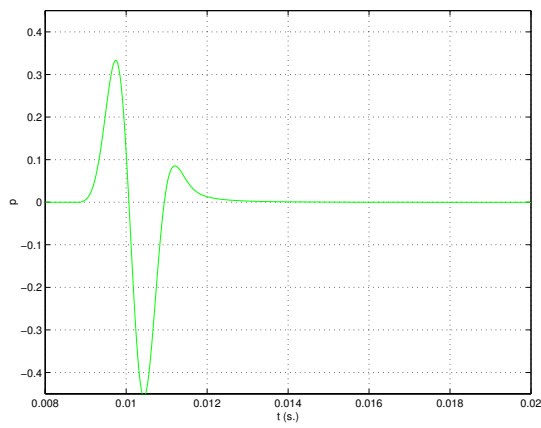
FIG. 3.30 - Décomposition du processus de reconstruction de l'onde primaire en un point: Ondelettes émises par les sources secondaires (Récepteur en $\vec{r}[0., 0., 0.]$, source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, réseau circulaire: $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23, cf. Annexes E & F)



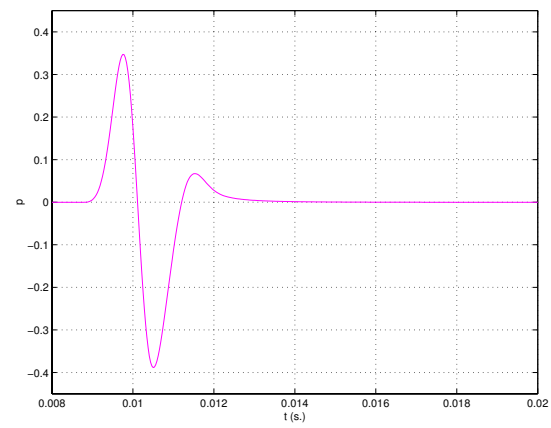
(a) Sommaton des $N = 3$ premières ondelettes



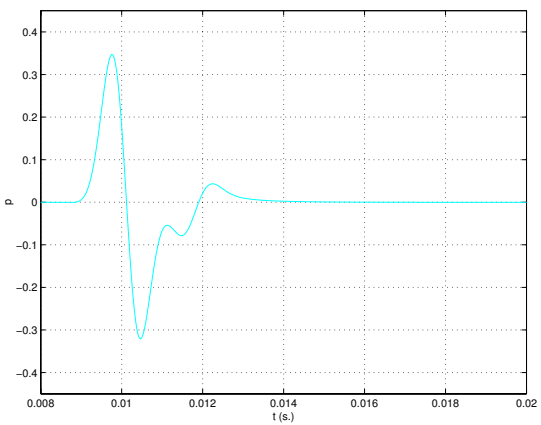
(b) Sommaton des $N = 5$ premières ondelettes



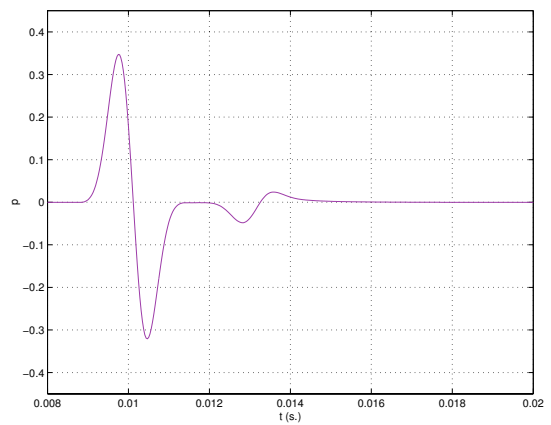
(c) Sommaton des $N = 11$ premières ondelettes



(d) Sommaton des $N = 15$ premières ondelettes



(e) Sommaton des $N = 21$ premières ondelettes



(f) Sommaton des $N = 31$ premières ondelettes

FIG. 3.31 - Décomposition du processus de reconstruction de l'onde primaire en un point: Sommaton des ondelettes (Récepteur en $\vec{r}[0.,0.,0.]$, source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, réseau circulaire: $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23, cf. Annexes E & F)

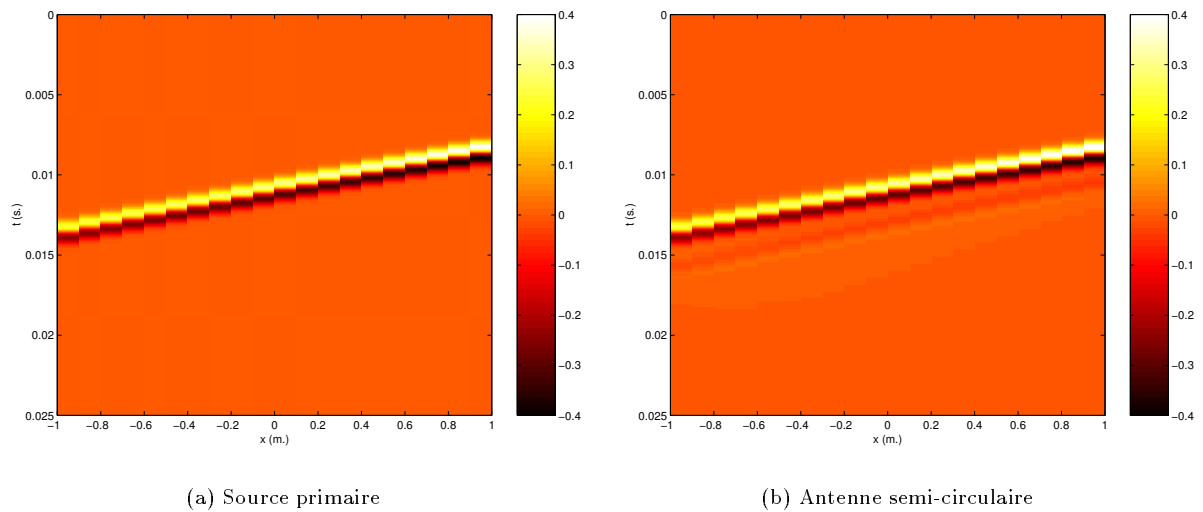


FIG. 3.32 - Réseau circulaire: Onde de pression originale et onde de pression synthétisée par l'antenne semi-circulaire 1 pour la source primaire en $s_2[3., 2., 0.]$ (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23 & 3.25, cf. Annexes E & F)

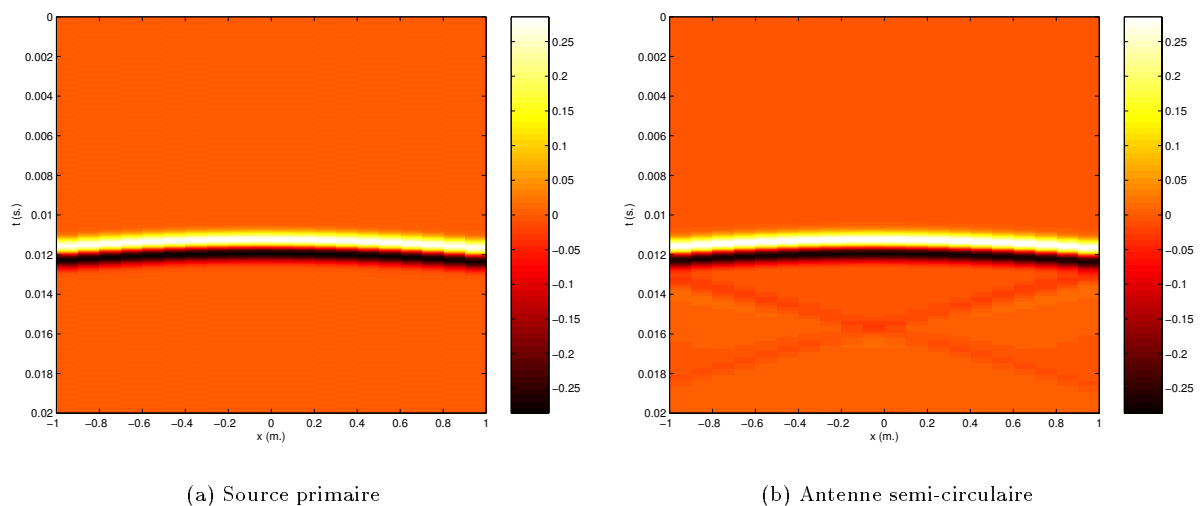


FIG. 3.33 - Réseau circulaire: Onde de pression originale et onde de pression synthétisée par l'antennes semi-circulaire 1 en $y = -0.5$ m. (source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23 & 3.25, cf. Annexes E & F)

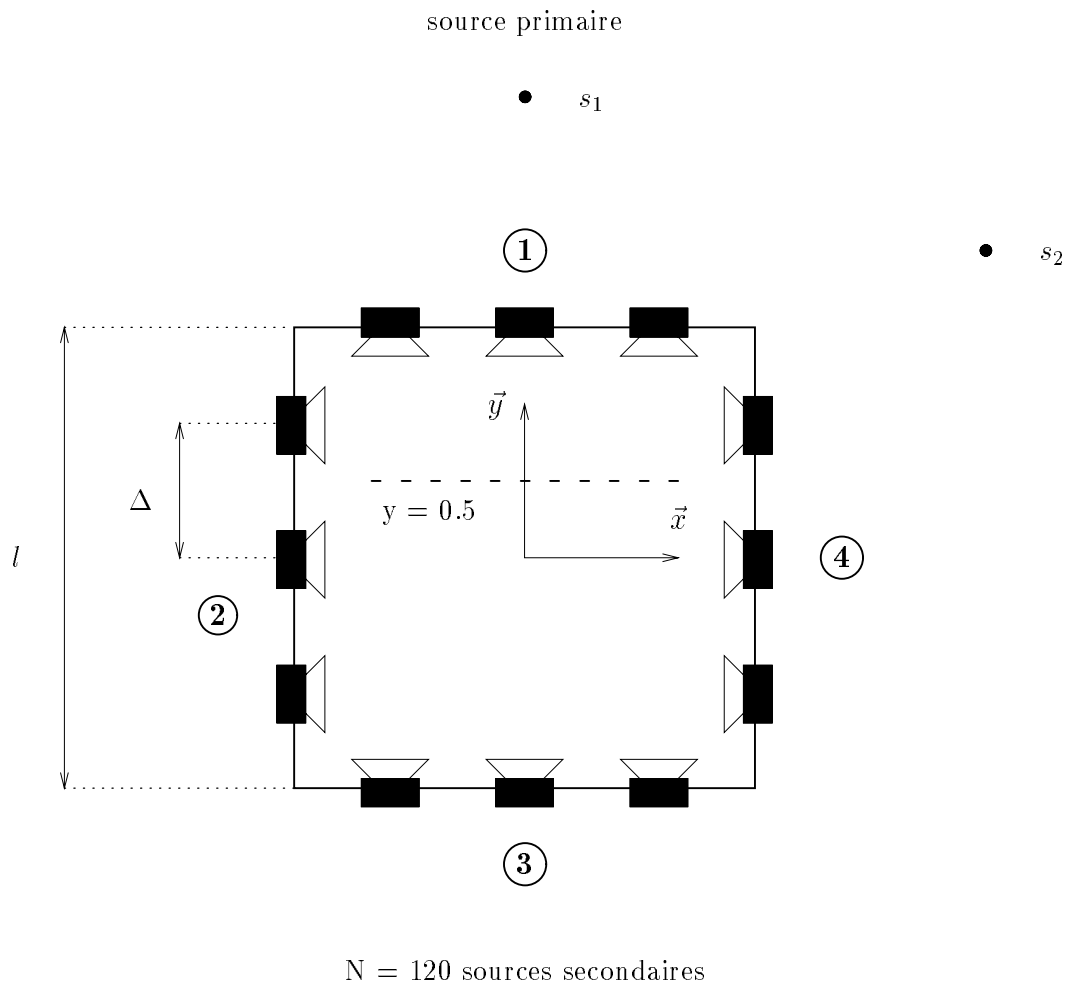


FIG. 3.34 - Réseau carré: Configuration des sources primaires, des sources secondaires et des récepteurs

Réseau carré

Après le réseau circulaire, intéressons-nous au cas d'un réseau polygonal, dont le réseau carré constitue l'un des exemples les plus simples. La disposition des sources primaires, des sources secondaires et des récepteurs est reportée sur la figure 3.34.

L'onde synthétisée par le réseau carré de sources secondaires pour simuler un monopôle situé en s_1 est représentée sur la figure 3.35. On vérifie comme pour le réseau circulaire que le front d'onde est parfaitement reconstruit par le réseau carré. La figure 3.36 isole les contributions relatives des quatre côtés du réseau (cf. Fig. 3.34). On se rend compte que le travail de reconstruction est réalisé pour l'essentiel par un seul côté, le côté 1.

On en retire plusieurs idées:

- *La reproduction du champ sonore est assurée pour l'essentiel par un seul des côtés*: dans le cas d'une source primaire située en s_1 , il s'agit du côté numéroté 1, mais, plus généralement il s'agit du côté qui s'interpose directement entre la source primaire et l'auditeur, c'est-à-dire le côté auquel appartient le point de phase stationnaire.
- Sur l'onde restituée par ce côté, le front d'onde primaire est accompagné de deux ondes parasites qui traduisent l'erreur de reconstruction et qui résultent de la réduction du réseau carré à un seul des ses côtés, comme on l'a vu précédemment pour le réseau circulaire quand il est limité à un arc de cercle.
- *Les segments adjacents au côté principal* (côtés 2 et 4 pour la source primaire en s_1) *ne sont pas directement impliqués dans le travail de reconstruction du front d'onde*, mais leur rôle se borne, de la même façon que pour l'arc de cercle complémentaire du réseau circulaire, à générer les deux ondes parasites en opposition de phase afin d'*annuler l'erreur de reconstruction* présente sur l'onde synthétisée par le segment principal.
- *L'onde induite par le segment opposé au côté principal* (côté 3 pour la source primaire en s_1) *est nulle*.

Par suite, on pourrait limiter le réseau de sources secondaires aux trois côtés numérotés 1, 2 et 4. Si on rapporte ces résultats à ceux du réseau circulaire, les côtés 1, 2 et 4 correspondent à l'antenne semi-circulaire active (1), tandis que le côté 3 s'identifie à l'antenne semi-circulaire inactive (2).

Les figures 3.37 et 3.38 reproduisent le champ obtenu pour une source primaire excentrée située en s_2 (cf. Fig. 3.34). En ce cas, le travail de reconstruction est assuré par deux côtés, les côtés numérotés 1 et 4, étant donnée la position de la source primaire qui est située dans une zone intermédiaire entre ces deux côtés. Les contributions des deux autres côtés sont quasiment nulles. Par suite, en limitant le réseau de sources secondaires aux deux côtés 1 et 4, le signal d'erreur est presque inexistant. Un réseau combinant deux éléments d'antenne rectiligne semble donc préférable à une seule antenne rectiligne [Boone *et al.*, 1995].

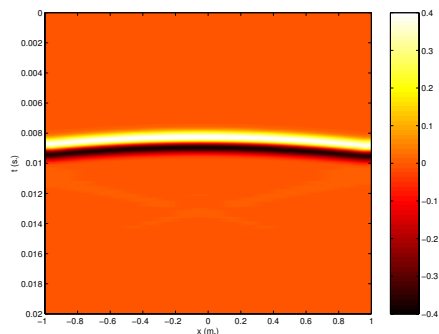


FIG. 3.35 - Réseau carré: Onde de pression synthétisée par les sources secondaires pour simuler une source primaire en s_1 (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 120$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)

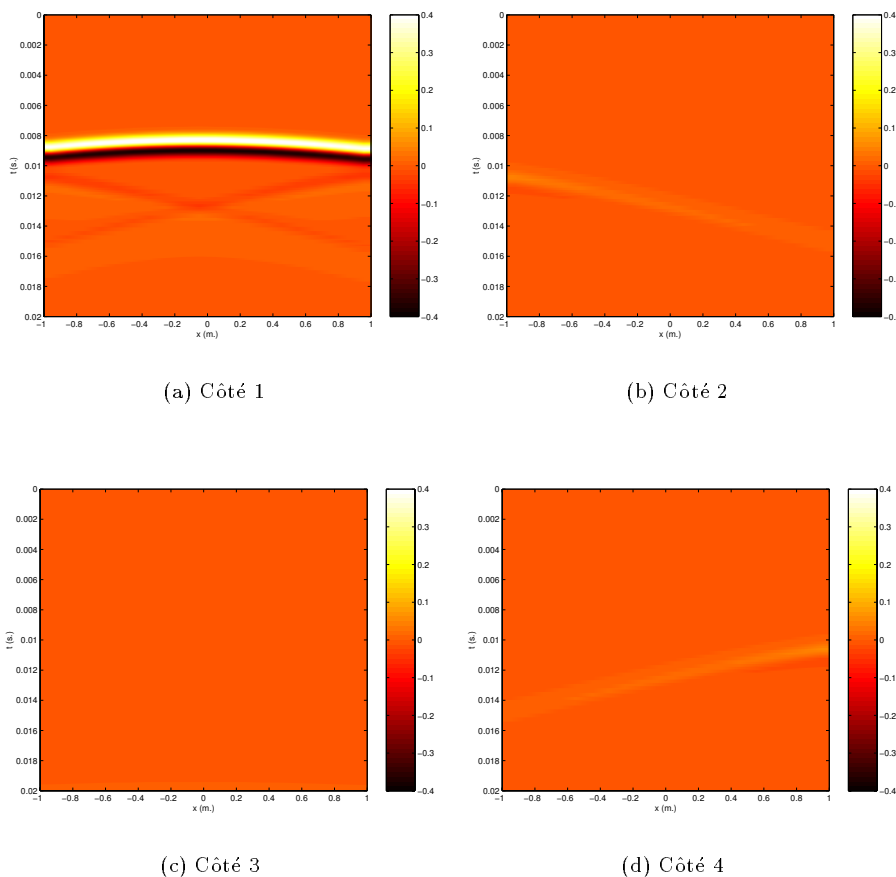


FIG. 3.36 - Réseau carré: Contributions des quatre côtés pour une source primaire centrée (source primaire en s_1 , récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 120$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)

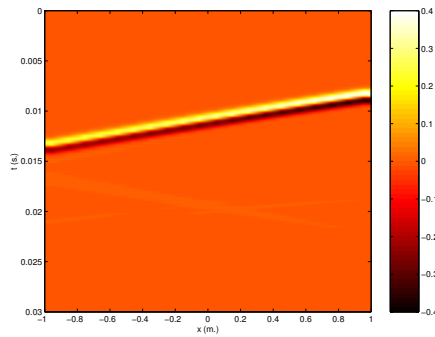


FIG. 3.37 - Réseau carré: Onde de pression synthétisée par les sources secondaires pour une source primaire excentrée (source primaire en s_2 , récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 120$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)

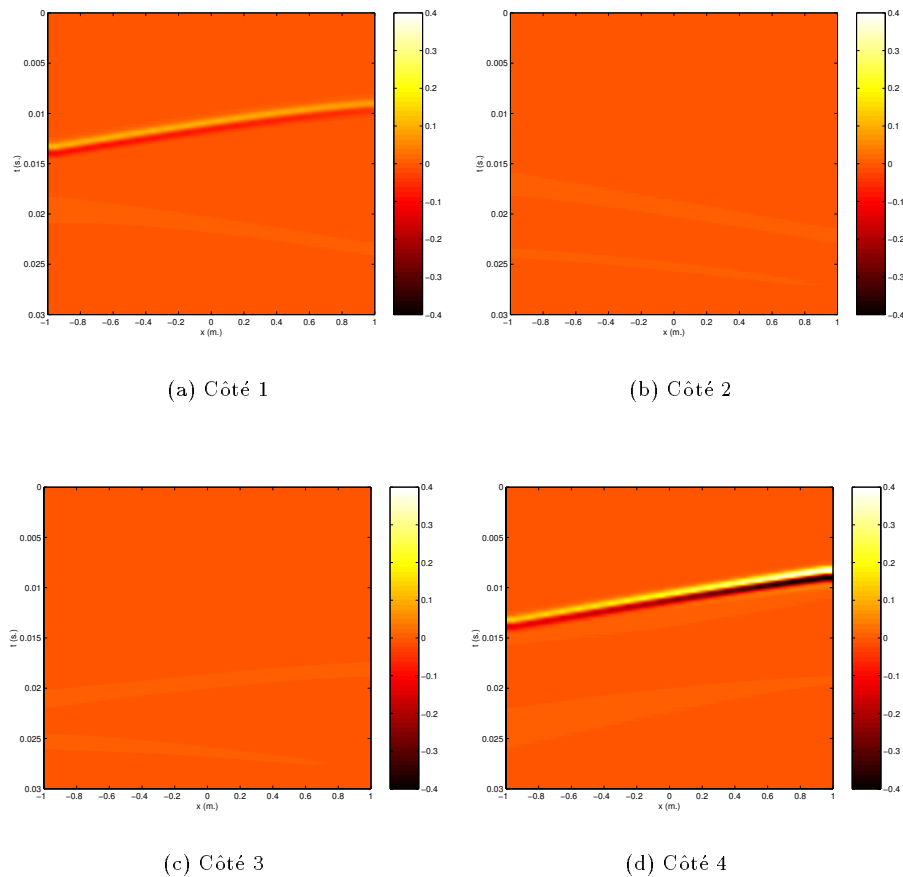


FIG. 3.38 - Réseau carré: Contributions des quatre côtés pour une source primaire excentrée (source primaire en s_2 , récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 120$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)

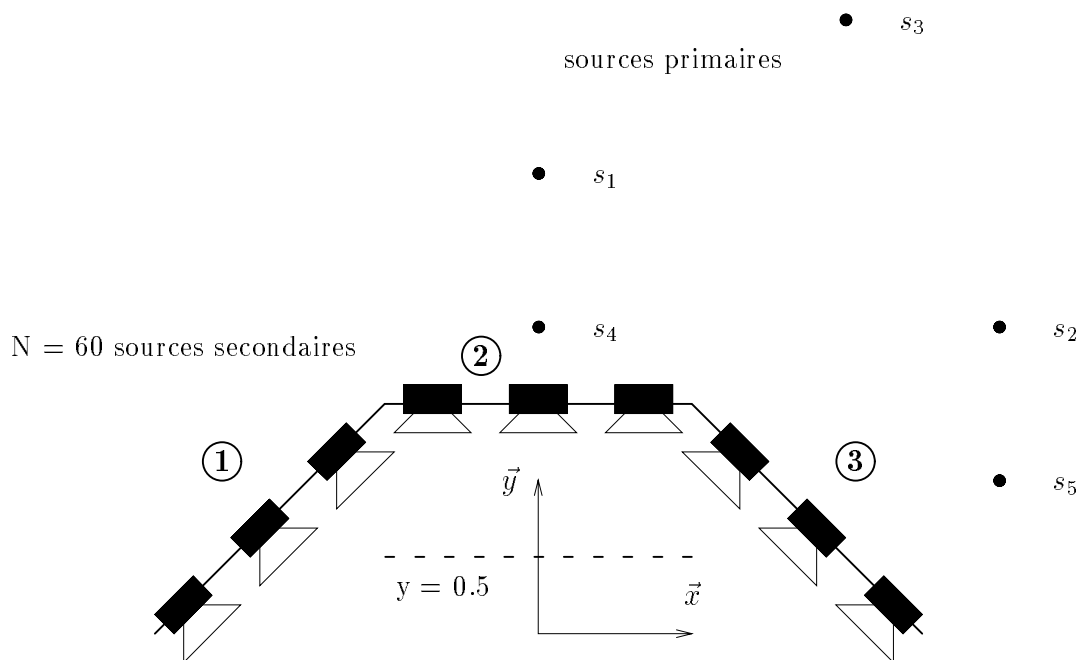


FIG. 3.39 - Réseau polygonal élémentaire (une antenne rectiligne principale — côté 2 — associée à deux antennes latérales — côtés 1 et 3 —): Configuration des sources primaires, des sources secondaires et des récepteurs

Réseau polygonal élémentaire

L'étude menée sur le réseau carré nous conduit à considérer un *réseau polygonal élémentaire* constitué de trois antennes rectilignes (cf. Fig. 3.39), dans lesquelles on identifie une antenne principale et deux antennes latérales qui sont disposées aux extrémités de l'antenne principale et dont le rôle principal est d'annuler le signal d'erreur de reconstruction de l'antenne principale [Boone *et al.*, 1995] [Start, 1996].

La figure 3.40 illustre l'onde synthétisée par les sources secondaires pour simuler une source primaire centrée en s_1 et une source excentrée en s_2 (cf. Fig. 3.39). Dans le premier cas, comme pour l'antenne semi-circulaire (cf. Fig. 3.26a), le front d'onde est parfaitement reconstruit, tandis que pour la source primaire excentrée, il est suivi d'une onde résiduelle qui traduit l'erreur de reconstruction. Pour une restitution optimale, un réseau polygonal élémentaire de ce type ne peut être raisonnablement utilisé que pour synthétiser des sources primaires situées dans le domaine directement en regard de l'antenne principale (côté 2 sur la figure 3.39). Si on désire étendre l'espace des sources primaires, il convient d'ajouter des antennes rectilignes complémentaires judicieusement disposées.

Les figures 3.41 et 3.42 comparent les contributions relatives des trois antennes rectilignes élémentaires qui constituent le réseau polygonal élémentaire pour les deux positions de source primaire s_1 et s_2 . Dans les deux cas, la reproduction du champ sonore est essentiellement assurée par une seule des trois antennes élémentaires: ce rôle est tenu par l'antenne principale pour les sources situées dans la zone centrale, mais il échoit aux sous-antennes 1 ou 3, dès que la source primaire bascule dans l'une des zones latérales. Une restitution correcte pour ces zones implique donc l'ajout d'antennes supplémentaires aux extrémités des antennes 1 et 3.

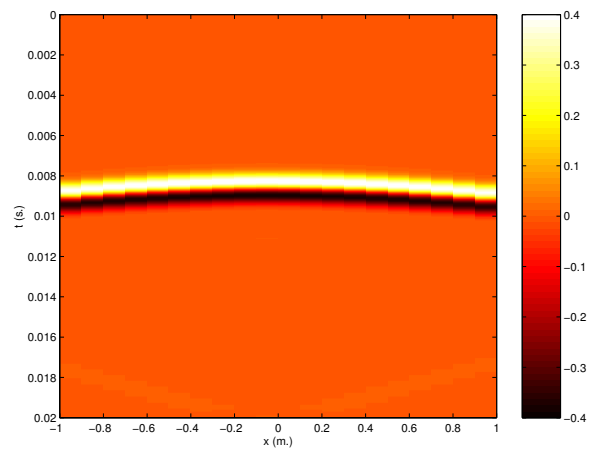
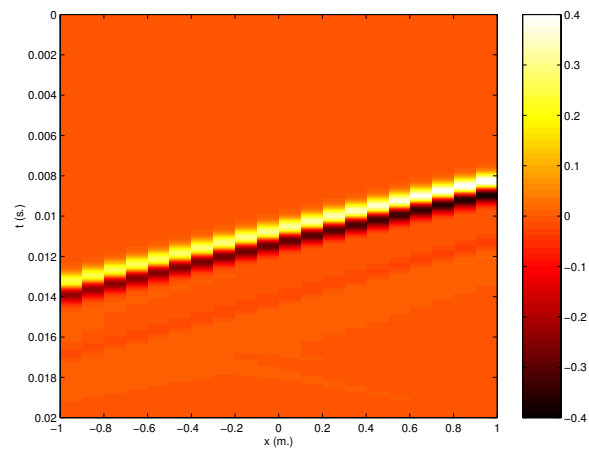
(a) Source primaire centrée (position s_1)(b) Source primaire excentrée (position s_2)

FIG. 3.40 - Réseau polygonal élémentaire: Onde de pression synthétisée par les sources secondaires (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, antenne rectiligne élémentaire de longueur $l = 2$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 61$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.39, cf. Annexes E & F)

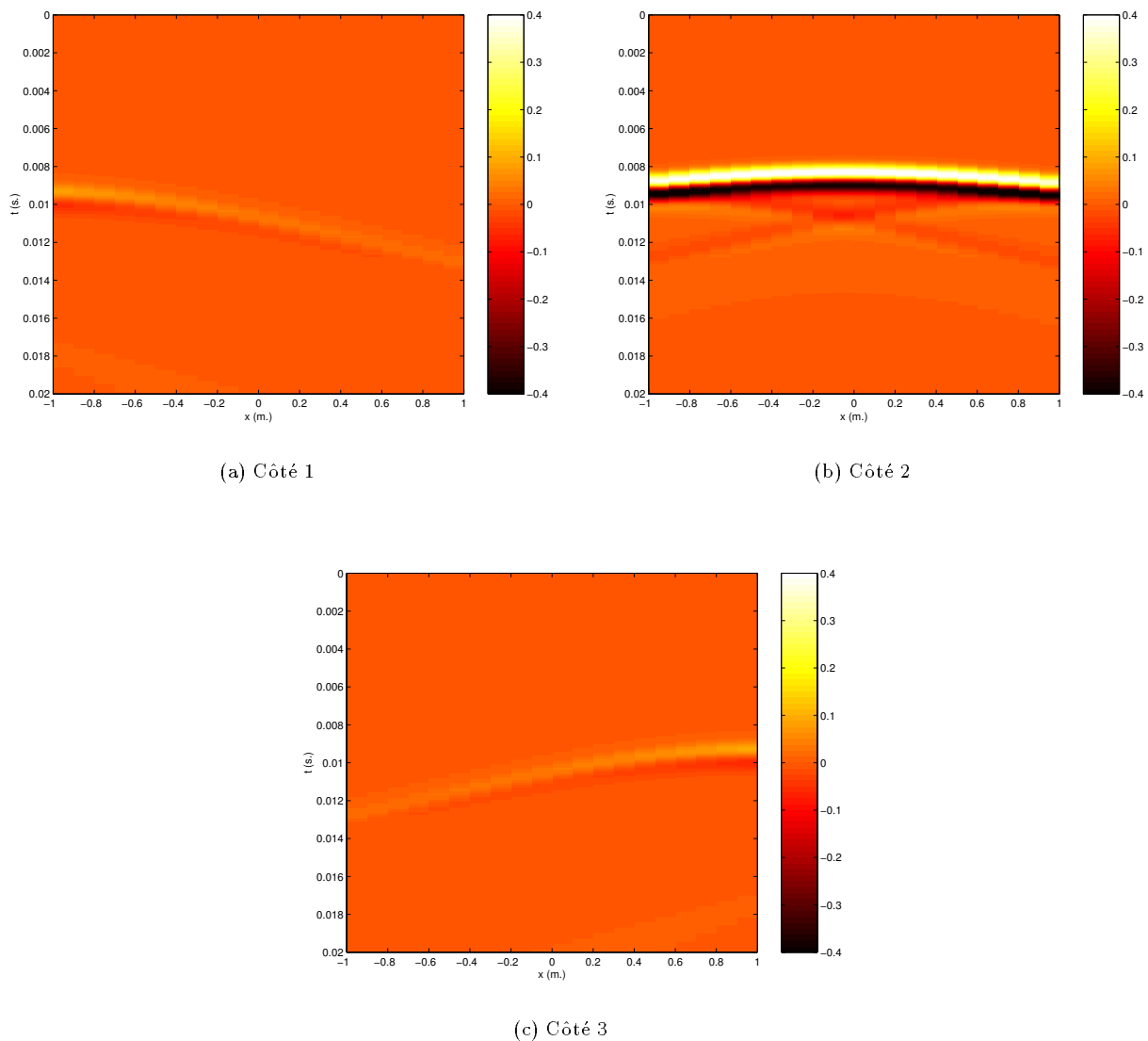


FIG. 3.41 - Réseau polygonal élémentaire: Contribution des trois antennes rectilignes élémentaires pour la source primaire en s_1 (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, antenne rectiligne élémentaire de longueur $l = 2$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 61$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.39, cf. Annexes E & F)

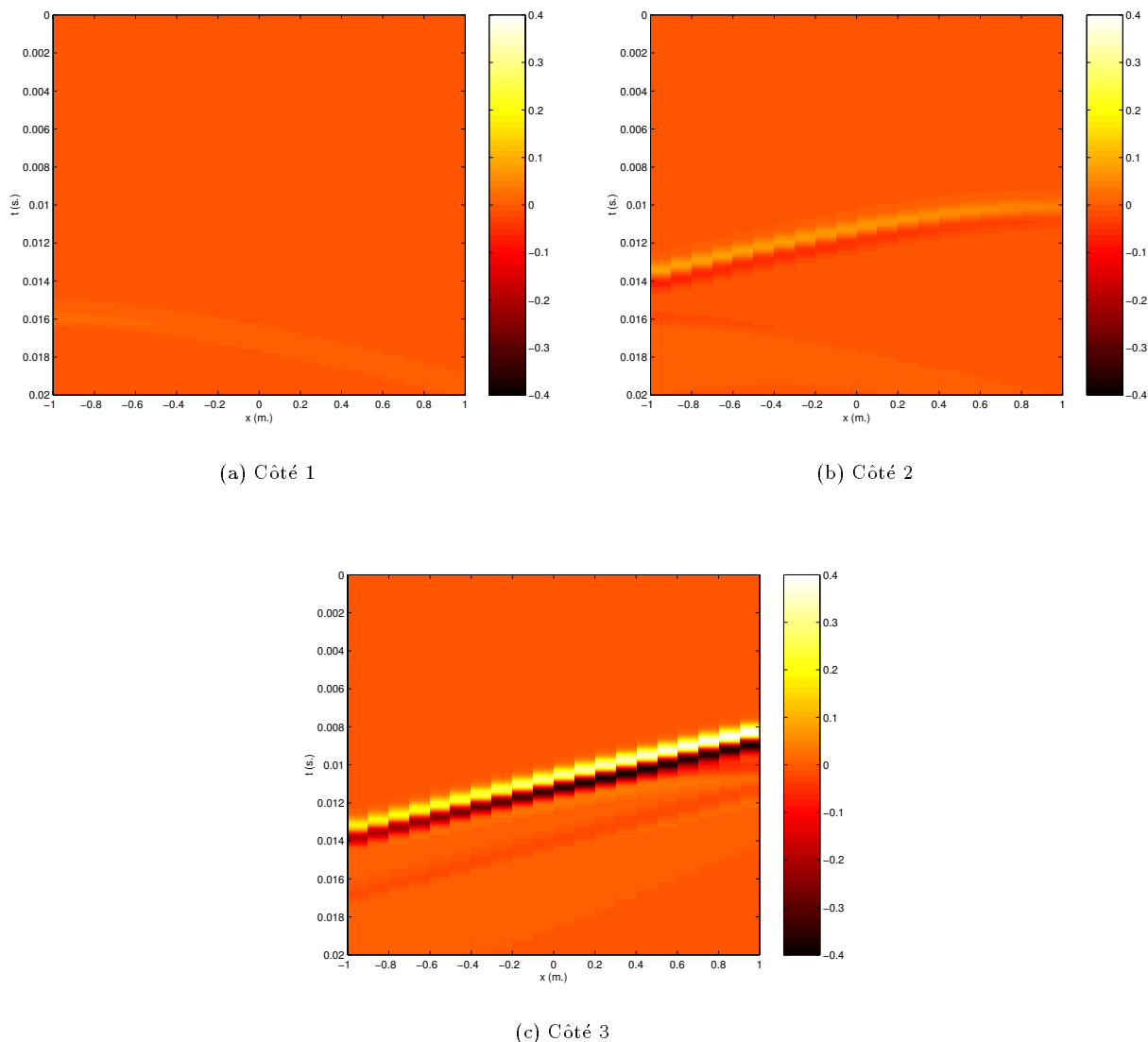


FIG. 3.42 - Réseau polygonal élémentaire: Contribution des trois antennes rectilignes élémentaires pour la source primaire en s_2 (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, antenne rectiligne élémentaire de longueur $l = 2$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 61$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.39, cf. Annexes E & F)

Conclusion

De l'ensemble des résultats présentés au cours de cette section, on retiendra l'idée qu'il est possible, en vertu du Théorème de la Phase Stationnaire, de limiter le réseau fermé de sources secondaires à un réseau ouvert, à condition de restreindre l'espace des sources primaires et la zone d'écoute. Cette idée a été illustrée sur des géométries curvilignes et rectilignes. Il appartient dès lors au concepteur d'adapter la géométrie du réseau en fonction des contraintes imposées par l'application quant à l'espace des sources primaires et la zone d'écoute.

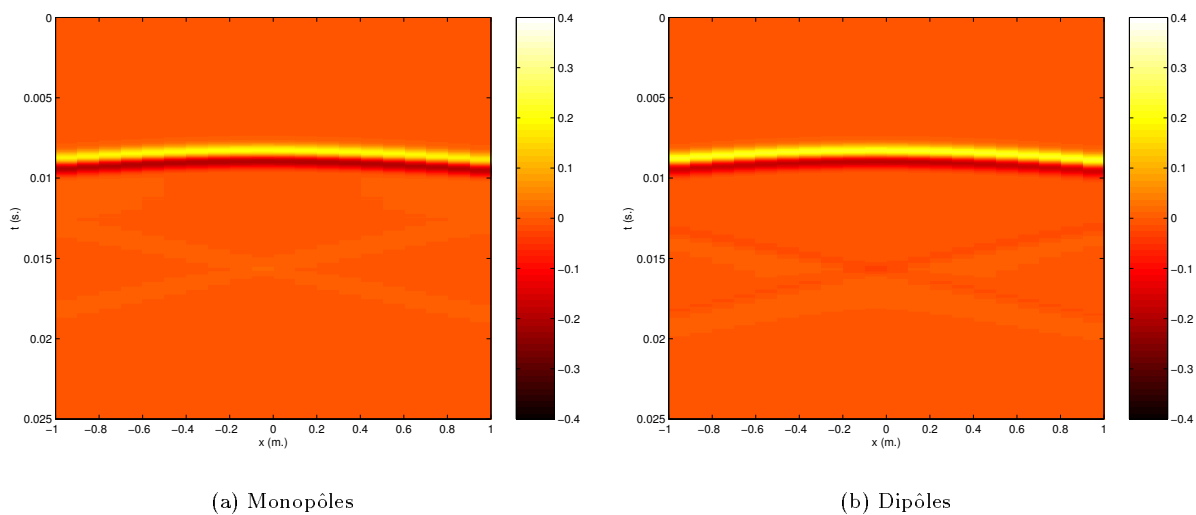


FIG. 3.43 - Réseau circulaire: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires de la sous-antenne circulaire 1 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23 & 3.25, cf. Annexes E & F)

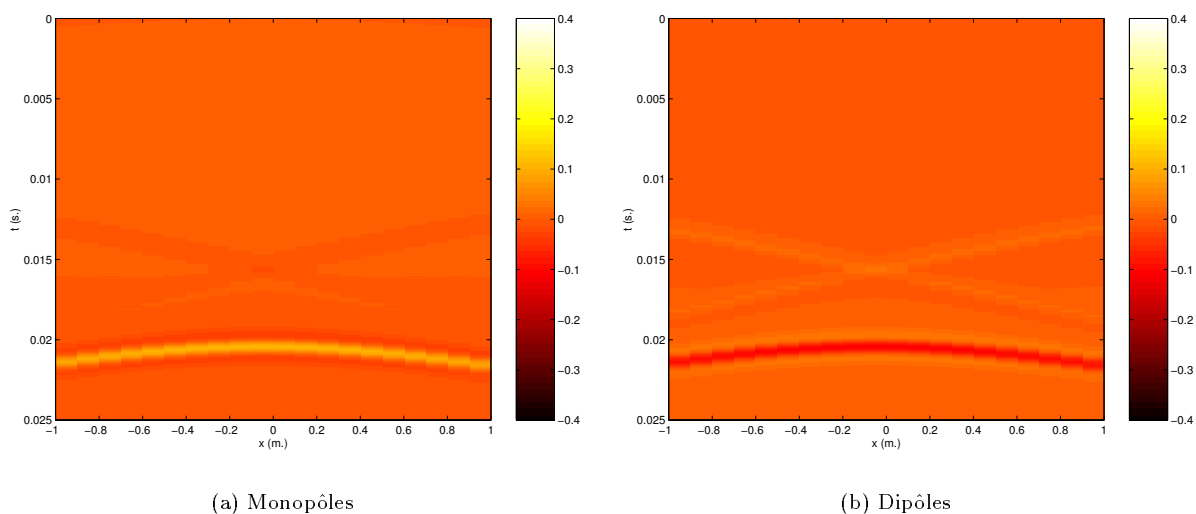


FIG. 3.44 - Réseau circulaire: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires de la sous-antenne circulaire 2 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23 & 3.25, cf. Annexes E & F)

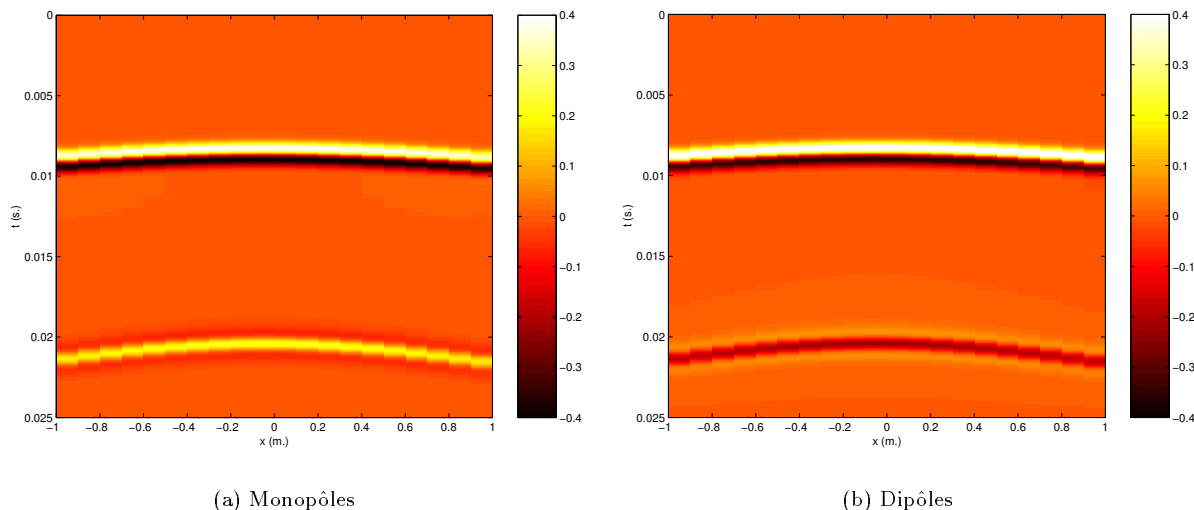


FIG. 3.45 - Réseau circulaire: Onde de pression restituée lorsque le réseau ne comporte exclusivement que des monopôles ou des dipôles (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23 & 3.25, cf. Annexes E & F)

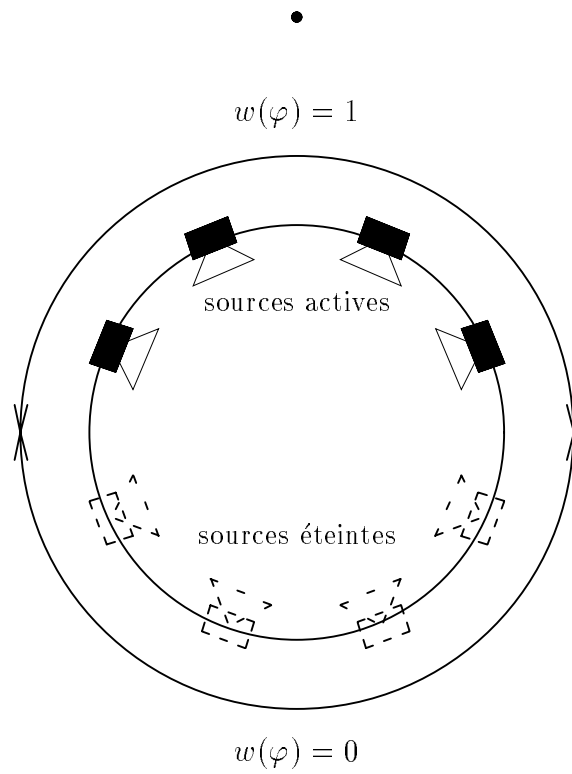
3.4.3 Monopôle versus Dipôle

Plusieurs simplifications du réseau de sources secondaires viennent d'être mises en évidence, il reste cependant que chaque source secondaire se constitue de deux sources élémentaires: une source monopolaire et une source dipolaire. Le réseau effectif de sources requiert donc en réalité un nombre de transducteurs double de celui de sources secondaires. Dans ce qui suit, nous allons comparer les contributions relatives des réseaux monopolaires et dipolaires, afin de déterminer si un seul type de sources ne suffirait pas. De manière indirecte, cette étude va nous apporter une meilleure compréhension des mécanismes de reconstruction de l'onde primaire par les sources secondaires, en expliquant en particulier certains résultats de la section précédente.

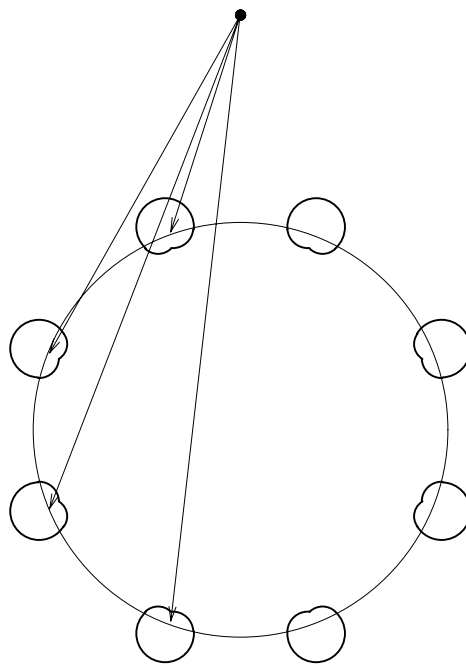
Réseau circulaire

Reprenons l'exemple du réseau circulaire décomposé en deux sous-antennes semi-circulaires (cf. Fig. 3.23 & 3.25). Les figures 3.43 et 3.44 permettent de comparer les ondes synthétisées respectivement par les réseaux monopolaires et dipolaires pour chacune des antennes semi-circulaires. On observe que, pour la première antenne semi-circulaire, les ondes restituées par les monopôles et les dipôles sont strictement identiques (cf. Fig. 3.43). Pour la seconde antenne, les contributions des monopôles et des dipôles sont aussi égaux en valeur absolue, mais ils sont en opposition de phase, de sorte qu'ils s'annulent quand on les superpose, ce qui explique que l'onde globale synthétisée par la sous-antenne 2 soit nulle (cf. Fig. 3.26b). La seconde sous-antenne ne participe donc pas à la reproduction de l'onde primaire, mais les sources qui la constituent ne sont pas pour autant inactives: elles travaillent à s'annuler entre elles, ce qui représente une dissipation inutile d'énergie. Il semble donc préférable, et ce à double titre, de ne pas les alimenter.

On remarque en outre que l'onde restituée par les réseaux monopolaires et dipolaires de la seconde antenne semi-circulaire (cf. Fig. 3.44) ne correspond pas à l'onde primaire. Le front d'onde synthétisé présente notamment un temps d'arrivée nettement supérieur à celui escompté. En première observation, il s'agit donc d'un signal d'erreur qu'il importe d'annuler, ce qui justifie que les sources monopolaires et dipolaires s'annulent entre elles pour cette sous-antenne. Plus précisément, on se rend compte que, pour l'antenne semi-circulaire 1, les sources secondaires sont placées entre la source primaire et la zone de restitution, alors que, pour l'antenne semi-circulaire 2, la zone de restitution s'interpose entre la source primaire et les sources



(a) Pondération spatiale



(b) Utilisation de microphones unidirectionnels

FIG. 3.46 - Réseau circulaire de monopôles: Pondération spatiale semi-circulaire

secondaires, ce qui signifie que les sources secondaires devraient théoriquement émettre un signal avant de l'avoir reçu. Comme les sources secondaires ne peuvent émettre qu'une fois qu'elles ont été excitées, il s'ensuit un retard inévitable dans la synthèse du front d'onde, ce qui rend inexact l'onde restituée par l'antenne semi-circulaire 2. Il est donc évident que cette antenne est physiquement incapable de synthétiser correctement le front d'onde issu d'une source primaire située en s_1 . Il est néanmoins remarquable que cet artéfact de reconstruction soit pris en compte et corrigé au niveau des sources de Kirchhoff, par le jeu des relations de phase entre les composantes monopolaires et dipolaires.

Deux idées essentielles ressortent de cette analyse:

- les contributions des réseaux monopolaires et dipolaires sont *parfaitement équivalentes*, du moins en valeur absolue, de telle sorte qu'il est possible de ne conserver qu'un seul type de sources, les monopôles ou les dipôles, à condition de doubler leur amplitude,
- cependant, dès lors qu'un seul type de sources intervient, il faut impérativement *désactiver une partie des sources secondaires*, celles pour lesquelles les monopôles et les dipôles agissent en opposition de phase: ces sources sont en effet, en vertu de la *Physique* du problème, incapables de contribuer à la synthèse du front d'onde primaire, et n'induisent donc qu'une onde parasite erronée qui, alors qu'elle est annulée par le jeu en opposition de phase des monopôles et des dipôles, n'est plus annulée lorsqu'un seul type de sources est présent, comme on le vérifie sur la figure 3.45.

Ainsi, *au réseau circulaire de sources secondaires constituées de monopôles et de dipôles, on peut substituer un réseau semi-circulaire ne comportant que des monopôles* (ou des dipôles), mais il est impératif d'appliquer au réseau circulaire une fenêtre de pondération spatiale semi-circulaire dont la localisation est assujettie à la position de la source primaire, afin de n'activer que la moitié éclairée du réseau (cf. Fig. 3.46a). En pratique, cette pondération spatiale ne peut pas être appliquée directement au niveau des sources, car elle implique de connaître la position des sources primaires. La façon la plus simple de la prendre en compte consiste en fait à utiliser des *microphones unidirectionnels* à la prise de son: les sources secondaires sont ainsi activées en fonction de l'angle d'incidence de l'onde primaire sur la capsule microphonique qui leur est associée, ce qui réalise bien une pondération spatiale dépendant de la position de la source primaire (cf. Fig. 3.46b).

Réseau carré

Nous allons approfondir les résultats de la section précédente obtenus pour une géométrie circulaire, à la lumière du comportement d'une géométrie rectiligne qui présente l'avantage de pouvoir être interprété à partir des propriétés des Intégrales de Rayleigh. Les figures 3.47, 3.48, 3.49 et 3.50 comparent les contributions respectives des sources monopolaires et dipolaires pour les quatre côtés du réseau carré lorsque la source primaire est située en s_1 (cf. Fig. 3.34).

A l'instar du réseau circulaire, on constate une *forte redondance entre les ondes rayonnées par les sources monopolaires et dipolaires* [Start, 1997]:

- Pour le côté 1, dont on rappelle qu'il effectue l'essentiel du travail de reconstruction, les ondes restituées par le réseau monopolaire et par le réseau dipolaire sont égales, de telle sorte qu'elles se superposent exactement (cf. Fig. 3.36a).
- Pour les côtés 2 et 4, les ondes sont partiellement en opposition de phase, aussi, lorsqu'on les somme, subsiste-t-il une onde résiduelle qui correspond à l'onde d'erreur de reconstruction du côté principal — côté 1 — (cf. Fig. 3.36b & 3.36d).
- En revanche, pour le côté 3, les ondes sont égales en valeur absolue, mais s'avèrent en opposition de phase, de telle sorte qu'elles s'annulent quand on les ajoute (cf. Fig. 3.36c).

Ces résultats s'expliquent par les propriétés des Intégrales de Rayleigh. On a en effet signalé (cf. Section 3.2.5) qu'une des conséquences des Intégrales de Rayleigh est de démontrer implicitement que, dans le cas particulier d'une distribution planaire de sources secondaires, les ondes rayonnées par le réseau monopolaire et par le réseau dipolaire sont strictement égales. Plus exactement, les deux ondes sont égales en valeur absolue, mais elles ne sont en phase que si la source primaire et la zone de restitution sont disposées de

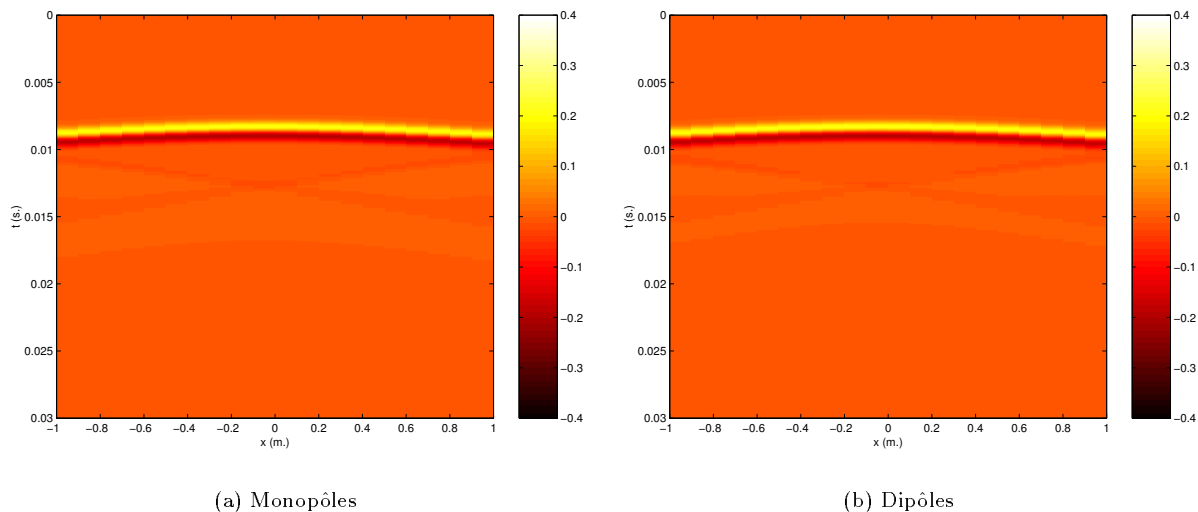


FIG. 3.47 - Réseau carré: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires du côté 1 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 124$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)

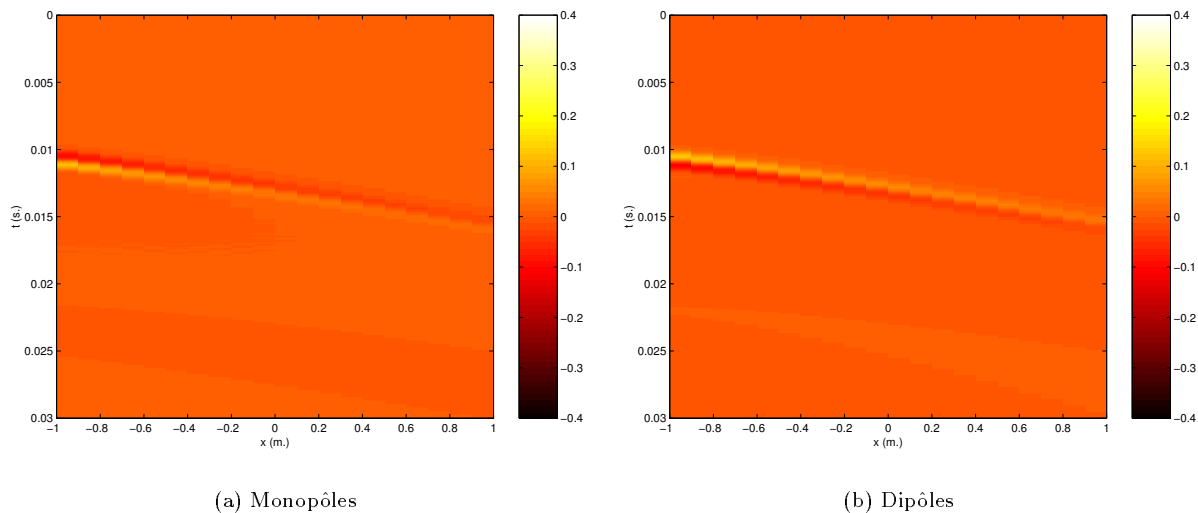


FIG. 3.48 - Réseau carré: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires du côté 2 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 124$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)

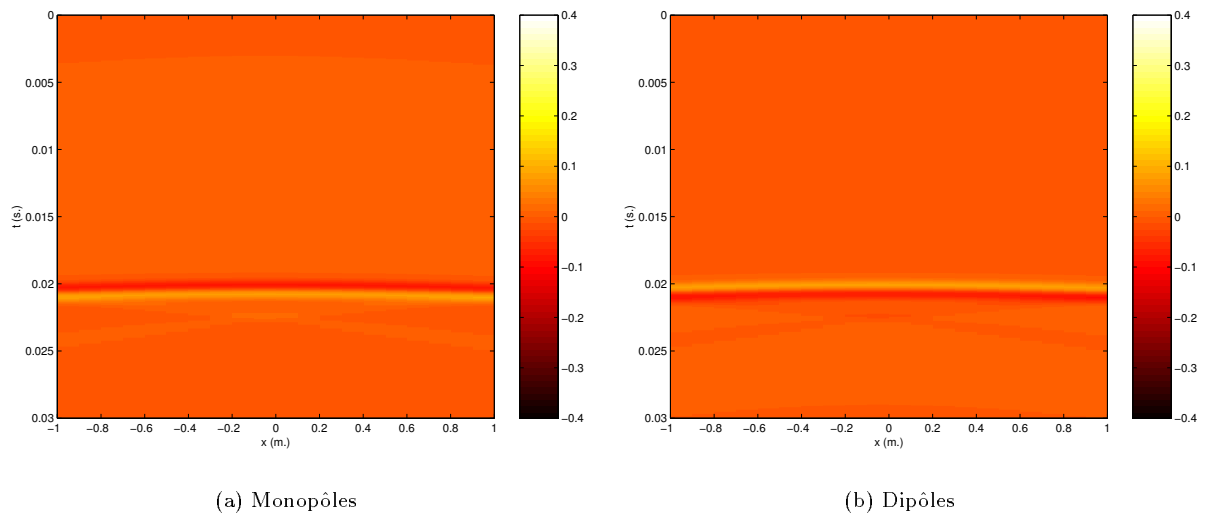


FIG. 3.49 - Réseau carré: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires du côté 3 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 124$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)

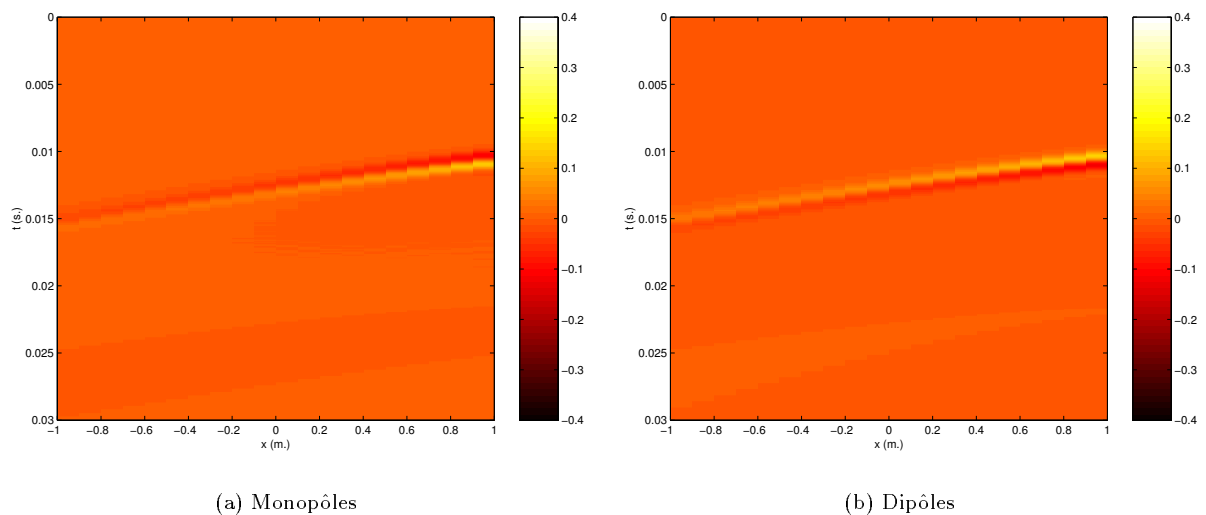


FIG. 3.50 - Réseau carré: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires du côté 4 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 124$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)

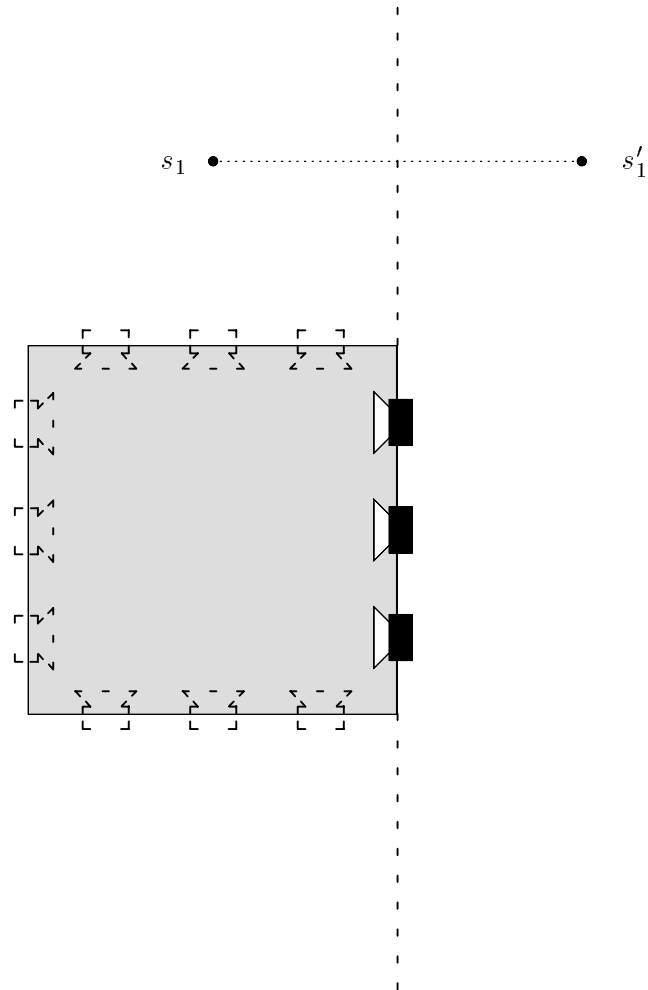


FIG. 3.51 - Simulation d'une source primaire en s_1 située en aval du réseau de sources secondaires (c'est-à-dire du même côté que la zone de restitution): Le front d'onde synthétisé correspond à celui qui aurait été émis par une source située en s'_1 , position symétrique de s_1 par rapport au plan des sources secondaires.

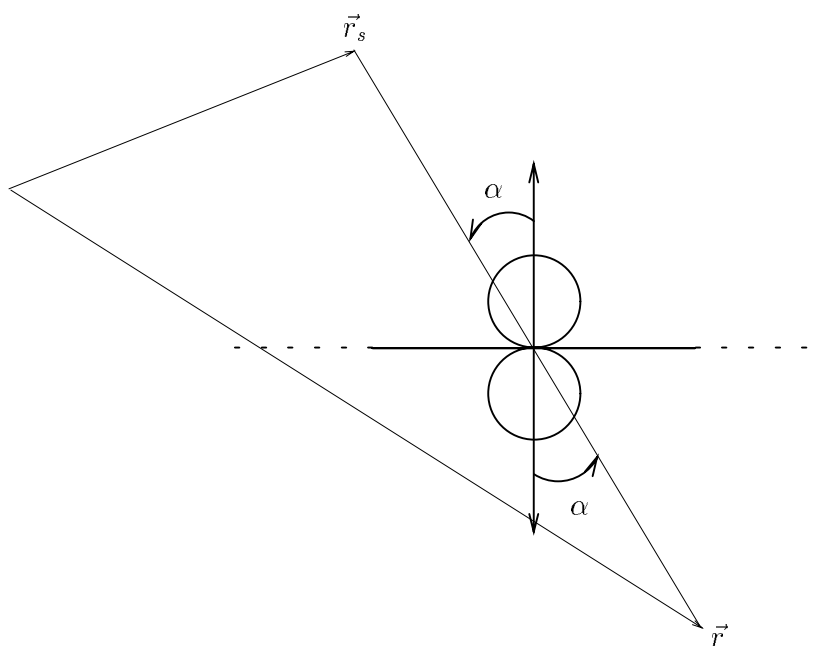


FIG. 3.52 - Source secondaire au point de phase stationnaire: Equivalence entre les ondes rayonnées par le monopôle et le dipôle en vertu de la symétrie des angles d'émission, pour le microphone bidirectionnel, et de réception, pour la source dipolaire.

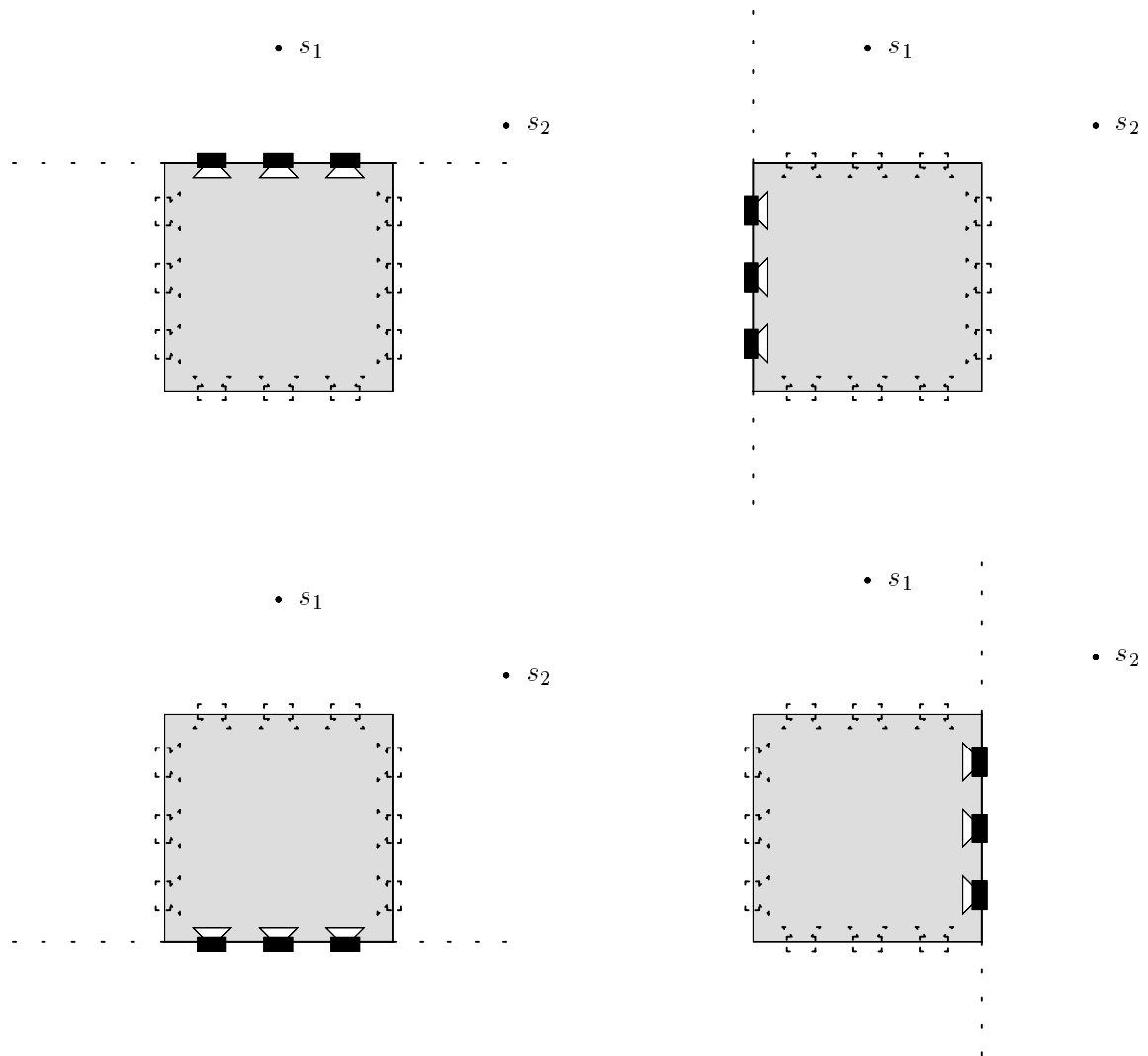


FIG. 3.53 - Distribution 1D de Rayleigh: Chaque côté du réseau carré est identifié à un segment tronqué d'une droite infinie.

part et d'autre du plan de sources secondaires (ce qui se produit uniquement pour le côté 1 si la source primaire est située en s_1). En revanche, si elles sont situées du même côté (ce qui se produit pour les côtés 2, 3 et 4 si la source primaire est située en s_1), elles sont en opposition de phase. Dans le second cas en effet, comme on l'a déjà observé sur le réseau circulaire, la position de la source primaire implique que les sources secondaires devraient émettre avant d'avoir capté l'onde primaire. Le front d'onde ne peut donc être restitué sans un retard qui résulte du temps mis par l'onde primaire pour atteindre le réseau de sources secondaires. Au final, le front d'onde est synthétisé comme s'il provenait d'une source primaire située à la position symétriquement opposée par rapport au réseau de sources secondaires (cf. Fig. 3.51). Il en résulte que le front d'onde reproduit par les sources secondaires est incorrect, d'où l'intérêt du contrôle en opposition de phase des monopôles et des dipôles afin de l'annuler.

Par ailleurs, il faut aussi se rendre compte que l'égalité entre les ondes rayonnées par les réseaux plans de monopôles et dipôles n'est parfaitement vérifiée qu'à condition de considérer une distribution *infinie* de sources secondaires. Pour un plan de dimensions finies, les contributions des réseaux monopolaire et dipolaire ne sont pas strictement égales: les ondes synthétisées par les réseaux monopolaire et dipolaire ne s'annulent donc que partiellement, de sorte qu'il subsiste une erreur résiduelle dans l'onde résultante. Un examen attentif de la géométrie du problème (cf. Fig. 3.52) indique que les ondes rayonnées par le monopôle et le dipôle constituant la source secondaire située au point de phase stationnaire sont égales, étant donné la symétrie des angles d'émission — pour le microphone bidirectionnel — et de réception — pour la source dipolaire —. En revanche, pour les autres sources secondaires, la symétrie n'existe plus: les ondes rayonnées par les monopôles et les dipôles diffèrent donc, et ce d'autant plus qu'on s'écarte du point de phase stationnaire. Par suite, dans le cas du réseau tronqué de sources secondaires, les ondes restituées par les monopôles et les dipôles peuvent être considérées comme égales en bonne approximation, tant que le point de phase stationnaire appartient au réseau. Mais, dès que le point de phase stationnaire est à l'extérieur du réseau, l'égalité entre les ondes restituées par les monopôles et les dipôles n'est plus valide. Par suite, lorsqu'on somme les contributions des monopôles et des dipôles, l'annulation ou la superposition n'est plus que partielle.

Via le Théorème de la Phase Stationnaire, ces résultats restent valables pour une distribution 1D rectiligne, et peuvent être appliqués en l'occurrence à chacun des côtés du réseau carré. On considère chaque côté comme le segment tronqué d'une droite infinie définissant une distribution 1D de Rayleigh (cf. Fig. 3.53). Pour le côté 1, la source primaire et la zone de restitution sont situées de part et d'autre du réseau de sources secondaires, par suite les contributions des monopôles et des dipôles sont en phase (cf. Fig. 3.47). De plus, pour l'ensemble des points récepteurs, le point de phase stationnaire reste contenu dans le segment de sources secondaires, ce qui signifie que l'égalité entre les ondes rayonnées par les réseaux monopolaires et dipolaires est bien vérifiée (cf. Fig. 3.36a). Pour les côtés 2, 3 et 4, en revanche, la source primaire est située du même côté du réseau de sources secondaires que la zone de restitution. Il en résulte que les ondes synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires sont en opposition de phase (cf. Fig. 3.48, 3.49 & 3.50). En outre, pour les côtés 2 et 4, le point de phase stationnaire est situé à l'extérieur du réseau de sources secondaires, de sorte que l'annulation est partielle (cf. Fig. 3.36b & 3.36d). Pour le côté 3, au contraire, le point de phase stationnaire appartient au réseau de sources secondaires, et l'annulation est quasiment parfaite (cf. Fig. 3.36c).

Les figures 3.54, 3.55, 3.56 et 3.57 illustrent les contributions respectives des sources monopolaires et dipolaires lorsque la source primaire est située en s_2 (cf. Fig. 3.34). Ces résultats confirment l'interprétation précédente, en particulier on remarque que pour le côté 4, les contributions monopolaires et dipolaires sont, cette fois, en phase attendu que la source primaire est placée en aval du réseau de sources secondaires (cf. Fig. 3.53).

De l'ensemble de ces observations, on peut conclure que les ondes rayonnées par les réseaux monopolaires et dipolaires sont fortement redondantes, et, qu'en première approximation, elles sont égales en valeur absolue. Par suite, un seul type de sources (monopôles ou dipôles) peut être utilisé. Cependant, comme deux situations se rencontrent: soit les contributions monopolaires et dipolaires sont en phase, soit elles sont en opposition de phase, quelques précautions doivent être observées:

- dans la première situation, il suffit de doubler l'amplitude des sources conservées,
- dans la seconde, il faut désactiver les sources secondaires, sinon elles génèrent un signal d'erreur qui ne peut plus être annulé par le jeu des oppositions de phase entre les monopôles et les dipôles.

La dernière situation implique une pondération spatiale du réseau de sources secondaires afin de n'activer

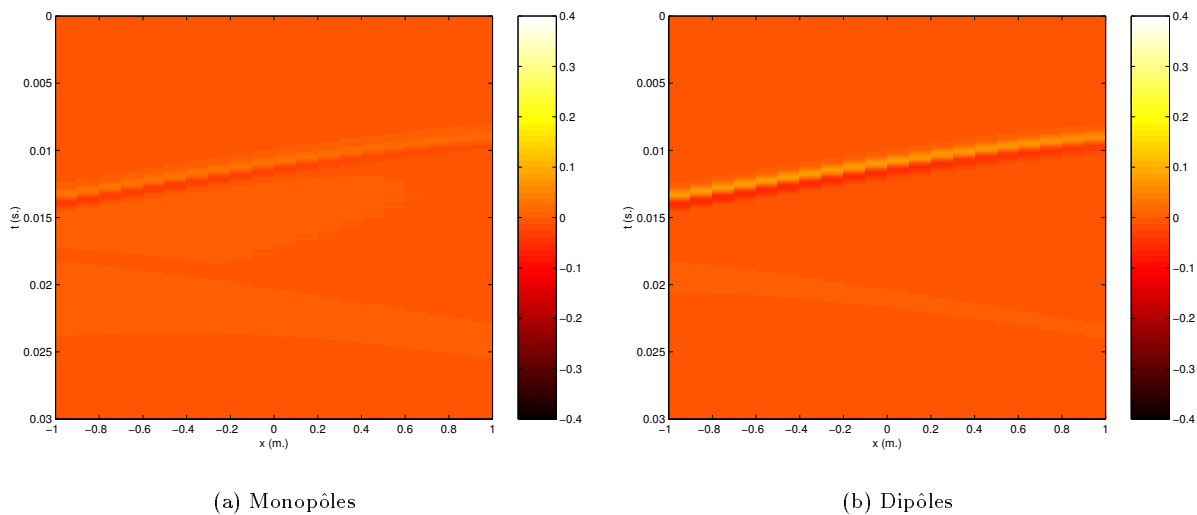


FIG. 3.54 - Réseau carré: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires du côté 1 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_2 , $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 120$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)

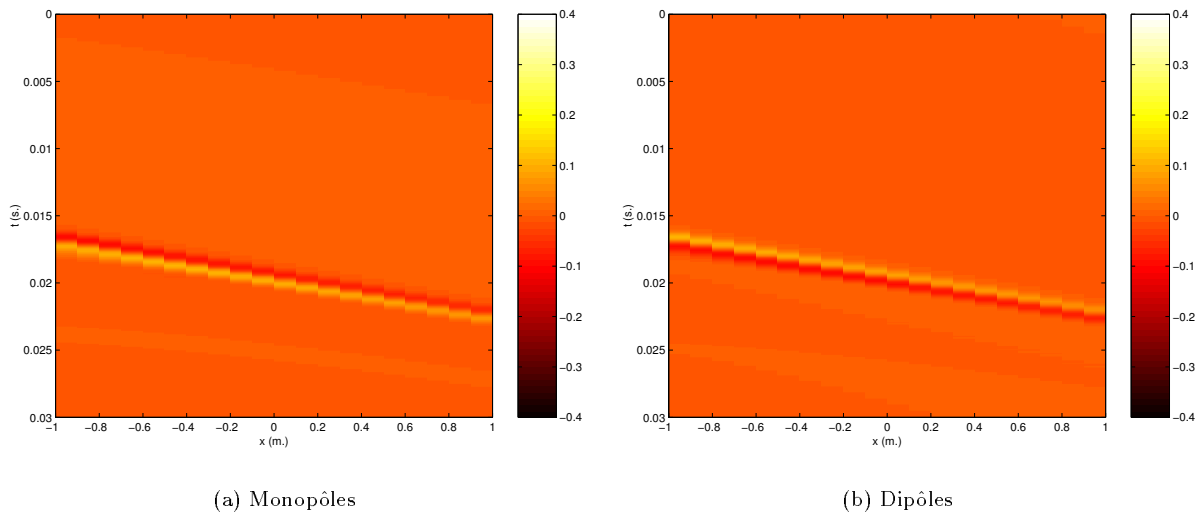


FIG. 3.55 - Réseau carré: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires du côté 2 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_2 , $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 120$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)

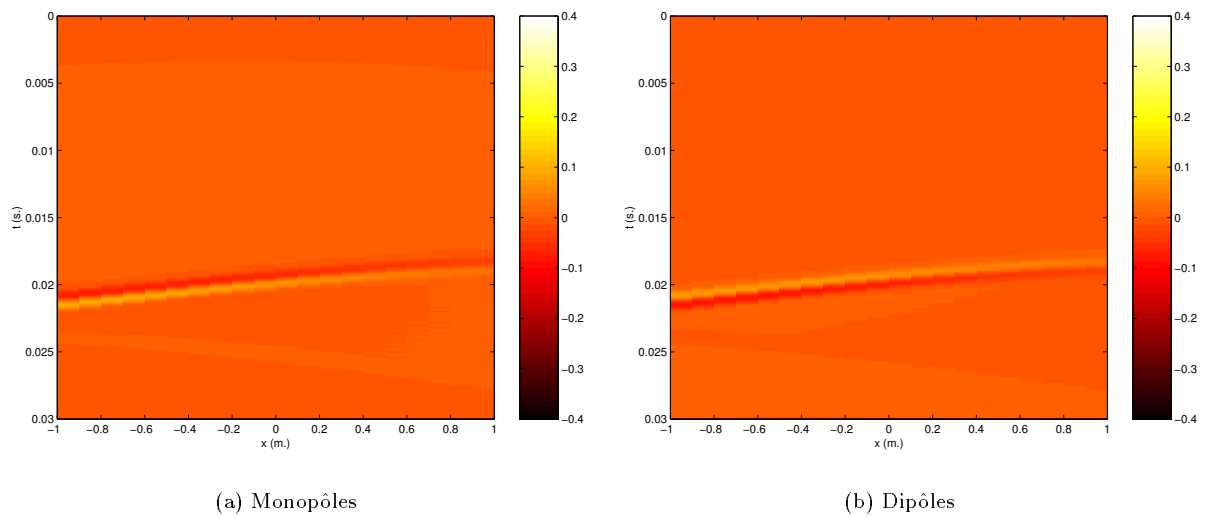


FIG. 3.56 - Réseau carré: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires du côté 3 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_2 , $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 120$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)

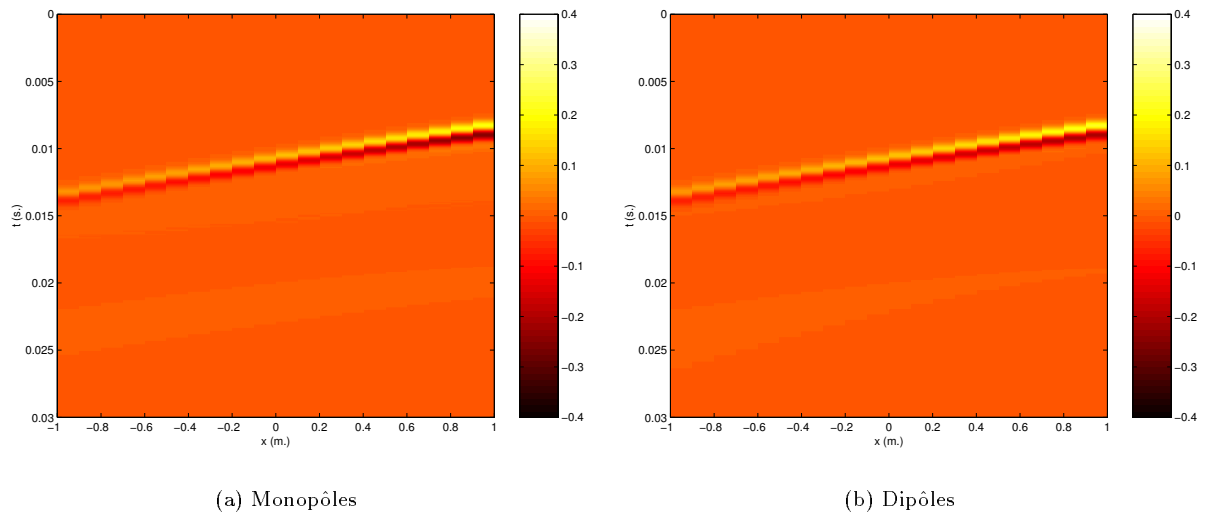
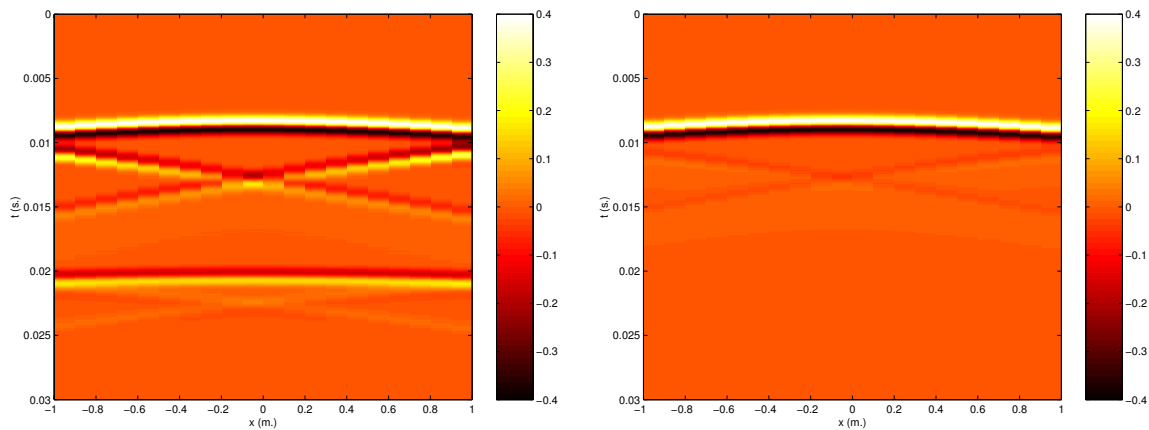
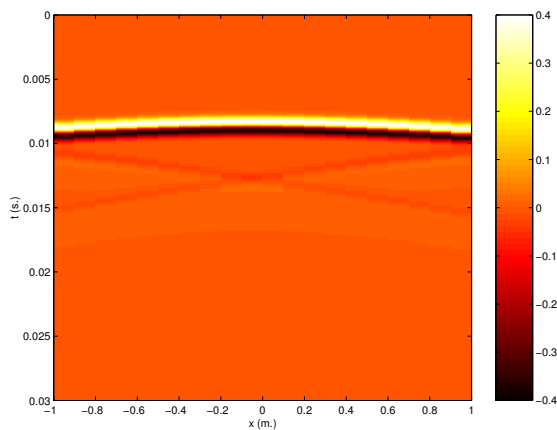


FIG. 3.57 - Réseau carré: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires du côté 4 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_2 , $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 120$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)



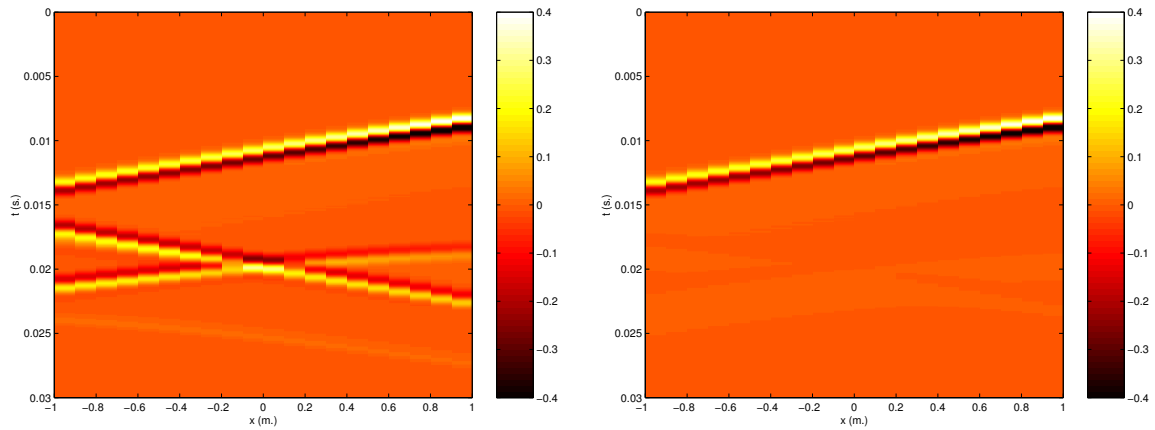
(a) Réseau non pondéré

(b) Réseau pondéré (côté 1 activé)



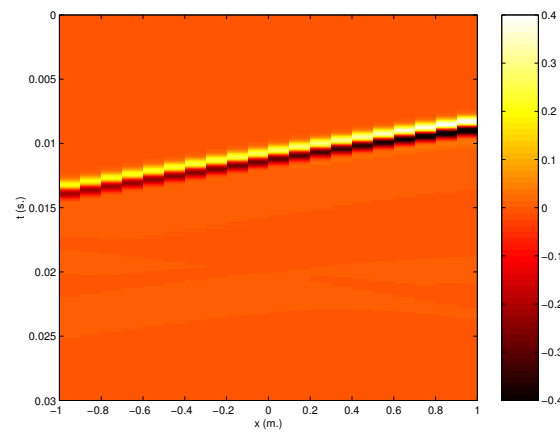
(c) Réseau non pondéré associé à des microphones cardioïdes

FIG. 3.58 - Réseau carré: Onde de pression synthétisée par les sources secondaires monopolaires pour la source en s_1 (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 124$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)



(a) Réseau non pondéré

(b) Réseau pondéré (côtés 1 et 4 activés)



(c) Réseau non pondéré associé à des microphones cardioïdes

FIG. 3.59 - Réseau carré: Onde de pression synthétisée par les sources secondaires monopolaires pour la source en s_2 (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 124$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)

que les sources utiles, c'est-à-dire les sources pour lesquelles monopôles et dipôles sont en phase [Verheijen *et al.*, 1997]. Ainsi, quand la source primaire est située en s_1 , seul le côté 1 doit être activé, tandis que pour la position s_2 , les côtés 1 et 4 interviennent. On se rend compte que la pondération spatiale dépend de la position de la source primaire, ce qui soulève des difficultés pratiques évidentes. Plutôt qu'une pondération directe des sources, il semble donc préférable d'introduire pour la prise de son des microphones unidirectionnels dont la directivité permet de contrôler l'activation des sources secondaires en fonction de la position de la source primaire.

Les figures 3.58 et 3.59 illustrent les ondes synthétisées par différentes configurations du réseau monopolaire:

- le réseau non pondéré, dans lequel les 4 côtés fonctionnent,
- le réseau pondéré, dans lequel seuls un ou deux côtés sont activés selon la position de la source primaire,
- et le réseau non pondéré, dans lequel les sources secondaires sont alimentées par des microphones cardioïdes au lieu de microphones bidirectionnels.

On observe que l'onde restituée par le réseau monopolaire non pondéré est fortement dégradée par la présence d'une onde parasite qui n'est plus annulée par les sources dipolaires. La pondération du réseau corrige parfaitement le phénomène et on constate que l'utilisation de microphones cardioïdes se substitue de façon totalement équivalente à la pondération du réseau. Il semble donc tout à fait possible d'utiliser des sources secondaires monopolaires au lieu des sources de Kirchhoff, à condition toutefois de remplacer les microphones bidirectionnels par des microphones cardioïdes. Ces résultats sont appliqués à la section suivante sur l'exemple générique que constitue le réseau polygonal élémentaire.

Réseau polygonal élémentaire

Reprenons le cas du réseau polygonal élémentaire (cf. Fig. 3.39). On considère à présent un réseau constitué exclusivement de sources monopolaires. Il serait équivalent de ne considérer que des dipôles. À partir des observations précédentes, la géométrie du réseau conduit à délimiter six zones dans l'espace des sources primaires (cf. Fig. 3.60). Chacune des trois antennes rectilignes constituant le réseau polygonal décompose en effet l'espace des sources primaires en deux demi-espaces: pour l'un d'eux (c'est-à-dire celui pour lequel les sources primaires sont en amont des sources secondaires), l'élément d'antenne rectiligne intervient en tant que source *utile*, tandis que pour l'autre (correspondant aux des sources primaires en aval du réseau secondaire), il agit en tant que source perturbatrice qui induit un signal parasite d'erreur qui doit être éliminé. En combinant les six demi-espaces obtenus avec les trois éléments d'antenne, on définit six zones, pour chacune desquelles on est capable d'identifier dans le réseau de sources secondaires les éléments d'antenne à activer et à désactiver. Ainsi, chaque zone est gérée par une partie différente du réseau de sources secondaires. Par exemple, les sources primaires situées dans la zone 1 sont synthétisées uniquement par la sous-antenne 2, tandis que pour la zone 3, les sous-antennes 1 et 2 sont sollicitées. Seule la zone 2 fait intervenir simultanément les trois sous-antennes.

Les figures 3.61, 3.62, 3.63 et 3.64 reproduisent les ondes synthétisées par le réseau polygonal élémentaire exclusivement constitué de monopôles pour les quatre positions de source primaire: s_1 , s_3 , s_4 et s_5 . Les résultats obtenus avec le réseau non pondéré, pondéré et en utilisant des microphones cardioïdes sont comparés. On observe d'abord que l'amplitude de l'onde parasite résultant de l'absence des sources dipolaires reste dans l'ensemble faible, du moins pour les sources primaires situées en s_1 , s_3 et s_4 . Ce résultat provient de la géométrie ouverte du réseau: cette configuration minimise en effet le risque des situations où la source primaire est située en aval d'une partie des sources secondaires. En ce cas, la pondération spatiale du réseau n'a donc pas vraiment lieu d'être appliquée: les ondes restituées par le réseau non pondéré, pondéré ou en utilisant des microphones cardioïdes sont en effet peu différentes. En revanche, on voit que pour des positions très excentrées de source primaire, telles que la position s_5 , une onde parasite d'amplitude relativement forte, qui est induite par le côté 1, se manifeste (cf. Fig. 3.64b). Néanmoins, il est bien corrigé par la pondération du réseau, c'est-à-dire si on n'active que le côté 3, ou l'utilisation de microphones cardioïdes. L'équivalence entre la pondération du réseau de sources secondaires et l'utilisation de microphones cardioïdes est confirmée.

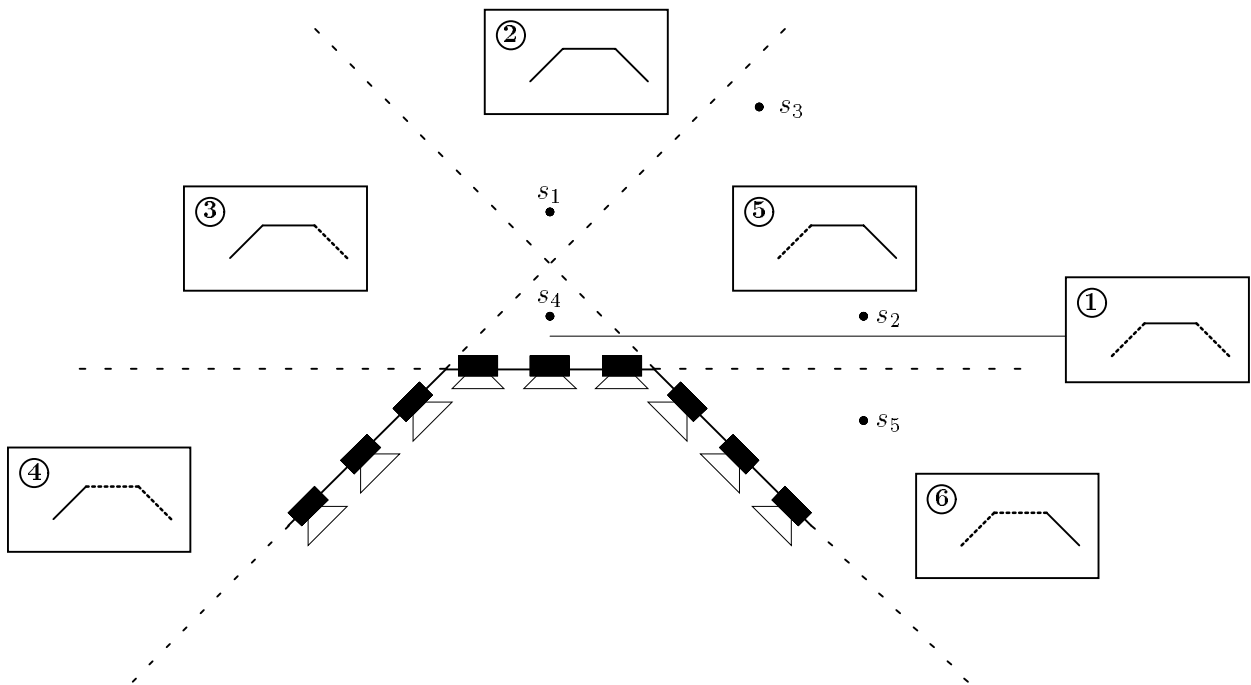


FIG. 3.60 - Réseau polygonal élémentaire: Décomposition de l'espace des sources primaires en six zones associées aux différents éléments du réseau de sources secondaires

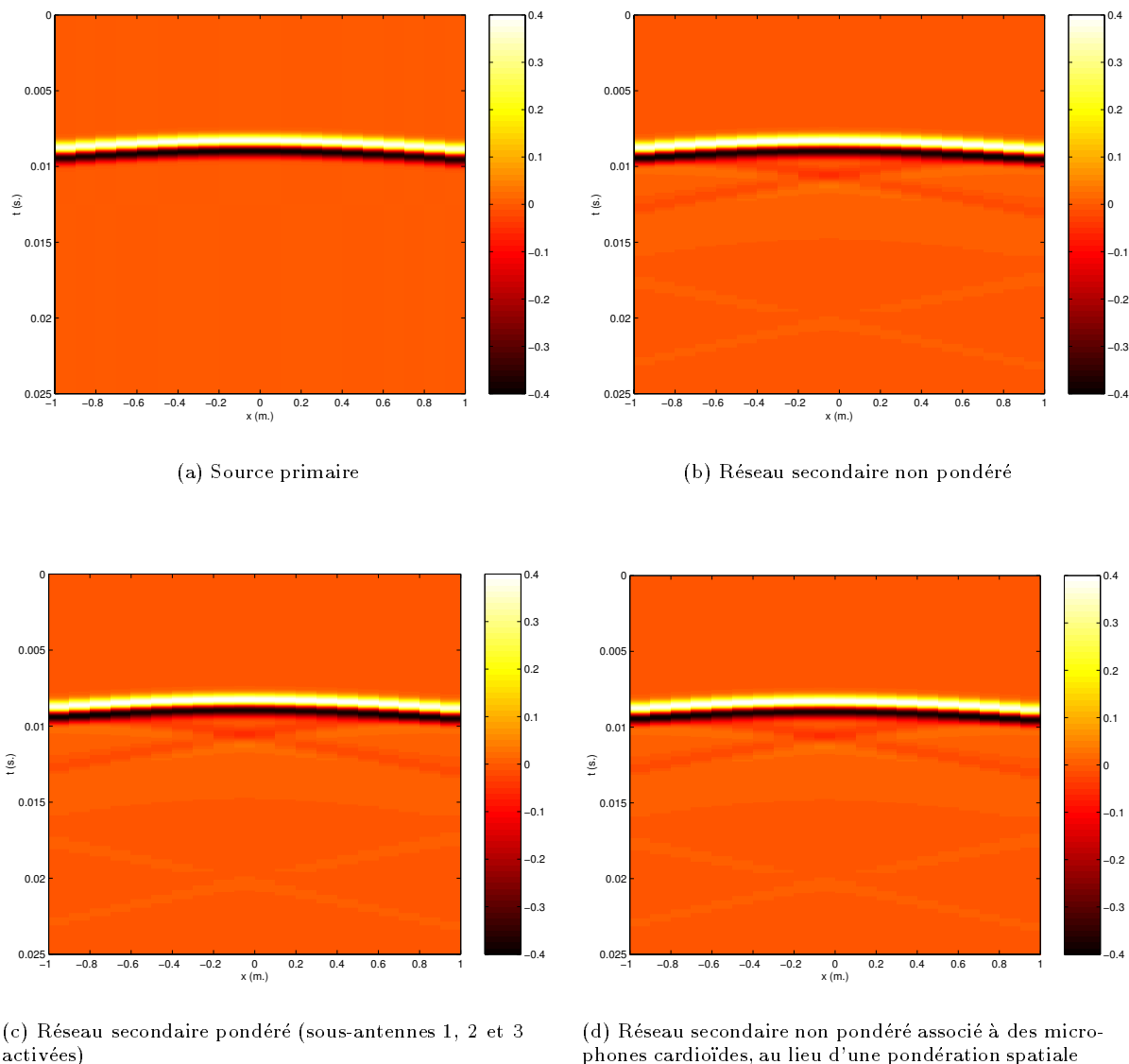


FIG. 3.61 - Réseau polygonal élémentaire: Onde de pression synthétisée par les sources monopolaires pour la source primaire en s_1 (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, antenne rectiligne élémentaire de longueur $l = 2$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 60$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.39, cf. Annexes E & F)

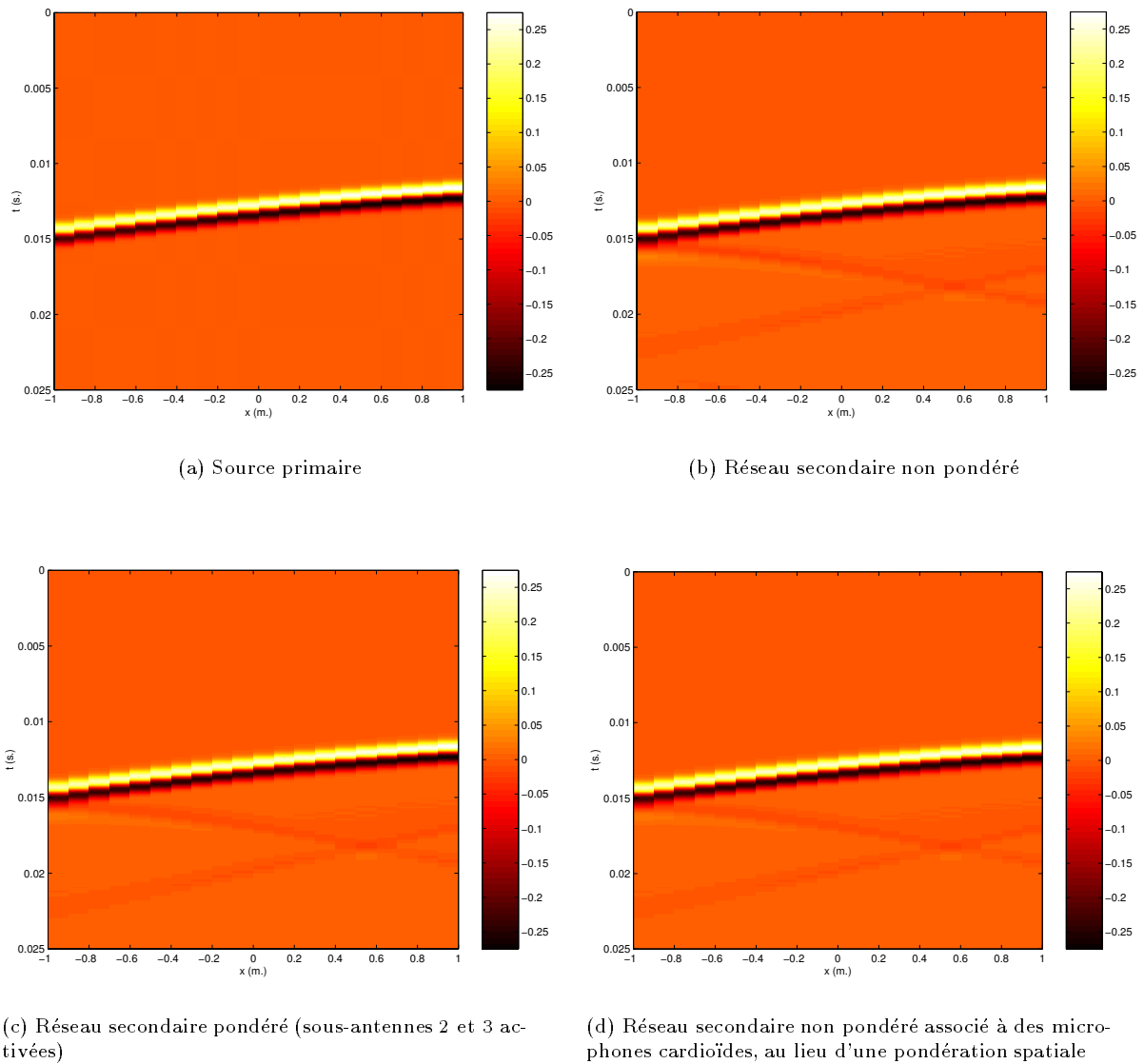


FIG. 3.62 - Réseau polygonal élémentaire: Onde de pression synthétisée par les sources monopolaires pour la source primaire en $s_3[2., 4., 0.]$ (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, antenne rectiligne élémentaire de longueur $l = 2$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 60$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.39, cf. Annexes E & F)

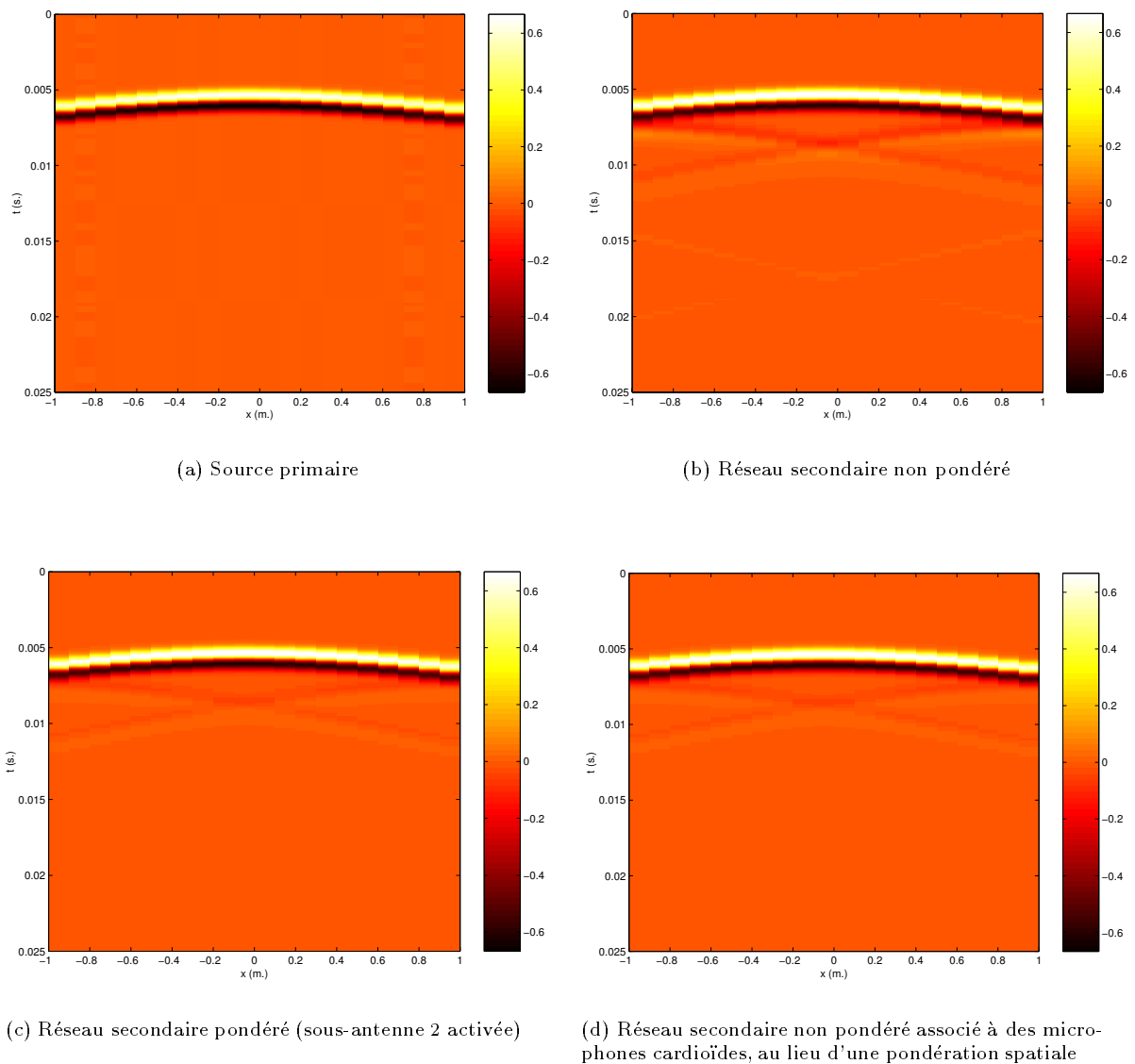
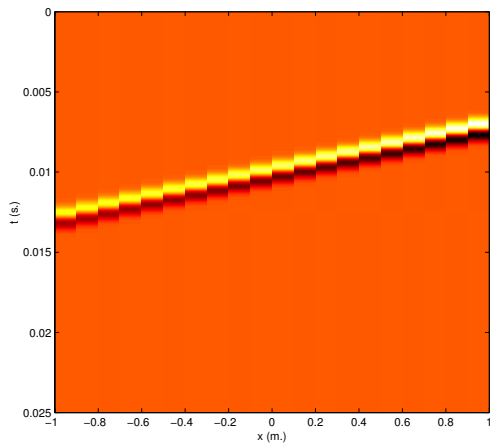
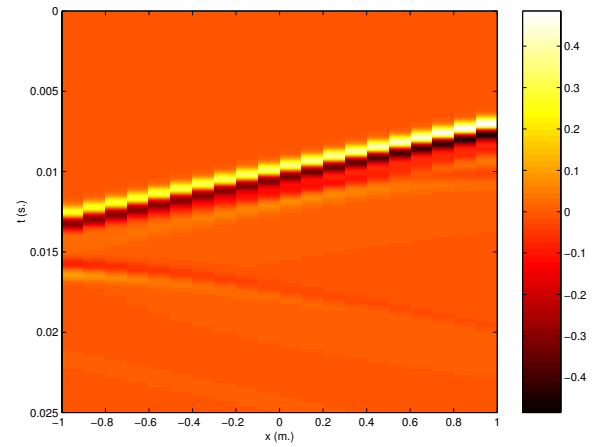


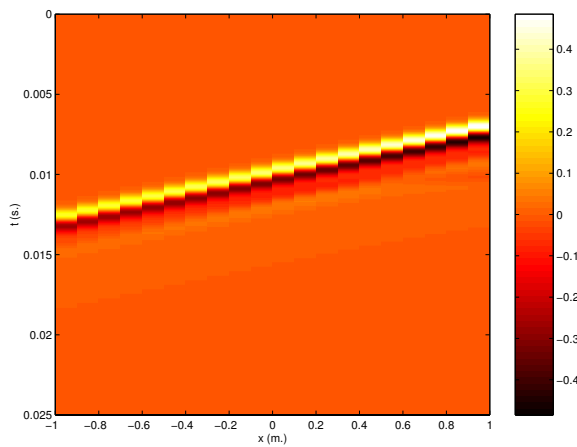
FIG. 3.63 - Réseau polygonal élémentaire: Onde de pression synthétisée par les sources monopolaires pour la source primaire en $s_4[0., 2., 0.]$ (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, antenne rectiligne élémentaire de longueur $l = 2$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 60$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.39, cf. Annexes E & F)



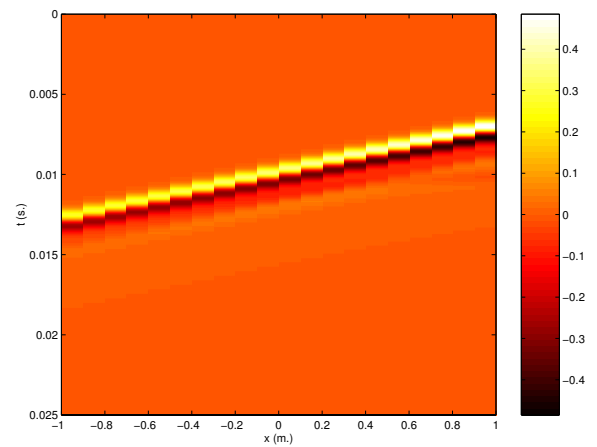
(a) Source primaire



(b) Réseau secondaire non pondéré



(c) Réseau secondaire pondéré (sous-antenne 3 activée)



(d) Réseau secondaire non pondéré associé à des microphones cardioïdes au lieu d'une pondération spatiale

FIG. 3.64 - Réseau polygonal élémentaire: Onde de pression synthétisée par les sources monopolaires pour la source primaire en $s_5[3., 1., 0.]$ (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, antenne rectiligne élémentaire de longueur $l = 2$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 60$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.39, cf. Annexes E & F)

Conclusion

La comparaison des contributions des réseaux dipolaires et monopolaires pour différentes géométries de réseaux curvilignes et rectilignes a clairement mis en évidence combien les deux réseaux sont redondants. On peut donc se contenter de réseaux constitués d'un seul type de sources. Cependant, la reproduction de l'onde primaire par un réseau exclusivement constitué de monopôles ou de dipôles n'est pas parfaite, car elle comporte un signal d'erreur qui n'est plus annulé par le jeu des interférences entre monopôles et dipôles. Ce signal d'erreur peut être réduit en pondérant les sources secondaires en fonction de la position de la source primaire. Une façon pratique de mettre en œuvre cette solution consiste à utiliser des microphones unidirectionnels pour la prise de son. Quelques règles générales relatives à la pondération spatiale du réseau ont été dégagées dans le cas de géométries rectilignes à partir des propriétés des intégrales de Rayleigh.

3.4.4 Intégrale(s) de Rayleigh généralisée(s)

L'ensemble des simplifications décrites au cours des sections précédentes conduit à définir, à partir des intégrales de Kirchhoff et de Rayleigh, une nouvelle intégrale, l'*intégrale de Rayleigh généralisée 1D* [Start, 1996] [Start, 1997], qui se définit comme:

- une intégrale **1D**, du fait qu'elle prend en compte l'*approximation de la phase stationnaire*,
- une intégrale de **Rayleigh**, attendu qu'à la prise et la restitution du son, *un seul type de transducteurs* à la fois (microphones à gradient de pression associés à des sources monopolaires ou microphones de pression associés à des sources dipolaires) est utilisé,

Mais, au lieu d'une géométrie rectiligne spécifique à Rayleigh, on préfère un réseau *curviligne* — réseau *ouvert* —, d'où l'idée d'une intégrale de Rayleigh *généralisée*.

On définit ainsi une approche intermédiaire entre les approches de Kirchhoff et Rayleigh: approche de Kirchhoff par la géométrie du réseau de sources secondaires et approche de Rayleigh par le type de sources. Par suite, il s'agit aussi bien d'une *intégrale de Kirchhoff simplifiée* que d'une *intégrale de Rayleigh améliorée*.

3.4.5 Concept de source notionnelle

D'importantes simplifications du réseau de sources secondaires viennent d'être dégagées. Il semble difficile de le réduire davantage, du moins du point de vue de la restitution sonore, si on veut préserver une zone d'écoute étendue. Néanmoins il est encore possible de le simplifier du point de vue de la *prise de son*, grâce au concept de *source notionnelle* qui a été introduit par l'équipe de l'U.T.D. [Berkhout *et al.*, 1993] [Start, 1997].

Ce concept de source notionnelle repose sur deux idées:

- *dissocier le réseau de microphones du réseau de haut-parleurs*, dans le but d'assurer une couverture optimale de la scène sonore, notamment en termes du nombre de microphones rapporté au nombre de sources sonores,
- *introduire une étape de traitement du signal* destinée à simuler une prise de son holophonique et qui consiste à propager les signaux enregistrés par les microphones de la position réelle des capteurs à l'emplacement du réseau théorique virtuel situé au niveau des haut-parleurs.

Multimicrophonie de proximité

En théorie, dans une approche holophonique rigoureuse, la prise de son est assurée par un réseau de microphones qui est l'exacte réplique du réseau de haut-parleurs destinés à la restitution. Avec le concept de source notionnelle, une approche plus classique de prise de son, qui s'inspire de la *multimicrophonie de proximité*, est préférée. Dans une configuration où les sources sonores restent à des positions fixes, chaque source est ainsi enregistrée par un microphone individuel placé à une distance de l'ordre de quelques dizaines de centimètres (cf. Fig. 3.65). Le nombre de microphones est donc égal au nombre de sources sonores, ce qui représente en général une réduction appréciable du nombre de capteurs par rapport au réseau holophonique. Chaque signal microphonique correspond en première approximation au signal émis directement par la source

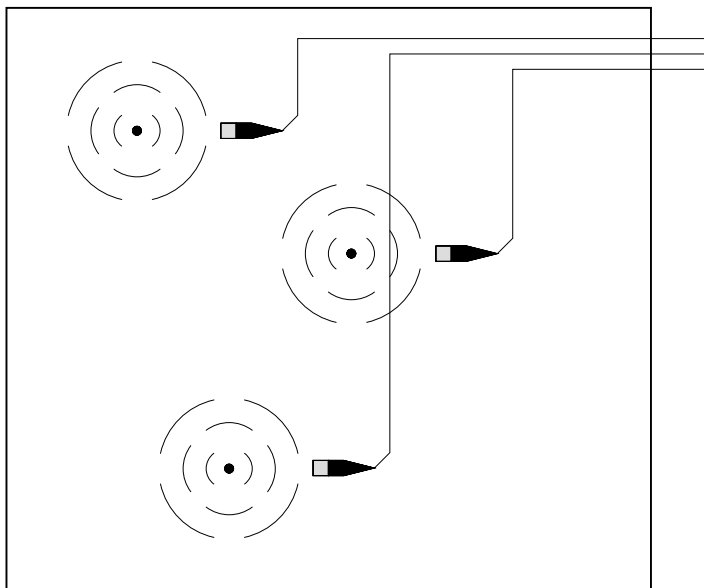


FIG. 3.65 - Multimicrophonie de proximité

primaire, abstraction faite de tout phénomène propagatif. Le microphone se substitue ainsi à la notion de source sonore et, par suite, il définit une *source notionnelle*¹⁵.

Processus d'extrapolation des signaux: Rétropropagation et Propagation

On a compris que les signaux issus des microphones ne peuvent pas alimenter directement les haut-parleurs pour reproduire l'onde primaire. A partir des signaux microphoniques, il faut simuler une prise de son holophonique, c'est-à-dire se ramener aux signaux qu'auraient enregistrés les microphones du réseau théorique disposé à l'emplacement des haut-parleurs (cf. Fig. 3.66) [Berkhout *et al.*, 1993] [Berkhout, 1988]. Dans ce but, un processus d'*extrapolation* est appliqué en aval de la prise de son. Il comporte deux étapes: une *rétropropagation* du microphone sur la source primaire suivie d'une *propagation* de la source primaire sur les sources secondaires. Le signal microphonique est d'abord rétropropagé de l'emplacement du microphone jusqu'à la position de la source primaire qui, pour cette opération, est assimilée à un monopôle. Il s'agit de compenser le temps de propagation et l'atténuation due à la divergence sphérique. Si on considère les signaux dans le domaine fréquentiel, l'opération se traduit par un déphasage et un gain. Les positions du microphone et de la source primaire étant repérées respectivement par les vecteurs \vec{r}_m et \vec{r}_s , le signal de la source primaire p_s est ainsi dérivé du signal microphonique p_m :

$$p_s(\vec{r}_s, \omega) = |\vec{r}_m - \vec{r}_s| e^{jk|\vec{r}_m - \vec{r}_s|} p_m(\vec{r}_m, \omega) \quad (3.23)$$

L'onde ramenée à l'origine de chaque source primaire est ensuite propagée jusqu'au réseau de haut-parleurs. Comme pour la rétropropagation, la propagation est modélisée par un retard et une atténuation, c'est-à-dire que les sources primaires sont assimilées à des monopôles acoustiques. Par exemple, le signal $p_0(\vec{r}_0, \omega)$ qui est destiné à alimenter le haut-parleur situé au point \vec{r}_0 s'obtient comme:

$$p_0(\vec{r}_0, \omega) = \frac{e^{-jk|\vec{r}_0 - \vec{r}_s|}}{|\vec{r}_0 - \vec{r}_s|} p_s(\vec{r}_s, \omega) \quad (3.24)$$

15. L'adjectif "notionel" est la traduction littérale de l'anglais "notional" [Berkhout *et al.*, 1993].

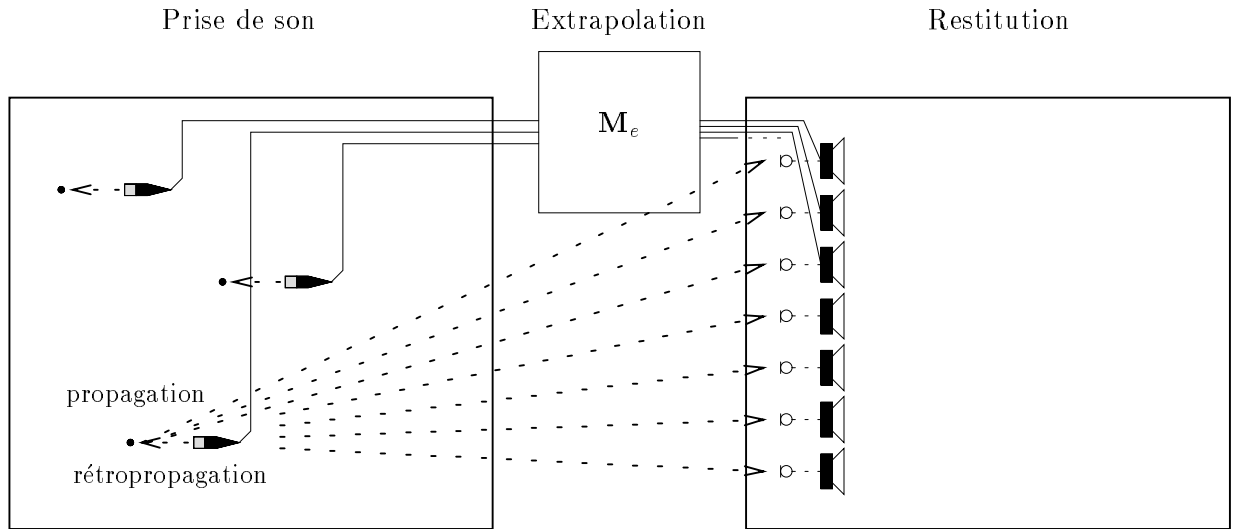


FIG. 3.66 - Processus d'extrapolation appliqué aux signaux microphoniques: Opérations de rétropropagation et propagation destinées à simuler une prise de son par un réseau holophonique

Cette relation est donnée pour un capteur théorique correspondant à un microphone de pression, c'est-à-dire un microphone omnidirectionnel. Si les capteurs possèdent une directivité décrite par une fonction $h(\varphi_0, \theta_0)$, la relation précédente devient:

$$p_0(\vec{r}_0, \omega) = h(\varphi_0, \theta_0) \frac{e^{-jk|\vec{r}_0 - \vec{r}_s|}}{|\vec{r}_0 - \vec{r}_s|} p_s(\vec{r}_s, \omega) \quad (3.25)$$

Dans le cas où plusieurs sources primaires sont présentes, il faut sommer leurs différentes contributions au niveau de chaque haut-parleur:

$$p_0(\vec{r}_0, \omega) = \sum_{i=1}^{N_s} h(\varphi_0, \theta_0) \frac{e^{-jk|\vec{r}_0 - \vec{r}_{s_i}|}}{|\vec{r}_0 - \vec{r}_{s_i}|} p_s(\vec{r}_{s_i}, \omega) \quad (3.26)$$

où la position de la i ème source est identifiée par le vecteur \vec{r}_{s_i} et N_s représente le nombre total de sources primaires. En d'autres termes, le signal alimentant un haut-parleur dépend de tous les signaux microphoniques, contrairement à une approche purement holophonique où chaque microphone n'est relié qu'à un haut-parleur.

Matrice d'encodage

Au final, dans une configuration où un ensemble de N_s sources sont enregistrées par $N_m = N_s$ microphones pour être restituées sur une antenne de N_h haut-parleurs, les signaux alimentant les N_h haut-parleurs s'expriment directement en fonction des N_m signaux microphoniques par une relation matricielle de la forme:

$$\mathbf{p}_0 = \mathbf{M}_e \mathbf{p}_m \quad (3.27)$$

avec:

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_m^T(\omega) &= [p_m(\vec{r}_{m_1}, \omega) \ p_m(\vec{r}_{m_2}, \omega) \ \cdots \ p_m(\vec{r}_{m_{N_m}}, \omega)] \\ \mathbf{p}_0^T(\omega) &= [p_0(\vec{r}_{0_1}, \omega) \ p_0(\vec{r}_{0_2}, \omega) \ \cdots \ p_0(\vec{r}_{0_{N_h}}, \omega)] \end{aligned}$$

La matrice \mathbf{M}_e est la *matrice d'encodage* des signaux qui réalise à la fois les opérations de rétropropagation et de propagation. Elle est définie par (cf. Equ. 3.23 & 3.26):

$$M_{e_{i,j}} = h(\varphi_{0_i}, \theta_{0_i}) e^{jk(|\vec{r}_{m_j} - \vec{r}_{s_j}| - |\vec{r}_{0_i} - \vec{r}_{s_j}|)} \frac{|\vec{r}_{m_j} - \vec{r}_{s_j}|}{|\vec{r}_{0_i} - \vec{r}_{s_j}|}$$

Sources en mouvement

La multimicrophonie de proximité n'est applicable qu'à des sources sonores fixes. L'approche précédente peut être néanmoins étendue au cas de sources mobiles. L'équipe de l'U.T.D. propose de couvrir l'espace des sources primaires par un réseau microphonique horizontal disposé à quelques mètres au dessus des sources sonores (cf. Fig. 3.67) [Berkhout *et al.*, 1993] [Start, 1997]. La scène sonore est décomposée en plusieurs zones élémentaires, sur chacune desquelles pointe un des microphones du réseau. La découpe de l'espace prend en compte les performances de discrimination spatiale de l'appareil auditif humain, en cherchant à adapter la résolution du découpage à celle de la perception. En particulier, comme le pouvoir de résolution spatiale du système auditif est plus élevé en azimut qu'en profondeur, il convient de définir des zones élémentaires étroites, mais profondes (cf. Fig. 3.67).

Le réseau microphonique horizontal se compose de microphones hyperdirectifs, ce qui permet de focaliser chaque microphone sur une zone élémentaire, en minimisant les interférences avec les sources sonores présentes dans les autres zones. En outre, la directivité du microphone est utile pour compenser les effets de la distance de prise de son qui est, en l'occurrence, de l'ordre de plusieurs mètres. Grâce aux microphones hyperdirectifs, le rapport signal à bruit, ainsi que le rapport entre le champ direct et le champ réverbéré sont en effet préservés, en dépit de l'éloignement des sources sonores.

Les microphones sont répartis en tolérant un recouvrement partiel de leurs lobes de directivité, en recherchant le compromis optimal entre la discrimination spatiale et l'homogénéité du rendu sonore. Un recouvrement trop faible augmente la discrimination spatiale, mais on risque d'observer d'importantes variations de niveau sonore lorsqu'une source se déplace entre plusieurs zones. Si le recouvrement entre microphones est trop fort, l'homogénéité du rendu est garantie, mais la discrimination spatiale entre les zones disparaît. Les travaux menés à l'U.T.D. préconisent un recouvrement entre lobes microphoniques adjacents à -3 dB. Le recouvrement est ajusté en jouant sur la hauteur du réseau de microphones. Cependant, dans certains cas, la hauteur des microphones est imposée par la configuration de la salle et s'avère trop grande pour réaliser une discrimination spatiale satisfaisante, compte tenu de la directivité insuffisante des microphones. Les antennes acoustiques offrent une alternative intéressante du fait de leur sélectivité spatiale pointue. On pourrait ainsi envisager de substituer au réseau de microphones une ou plusieurs antennes acoustiques dont les lobes balayeraient les différentes zones de la scène sonore (cf. Fig. 3.68).

Comme en multimicrophonie de proximité, le signal recueilli en sortie d'un microphone du réseau est assimilé au champ direct qu'aurait émis une source située au centre de la zone qu'il pointe. Si aucune source n'est présente, le signal capté est nul, mais, dès qu'une source intervient dans sa zone d'attribution, elle est retransmise en sortie du capteur modulo la directivité du microphone. Dans le cas où la source est située à la frontière entre deux zones, elle est retransmise sur deux microphones. Ce dispositif est véritablement une généralisation de la multimicrophonie de proximité à la prise de son d'une scène sonore quelconque incluant des sources fixes ou en mouvement. Le concept de source notionnelle prend alors tout son sens: chaque microphone définit une source *potentielle*, voire *virtuelle*, qui n'a pas forcément de support physique, d'où l'idée de *notion de source* ou source notionnelle. Ce dispositif de prise de son revient en fait à décomposer le champ primaire sur la base d'une distribution de sources élémentaires figurées par les sources notionnelles associées aux différents microphones.

Intérêt des sources notionnelles

L'intérêt majeur du concept de source notionnelle réside dans la *réduction du nombre de microphones* nécessaires à la prise de son: du moins le rapport entre le nombre de microphones et le nombre de sources sonores à enregistrer est-il plus optimal. En général, on se ramène à une situation où le nombre de microphones est égal au nombre de sources primaires. Le nombre de signaux à stocker ou diffuser en vue de la restitution est également réduit d'autant. On note que, contrairement à une prise de son holophonique où il existe une forte diaphonie entre les différentes voies d'enregistrement, le concept de source notionnelle réduit la

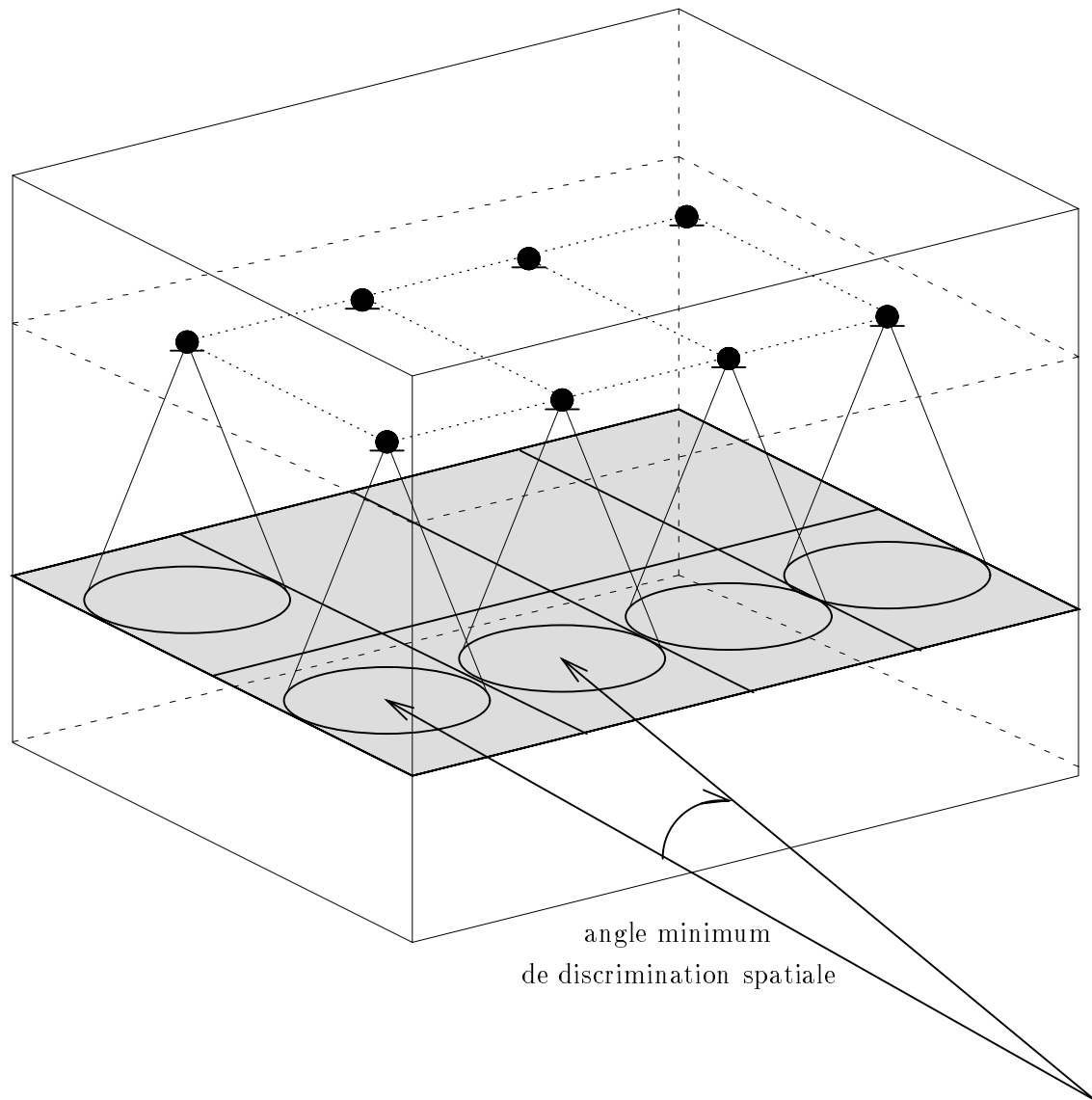


FIG. 3.67 - Concept de source notionnelle appliqué à des sources en mouvement: Couverture de la scène sonore par un réseau microphonique horizontal disposé en hauteur et dont chaque microphone pointe sur une fraction de l'espace

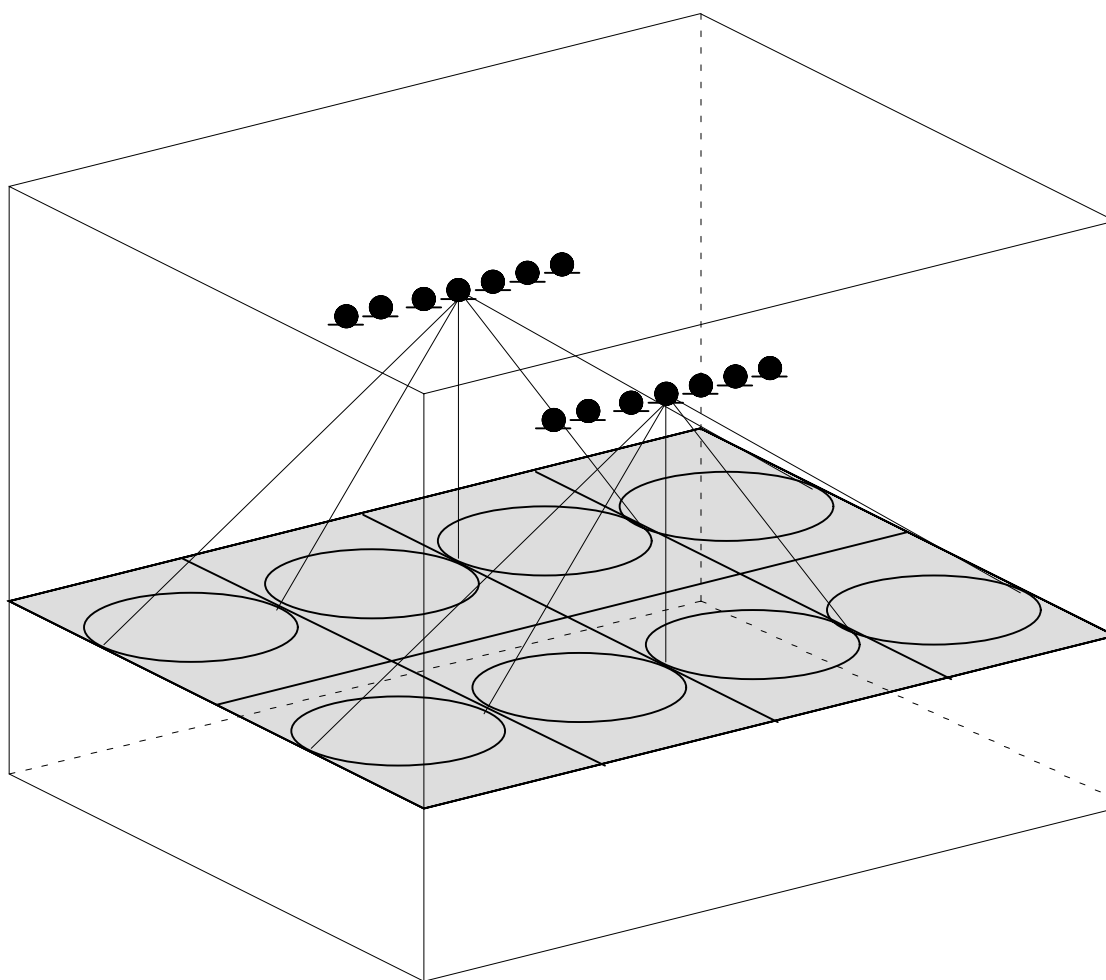


FIG. 3.68 - Couverture de la scène sonore par des antennes acoustiques dont les lobes balaient les différentes zones de la scène sonore

redondance entre les signaux enregistrés. Il est alors possible d'intervenir sur un des signaux, c'est-à-dire une des sources sonores, sans interférer sur les autres sources. Par ailleurs, du fait que les réseaux de microphones et de haut-parleurs sont spatialement dissociés, les problèmes de *couplage entre microphones et haut-parleurs*, lorsque la prise et la restitution du son sont effectuées simultanément¹⁶, sont minimisés, surtout si l'on a soin d'utiliser des microphones directifs.

Cependant, le concept de source notionnelle repose sur une approche de prise de son de proximité qui pose des problèmes d'instabilités liées aux effets de champ proche [Nicol, 1997]. Cette approche appelle aussi quelques commentaires relatifs à la restitution de l'*effet de salle* et de la *directivité des sources primaires*. En multimicrophonie de proximité, chaque microphone étant placé au voisinage immédiat des sources, l'effet de salle est masqué par le champ direct prédominant. Cette prise de son ne permet pas non plus de rendre compte de la directivité des sources primaires. Les mêmes remarques restent valables lorsque la prise de son est assurée par un réseau microphonique horizontal¹⁷, attendu qu'en utilisant des microphones hyperdirectifs, on cherche à se rapprocher des conditions d'une prise de son en champ proche. Par ailleurs, dans le processus d'extrapolation qui simule la propagation acoustique des microphones vers le réseau de haut-parleurs, les sources sonores sont modélisées par des monopôles et on considère une propagation en champ libre. Il semble néanmoins possible d'introduire dans le processus d'extrapolation des modèles de propagation plus raffinés, afin de simuler un effet de salle ou de restituer la directivité des sources. Bien entendu, l'effet de salle et la directivité des sources devront avoir été identifiés par des mesures préalables. En contrepartie, la complexité en coût de calcul du système sera considérablement augmentée.

L'équipe de l'U.T.D. suggère une méthode pour reproduire l'effet de salle [Berkhout, 1988] [de Vries *et al.*, 1994a]. Il faut distinguer dans le champ réverbéré, le champ *précoce*, c'est-à-dire les premières réflexions qui surviennent aussitôt après l'onde directe, et la réverbération *tardive*. Les premières réflexions peuvent être restituées en appliquant la *méthode des sources images* qui consiste à identifier l'onde réfléchie par une paroi à l'onde émise par une source fictive correspondant à l'image de la source originale par rapport à la surface réfléchissante. Pour reproduire les premières réflexions, il suffit donc d'étendre la distribution de sources — limitée aux sources primaires ou notionnelles — en incluant les sources images qui sont traitées à l'instar des sources réelles. De cette façon, les premières réflexions sont reproduites dans tous leurs détails (temps d'arrivée, incidence...), ce qui est important, car de nombreuses études ont établi que l'appareil auditif y est très sensible. Pour reproduire la réverbération tardive, l'équipe de l'U.T.D. propose de disposer dans la salle un couple stéréophonique¹⁸ ou un microphone ambisonique (cf. Chapitre 2) placé à plusieurs mètres des sources primaires. Les deux voies stéréophoniques ou les trois signaux ambisoniques (X,Y,Z) sont ensuite restitués sous la forme d'ondes planes issues des directions pointées par les capsules microphoniques [Boone *et al.*, 1995] [Verheijen *et al.*, 1997] [Sonke & de Vries, 1997].

Cette idée illustre le parti qu'on peut tirer du concept de source notionnelle: dès lors que la prise de son est virtualisée, il devient possible de manipuler les signaux microphoniques pour modifier la scène sonore ou introduire des corrections [Berkhout, 1988]. On peut ainsi changer la position des sources, les déplacer ou encore appliquer un effet de salle arbitraire, éventuellement différent de celui de la salle de prise de son. Si on se reporte à la section précédente (cf. Section 3.4.3), il devient aussi possible d'appliquer au réseau de haut-parleurs une pondération spatiale qui dépend de la position de la source primaire, qui est dès lors une *source notionnelle* dont la position est fixe et connue a priori. Le concept de source notionnelle s'avère également intéressant pour pallier certains problèmes soulevés par l'échantillonnage spatial ou la troncature du réseau de sources secondaires, problèmes qui vont être étudiés dans les deux chapitres qui suivent.

3.5 Conclusion

Ce chapitre a présenté les principes généraux de l'holophonie. On a aussi vu comment le procédé peut être simplifié, notamment en ce qui concerne les réseaux de transducteurs nécessaires à la prise et la restitution du son. Le concept de source notionnelle met en avant le principe d'une multimicrophonie de proximité pour la prise de son, tandis que, pour la restitution, on a montré qu'à condition de limiter l'espace de prise de

16. ce qui est le cas dans tout système dédié à un service de communication...

17. Il convient de noter cependant que le réseau horizontal de microphones est capable de percevoir partiellement la directivité de sources primaires, encore ne s'agit-il que de leur directivité dans le plan vertical, qui n'est pas la directivité que l'on perçoit ordinairement dans une situation classique d'écoute.

18. Dans une prise de son classique, on a souvent recours à un tel dispositif pour recueillir l' "ambiance" de la salle.

son et la zone d'écoute, il est possible de restreindre le réseau de haut-parleurs en vertu du Théorème de la Phase Stationnaire. Il reste que deux aspects importants de la réalisation d'un système holophonique n'ont pas encore été abordés en détail: *l'échantillonnage spatial et la troncature de la distribution de sources secondaires*. Ils font l'objet des deux chapitres à venir.

Références Bibliographiques

- BARTON G. (1989). *Elements of Green's Functions and Propagation Potentials, Diffusion and Waves*. Clarendon Press, Oxford.
- BERKHOUT A. J. (1988). A Holographic Approach to Acoustic Control. *J. Audio Eng. Soc.*, **36**(12), pp. 977-995.
- BERKHOUT A. J., DE VRIES D. & VOGEL P. (1993). Acoustic Control by Wave Field Synthesis. *J. Acoust. Soc. Am.*, **93**(5), pp. 2764-2778.
- BOONE M. M. & VERHEIJEN E. N. G. (Octobre 1993). Multi-Channel Sound Reproduction Based on Wave Field Synthesis. *In: Proceedings of the A.E.S. 95th Convention*.
- BOONE M. M. & VERHEIJEN E. N. G. (Février 1995). Recording and Reproduction using Wave Field Synthesis. *In: Proceedings of the A.E.S. 98th Convention*.
- BOONE M. M., VERHEIJEN E. N. G. & VAN TOL P. F. (1995). Spatial Sound-Field Reproduction by Wave-Field Synthesis. *J. Audio Eng. Soc.*, **43**(12), pp. 1003-1011.
- BRUNEAU M. (1983). *Introduction aux théories de l'acoustique*. Université du Maine, Le Mans.
- DE VRIES D., REIJNEN A.J. & SCHONEWILLE M.A. (1994). The Wave Field Synthesis Concept Applied to Generation of Reflections and Reverberation. *In: Proceedings of the A.E.S. 96th Convention*.
- JESSEL M. (1973). *Acoustique théorique, propagation et holophonie*. Masson, Paris.
- MANGIANTE G. (Avril 1997). Contrôle actif en champ libre. *In: Actes du 4^{ème} Congrès Français d'Acoustique*, vol. 1. pp. 179-182.
- MURRAY J. D. (1974). *Asymptotic Analysis*. Clarendon Press, Oxford. Chap. 4.
- NICOL R. (1996). *A l'écoute du principe de Huygens*. Rapp. tech. D.E.A. d'Acoustique Appliquée, Université du Maine, Le Mans.
- NICOL R. (1997). *Champ proche et champ lointain: Caractérisation physique, applications à la mesure, la prise et la restitution du son (Mémoire de Probatoire Ingénieur)*. Rapp. tech. C.N.A.M., Paris.
- ROCARD Y. (1960). *Dynamique générale des vibrations*. Masson, Paris.
- SONKE J.-J. & DE VRIES D. (Mars 1997). Generation of Diffuse Reverberation by Plane Wave Synthesis. *In: Proceedings of the A.E.S. 102nd Convention*.
- START E. (1997). *Direct Sound Enhancement by Wave Field Synthesis*. Ph.D. Thesis, Faculty of Applied Physics, Delft, Pays-Bas.
- START E. W. (Mai 1996). Application of Curved Arrays in Wave Field Synthesis. *In: Proceedings of the A.E.S. 100th Convention*.
- VERHEIJEN E. (1997). *Sound reproduction by wave field synthesis*. Ph.D. Thesis, Faculty of Applied Physics, Delft, Pays-Bas.
- VERHEIJEN E. N. G., JANSEN G. & BOONE M. M. (Mars 1997). Design and Implementation of an Audio Reproduction System Based on Wave Field Synthesis. *In: Proceedings of the A.E.S. 102nd Convention*.

Table des Illustrations

3.1	Principe de Huygens: le front d'onde à un instant donné est équivalent à une distribution de sources secondaires qui rayonnent chacune une ondelette et dont la superposition des contributions redonne le front d'onde aux instants ultérieurs.	99
3.2	Applications du Principe de Huygens	100
3.3	Décomposition de l'espace Ω en deux domaines: le domaine Ω_1 des sources primaires et le domaine Ω_2 de restitution (Dans un souci de clarté du dessin, les domaines Ω et Ω_2 sont figurés par des sphères, mais leur forme est quelconque.)	102
3.4	Géométrie du problème de Kirchhoff: La partition de l'espace Ω en deux sous-espaces peut s'effectuer de deux façons, en entourant par une surface fermée $\partial\Omega$, soit le domaine de restitution Ω_2 (a), soit le domaine des sources Ω_1 (b).	103
3.5	Directivité dipolaire: Le plan de la membrane du transducteur, qu'il s'agisse d'un microphone ou d'une source, correspond à un zéro de directivité.	105
3.6	Relations de phase dans les signaux captés par un microphone à gradient de pression et dans l'onde émise par une source dipolaire	106
3.7	Géométrie du problème de Rayleigh: Le domaine des sources Ω_1 et le domaine de restitution Ω_2 sont séparés par un plan vertical.	107
3.8	Principe général de la prise et restitution du son selon la méthode holophonique	109
3.9	Source Monopolaire et Source Dipolaire: Approximation par un haut-parleur bafflé et un haut-parleur non bafflé	110
3.10	Source de Kirchhoff: Relations de phase entre les signaux captés par le microphone de pression et le microphone à gradient de pression d'une part et entre les signaux émis par le monopôle et le dipôle d'autre part (les dipôles sont orientés selon la normale \vec{n} , cf. Fig. 3.4)	111
3.11	Conséquences pratiques de la sélectivité spatiale des sources de Kirchhoff	113
3.12	Problème de Kirchhoff appliqué à une salle: Modélisation d'un effet de salle par la méthode des sources images	114
3.13	Problème de Kirchhoff appliqué à une salle	115
3.14	Approximation de la Phase Stationnaire: La distribution de sources secondaires se réduit à l'intersection de la surface $\partial\Omega$ avec le plan horizontal.	117
3.15	Approximation de la phase stationnaire: On considère un espace de restitution Ω_2 prenant la forme d'une colonne verticale infinie de section quelconque.	118
3.16	Point de Phase Stationnaire: Point d'intersection entre le plan horizontal et la ligne verticale infinie L considérée (cf. Fig. 3.15)	120
3.17	Approximation de la Phase Stationnaire: A chaque ligne-source verticale est substituée une source unique située à son point de phase stationnaire, ce qui ramène le réseau 2D de sources secondaires au contour 1D C_0	122
3.18	Approximation de la Phase Stationnaire: Exemples de réseau 1D de sources secondaires	123
3.19	Théorème de la phase stationnaire appliqué au réseau 1D de sources secondaires	124
3.20	Décomposition de l'espace des sources primaires en zones élémentaires contrôlées par une seule source secondaire	125
3.21	Restriction de l'espace des sources primaires: Réseau ouvert	125
3.22	Restitution holophonique pour la visioconférence: Antenne rectiligne de haut-parleurs disposée derrière l'écran vidéo (l'espace des sources primaires se limitent au demi-espace situé derrière l'écran vidéo)	126
3.23	Réseau circulaire: Configuration des sources primaires, des sources secondaires et des récepteurs	128

3.24 Réseau circulaire: Comparaison entre l'onde de pression originale et onde de pression synthétisée par les sources secondaires (la pression acoustique est représentée en fonction du temps le long d'une ligne parallèle à l'axe (O_x) en $y = 0.5$ m., la source primaire est un monopôle situé en $s_1[0., 3., 0.]$ et qui émet une impulsion gaussienne de fréquence $f = 400$ Hz, les sources secondaires sont distribuées le long d'un cercle de rayon $r_0 = 1.5$ m. et au total $N = 100$ sources secondaires sont utilisées, cf. Fig. 3.23, cf. Annexes E & F)	129
3.25 Décomposition du réseau circulaire en deux sous-antennes semi-circulaires	129
3.26 Réseau circulaire: Contribution relative des sous-antennes semi-circulaires (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23 & 3.25, cf. Annexes E & F)	130
3.27 Synthèse du champ acoustique d'un monopôle par une antenne circulaire: Identification des sources utiles et sources inactives	131
3.28 Réseau circulaire: Décomposition en deux sous-antennes représentant respectivement un quart du cercle et son complément	132
3.29 Réseau circulaire: Contribution relative d'un quart de cercle et de son complément (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23 & 3.28, cf. Annexes E & F)	132
3.30 Décomposition du processus de reconstruction de l'onde primaire en un point: Ondelettes émises par les sources secondaires (Récepteur en $\vec{r}[0., 0., 0.]$, source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, réseau circulaire: $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23, cf. Annexes E & F)	133
3.31 Décomposition du processus de reconstruction de l'onde primaire en un point: Somme des ondelettes (Récepteur en $\vec{r}[0., 0., 0.]$, source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, réseau circulaire: $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23, cf. Annexes E & F)	134
3.32 Réseau circulaire: Onde de pression originale et onde de pression synthétisée par l'antenne semi-circulaire 1 pour la source primaire en $s_2[3., 2., 0.]$ (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23 & 3.25, cf. Annexes E & F)	135
3.33 Réseau circulaire: Onde de pression originale et onde de pression synthétisée par l'antennes semi-circulaire 1 en $y = -0.5$ m. (source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23 & 3.25, cf. Annexes E & F)	135
3.34 Réseau carré: Configuration des sources primaires, des sources secondaires et des récepteurs	136
3.35 Réseau carré: Onde de pression synthétisée par les sources secondaires pour simuler une source primaire en s_1 (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 120$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	138
3.36 Réseau carré: Contributions des quatre côtés pour une source primaire centrée (source primaire en s_1 , récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 120$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	138
3.37 Réseau carré: Onde de pression synthétisée par les sources secondaires pour une source primaire excentrée (source primaire en s_2 , récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 120$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	139
3.38 Réseau carré: Contributions des quatre côtés pour une source primaire excentrée (source primaire en s_2 , récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 120$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	139
3.39 Réseau polygonal élémentaire (une antenne rectiligne principale — côté 2 — associée à deux antennes latérales — côtés 1 et 3 —): Configuration des sources primaires, des sources secondaires et des récepteurs	140
3.40 Réseau polygonal élémentaire: Onde de pression synthétisée par les sources secondaires (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, antenne rectiligne élémentaire de longueur $l = 2$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 61$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.39, cf. Annexes E & F)	141
3.41 Réseau polygonal élémentaire: Contribution des trois antennes rectilignes élémentaires pour la source primaire en s_1 (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, antenne rectiligne élémentaire de longueur $l = 2$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 61$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.39, cf. Annexes E & F)	142

3.42 Réseau polygonal élémentaire: Contribution des trois antennes rectilignes élémentaires pour la source primaire en s_2 (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, antenne rectiligne élémentaire de longueur $l = 2$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 61$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.39, cf. Annexes E & F)	143
3.43 Réseau circulaire: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires de la sous-antenne circulaire 1 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23 & 3.25, cf. Annexes E & F)	144
3.44 Réseau circulaire: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires de la sous-antenne circulaire 2 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23 & 3.25, cf. Annexes E & F)	144
3.45 Réseau circulaire: Onde de pression restituée lorsque le réseau ne comporte exclusivement que des monopôles ou des dipôles (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23 & 3.25, cf. Annexes E & F)	145
3.46 Réseau circulaire de monopôles: Pondération spatiale semi-circulaire	146
3.47 Réseau carré: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires du côté 1 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 124$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	148
3.48 Réseau carré: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires du côté 2 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 124$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	148
3.49 Réseau carré: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires du côté 3 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 124$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	149
3.50 Réseau carré: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires du côté 4 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 124$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	149
3.51 Simulation d'une source primaire en s_1 située en aval du réseau de sources secondaires (c'est-à-dire du même côté que la zone de restitution): Le front d'onde synthétisé correspond à celui qui aurait été émis par une source située en s'_1 , position symétrique de s_1 par rapport au plan des sources secondaires.	150
3.52 Source secondaire au point de phase stationnaire: Equivalence entre les ondes rayonnées par le monopôle et le dipôle en vertu de la symétrie des angles d'émission, pour le microphone bidirectionnel, et de réception, pour la source dipolaire.	151
3.53 Distribution 1D de Rayleigh: Chaque côté du réseau carré est identifié à un segment tronqué d'une droite infinie.	152
3.54 Réseau carré: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires du côté 1 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_2 , $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 120$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	154
3.55 Réseau carré: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires du côté 2 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_2 , $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 120$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	154
3.56 Réseau carré: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires du côté 3 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_2 , $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 120$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	155
3.57 Réseau carré: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires du côté 4 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_2 , $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 120$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	155

3.58 Réseau carré: Onde de pression synthétisée par les sources secondaires monopolaires pour la source en s_1 (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 124$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	156
3.59 Réseau carré: Onde de pression synthétisée par les sources secondaires monopolaires pour la source en s_2 (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 124$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	157
3.60 Réseau polygonal élémentaire: Décomposition de l'espace des sources primaires en six zones associées aux différents éléments du réseau de sources secondaires	159
3.61 Réseau polygonal élémentaire: Onde de pression synthétisée par les sources monopolaires pour la source primaire en s_1 (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, antenne rectiligne élémentaire de longueur $l = 2$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 60$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.39, cf. Annexes E & F)	160
3.62 Réseau polygonal élémentaire: Onde de pression synthétisée par les sources monopolaires pour la source primaire en $s_3[2., 4., 0.]$ (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, antenne rectiligne élémentaire de longueur $l = 2$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 60$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.39, cf. Annexes E & F)	161
3.63 Réseau polygonal élémentaire: Onde de pression synthétisée par les sources monopolaires pour la source primaire en $s_4[0., 2., 0.]$ (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, antenne rectiligne élémentaire de longueur $l = 2$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 60$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.39, cf. Annexes E & F)	162
3.64 Réseau polygonal élémentaire: Onde de pression synthétisée par les sources monopolaires pour la source primaire en $s_5[3., 1., 0.]$ (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, antenne rectiligne élémentaire de longueur $l = 2$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 60$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.39, cf. Annexes E & F)	163
3.65 Multimicrophonie de proximité	165
3.66 Processus d'extrapolation appliqué aux signaux microphoniques: Opérations de rétropropagation et propagation destinées à simuler une prise de son par un réseau holophonique .	166
3.67 Concept de source notionnelle appliqué à des sources en mouvement: Couverture de la scène sonore par un réseau microphonique horizontal disposé en hauteur et dont chaque microphone pointe sur une fraction de l'espace	168
3.68 Couverture de la scène sonore par des antennes acoustiques dont les lobes balaisent les différentes zones de la scène sonore	169

Chapitre 4

Echantillonnage spatial de la distribution de sources secondaires

It finally happens: I'm going slightly mad.

Album Innuendo - Queen - 1991

Sommaire

4.1	Discrétisation de la distribution de sources secondaires	183
4.2	Pas d'échantillonnage	184
4.2.1	Notion de spectre spatial	184
4.2.2	Spectre d'une onde plane	185
4.2.3	Spectre d'une onde sphérique	187
	Spectre 3D	187
	Spectre 2D	189
4.2.4	Condition de Shannon	191
	Onde plane	192
	Onde sphérique	194
4.3	Repliement de spectre spatial	196
4.3.1	Phénomène de repliement	196
4.3.2	Filtre Anti-repliement	200
4.4	Processus d'interpolation spatiale	204
4.5	Conclusion	207
	Références Bibliographiques	209

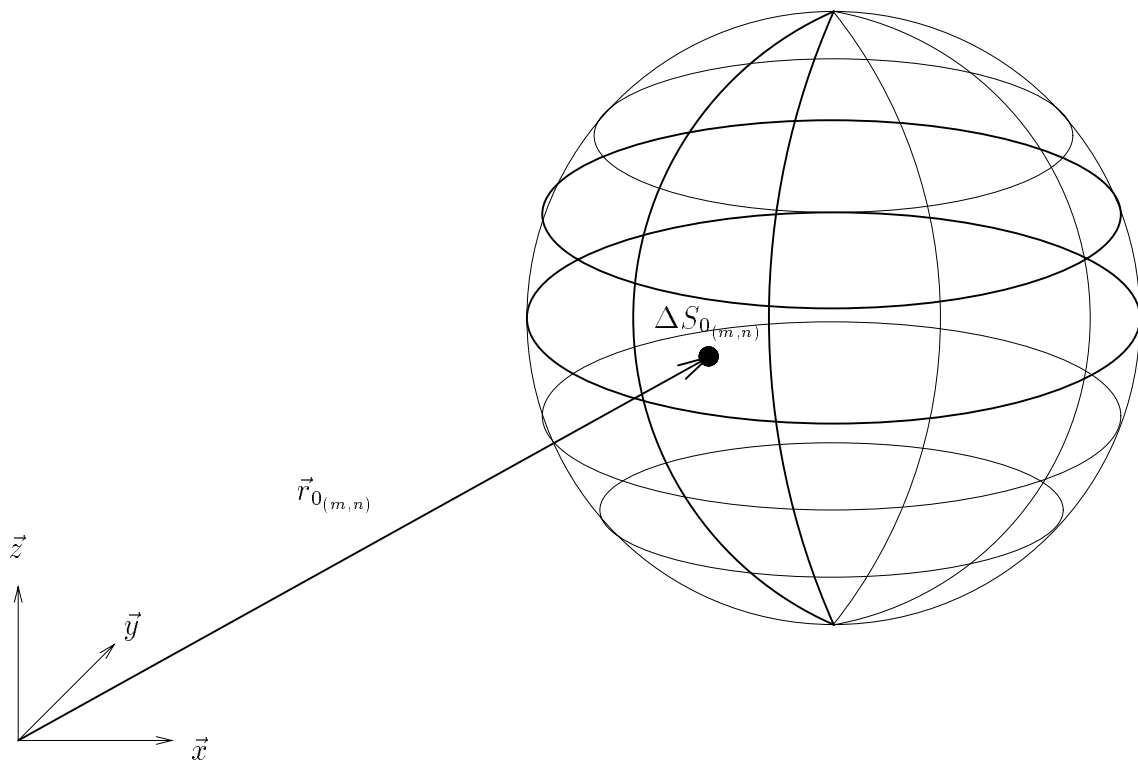


FIG. 4.1 - Discrétisation de la distribution de sources secondaires: Maillage de la surface $\partial\Omega_0$

Qu'il s'agisse de l'intégrale de Kirchhoff ou de l'intégrale de Rayleigh généralisée 2D, la théorie prévoit une distribution *continue* de sources secondaires. Or, en pratique, on ne dispose que de réseaux discrets de microphones, à la prise de son, et de haut-parleurs, à la restitution, ce qui pose le problème de l'*échantillonnage spatial du champ sonore*.

Dans le principe, l'échantillonnage d'un signal à support spatial n'est pas différent de celui d'un signal temporel. La seule difficulté réside dans le nombre de variables à gérer. Un champ sonore évalué sur une surface varie en effet en fonction de deux coordonnées d'espace, (x, y) par exemple, dans le cas d'un plan d'équation:

$$z = z_0$$

référéncé à un système de coordonnées cartésiennes. Dans le domaine dual, le spectre correspondant est donc également une fonction de deux variables, cette fois un couple de fréquences spatiale (χ_x, χ_y) qui définit un *vecteur de fréquences spatiales* $\vec{\chi}(\chi_x, \chi_y)$.

Au cours de ce chapitre, les notions relatives à l'échantillonnage, telles que le *critère de Shannon*, le *repliement de spectres* ou le *processus d'interpolation* du signal échantillonné en un signal de nouveau continu, vont être explicitées dans le cas d'un signal à deux variables d'espace.

4.1 Discrétisation de la distribution de sources secondaires

Reprenons l'intégrale de Kirchhoff (cf. Equ. 3.4 & 3.3). Avec les notations données au chapitre 3:

$$\begin{cases} g_1(\vec{r}) &= g_\infty(\vec{r}) \\ g_2(\vec{r}) &= \vec{\nabla} g_\infty(\vec{r}) \cdot \vec{n} \\ p_1(\vec{r}) &= \vec{\nabla} p_0(\vec{r}) \cdot \vec{n} \\ p_2(\vec{r}) &= p_0(\vec{r}) \end{cases}$$

elle peut s'écrire sous la forme d'un produit de convolution (cf. Equ. 3.5):

$$\begin{aligned} p(\vec{r}) &= [g_1 * p_1](\vec{r}) - [g_2 * p_2](\vec{r}) \\ &= \iint_{\partial\Omega_0} [g_1(\vec{r} - \vec{r}_0) p_1(\vec{r}_0) - g_2(\vec{r} - \vec{r}_0) p_2(\vec{r}_0)] dS_0 \end{aligned} \quad (4.1)$$

En vue de discrétiser le réseau de sources secondaires, on procède à un *maillage* de la surface $\partial\Omega_0$ sur laquelle se répartissent les sources secondaires. On découpe cette surface en un nombre donné $M \times N$ de surfaces élémentaires $\Delta S_{0(m,n)}$ ($m = 1 \dots M, n = 1 \dots N$) (cf. Fig. 4.1). Le centre de chacune de ces surfaces est repéré par le vecteur $\vec{r}_{0(m,n)}$ et on y dispose une source secondaire. Le signal de pression \hat{p} qui est restitué par le réseau discret de sources secondaires ainsi constitué s'exprime:

$$\hat{p}(\vec{r}) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N [g_1(\vec{r} - \vec{r}_{0(m,n)}) p_1(\vec{r}_{0(m,n)}) - g_2(\vec{r} - \vec{r}_{0(m,n)}) p_2(\vec{r}_{0(m,n)})] \Delta S_0 \quad (4.2)$$

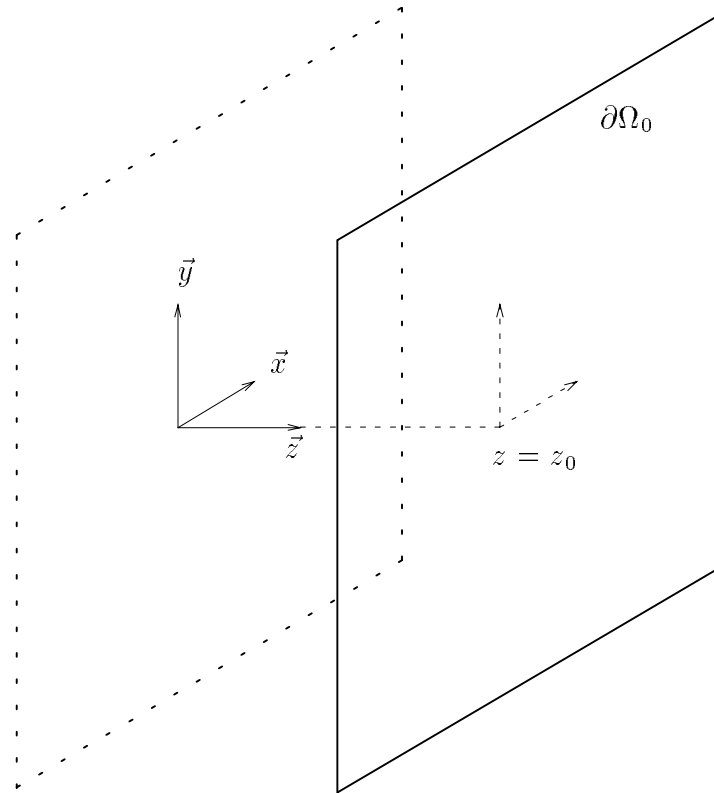
La discrétisation du réseau équivaut donc à substituer aux intégrales continues des *sommes discrètes*. Par ailleurs, si p_{1_e} et p_{2_e} représentent les pressions p_1 et p_2 une fois échantillonnées:

$$p_{1_e}(\vec{r}_0) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N p_1(\vec{r}_0) \delta(\vec{r}_0 - \vec{r}_{0(m,n)}) \Delta S_0 \quad (4.3)$$

$$p_{2_e}(\vec{r}_0) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N p_2(\vec{r}_0) \delta(\vec{r}_0 - \vec{r}_{0(m,n)}) \Delta S_0 \quad (4.4)$$

on se rend compte que la pression \hat{p} (cf. Equ. 4.2) peut encore s'écrire:

$$\begin{aligned} \hat{p}(\vec{r}) &= \iint_{\partial\Omega_0} [g_1(\vec{r} - \vec{r}_0) p_{1_e}(\vec{r}_0) - g_2(\vec{r} - \vec{r}_0) p_{2_e}(\vec{r}_0)] dS_0 \\ &= [g_1 * p_{1_e}](\vec{r}) - [g_2 * p_{2_e}](\vec{r}) \end{aligned} \quad (4.5)$$


 FIG. 4.2 - Système de coordonnées associé à la surface $\partial\Omega_0$

La pression restituée par un réseau discret de sources secondaires est donc décrite par l'intégrale de Kirchhoff, dans laquelle on considère les pressions échantillonnées p_{1_e} et p_{2_e} au lieu des signaux continus p_1 et p_2 . Il convient de noter que, contrairement aux signaux de pression p_1 et p_2 , les opérateurs de propagation g_1 et g_2 définis par les fonctions de Green restent des signaux continus, bien que le réseau de sources secondaires soit discret. Ainsi *l'échantillonnage spatial n'affecte pas l'opérateur de propagation*.

Comme dans le cas de l'échantillonnage d'un signal temporel, la question essentielle de l'échantillonnage spatial réside dans le *choix du pas d'échantillonnage*: les pressions p_1 et p_2 doivent être échantillonnées avec un pas Δ qui est déterminé en fonction de leurs variations spatiales. Plus le champ varie rapidement sur la surface $\partial\Omega_0$, plus le pas d'échantillonnage doit être faible. Cette idée se traduit par la *condition de Shannon* qui va être expliciter dans le cas de signaux variant en fonction de deux coordonnées d'espace. Les variations spatiales du signal de pression sont en fait décrites par son *spectre spatial* qui est obtenu en appliquant à la pression $p(\vec{r}_0)$ une transformée de Fourier bidimensionnelle sur ses coordonnées d'espace. Après avoir défini la notion de spectre spatial en l'illustrant avec les exemples d'une onde plane et d'une onde sphérique, nous allons la relier au choix du pas d'échantillonnage.

4.2 Pas d'échantillonnage

4.2.1 Notion de spectre spatial

On considère un signal de pression acoustique $p_0(\vec{r})$ quelconque qui est évalué sur une surface $\partial\Omega_0$. Pour simplifier, on se place dans le cas où la surface $\partial\Omega_0$ est un plan. L'espace Ω étant muni d'un repère orthonormé $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$, le système d'axes est choisi de telle sorte que l'axe \vec{z} soit orthogonal au plan $\partial\Omega_0$ qui

est défini par l'équation (cf. Fig. 4.2):

$$z = z_0$$

Par suite, la pression $p_0(\vec{r})$ induite par les sources primaires sur $\partial\Omega_0$ ne varie qu'en fonction des coordonnées d'espace x et y . Le choix d'une surface plane n'est cependant pas restrictif, au sens où, quelle que soit la géométrie de $\partial\Omega_0$, il est toujours possible de lui associer un système d'axes qui permette de se ramener à cette configuration.

On définit alors le spectre spatial $P_{0_{2D}}$ de p_0 comme sa transformée de Fourier bidimensionnelle appliquée sur les variables d'espace (x, y) :

$$P_{0_{2D}}(\chi_x, \chi_y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} p_0(x, y, z_0) e^{-j(\chi_x x + \chi_y y)} dx dy \quad (4.6)$$

Aux coordonnées d'espace (x, y) , la transformée de Fourier associe dans l'espace dual le couple de variables (χ_x, χ_y) qui définissent le vecteur $\vec{\chi}(\chi_x, \chi_y)$. Ce vecteur $\vec{\chi}$ exprime une *fréquence spatiale*. Ses coordonnées (χ_x, χ_y) sont homogènes à des *pulsations spatiales*, équivalentes à la pulsation temporelle $\omega = 2\pi f$ obtenue par une transformée de Fourier unidimensionnelle appliquée à un signal temporel:

$$\begin{aligned} P(f) &= \int_{-\infty}^{+\infty} p(t) e^{-j2\pi f t} dt \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} p(t) e^{-j\omega t} dt \end{aligned} \quad (4.7)$$

Les variables (χ_x, χ_y) correspondent donc à des *pulsations spatiales* par opposition à la pulsation temporelle ω .

Une transformée de Fourier bidimensionnelle inverse appliquée au spectre $P_{0_{2D}}$ redonne la pression p_0 initiale:

$$p_0(x, y, z_0) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} P_{0_{2D}}(\chi_x, \chi_y) e^{j(\chi_x x + \chi_y y)} d\chi_x d\chi_y \quad (4.8)$$

Or, sous l'intégrand, le terme:

$$P_{0_{2D}}(\chi_x, \chi_y) e^{j(\chi_x x + \chi_y y)}$$

s'identifie à une onde plane de vecteur d'onde $\vec{\chi}(\chi_x, \chi_y)$ et d'amplitude $P_{0_{2D}}(\chi_x, \chi_y)$:

$$P_{0_{2D}}(\chi_x, \chi_y) e^{j(\chi_x x + \chi_y y)} = P_{0_{2D}}(\vec{\chi}) e^{j\vec{\chi} \cdot \vec{r}}$$

On se rend ainsi compte qu'appliquer une transformée de Fourier à la pression p_0 revient à la *décomposer en une superposition d'ondes planes*. D'un point de vue physique, le vecteur $\vec{\chi}$ s'identifie donc à un *vecteur d'onde* et le spectre $P_{0_{2D}}(\vec{\chi})$ décrit les amplitudes des ondes planes de vecteur d'onde $\vec{\chi}$ contenues dans la pression p_0 .

4.2.2 Spectre d'une onde plane

Afin de vérifier l'interprétation précédente, nous allons calculer le spectre d'une onde plane d'amplitude a et de vecteur d'onde $\vec{k}(k_x, k_y, k_z)$. La pression qu'elle induit en un point \vec{r} est décrit par [Bruneau, 1983]:

$$p_0(\vec{r}) = a_p e^{j\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (4.9)$$

En vertu de l'équation 4.6, son spectre spatial est donné par:

$$\begin{aligned} P_{0_{2D}}(\vec{\chi}) &= \iint_{-\infty}^{+\infty} a_p e^{j\vec{k} \cdot \vec{r}_0} e^{-j(\chi_x x + \chi_y y)} dx dy \\ &= \iint_{-\infty}^{+\infty} a_p e^{j(k_x x + k_y y + k_z z_0)} e^{-j(\chi_x x + \chi_y y)} dx dy \\ &= a_p e^{j k_z z_0} \delta(\chi_x - k_x) \delta(\chi_y - k_y) \end{aligned} \quad (4.10)$$

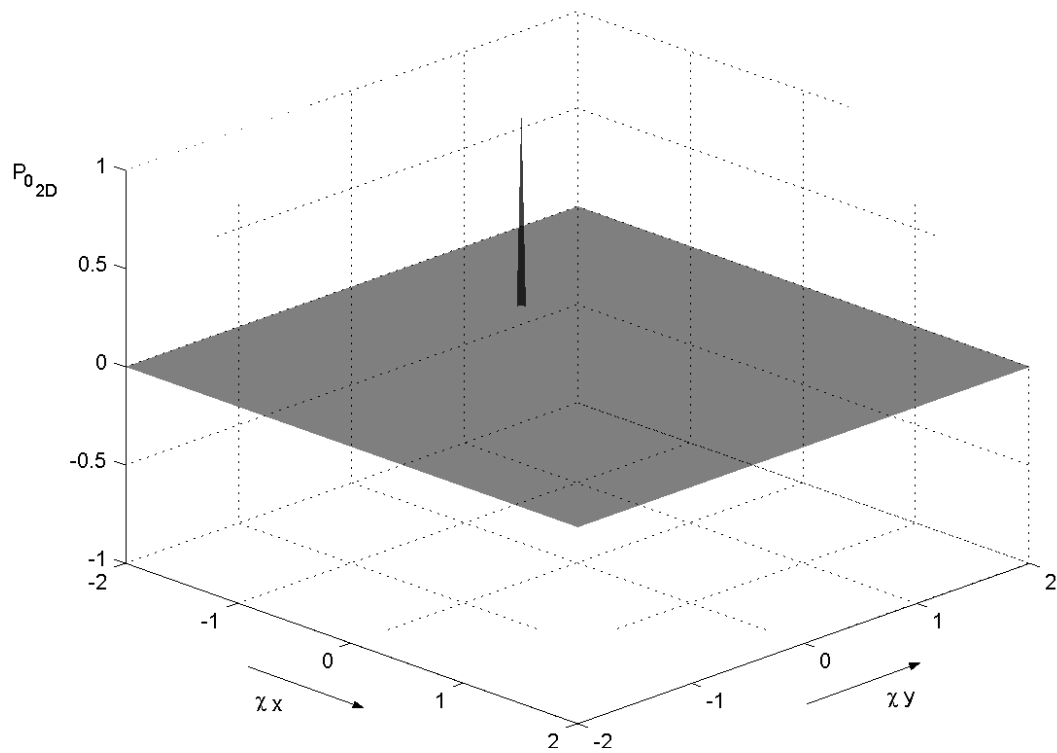


FIG. 4.3 - Spectre spatial d'une onde plane $p_0(\vec{r}) = a_p e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}}$: Représentation symbolique d'une distribution de Dirac en $\vec{\chi}(k_x = -0.5, k_y = 0.25)$

Le spectre d'une onde plane est donc représenté par une distribution de Dirac localisée au point $\vec{\chi}(k_x, k_y)$, de la même façon qu'une transformée de Fourier appliquée à un signal sinusoïdal de fréquence f_0 :

$$s(t) = a e^{j2\pi f_0 t}$$

donne une distribution de Dirac localisée à la fréquence $f = f_0$:

$$\begin{aligned} S(f) &= \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) e^{-j2\pi f t} dt \\ &= a \delta(f - f_0) \end{aligned}$$

En d'autres termes, étant donné qu'une transformée de Fourier spatiale s'identifie à une décomposition en ondes planes, le spectre spatial d'une onde plane ne comporte bien qu'une composante (cf. Fig. 4.3): une onde plane dont le vecteur d'onde $\vec{\chi}(k_x, k_y)$ correspond à la projection du vecteur d'onde de l'onde plane \vec{k} sur la surface $\partial\Omega_0$.

4.2.3 Spectre d'une onde sphérique

Considérons maintenant une source acoustique monopolaire située à l'origine du repère et qui émet un signal sinusoïdal d'amplitude a et de fréquence f . La pression qu'elle induit en un point $\vec{r}(x, y, z)$ est une onde sphérique qui s'exprime par:

$$p_0(\vec{r}) = a_s \frac{e^{jk|\vec{r}|}}{4\pi|\vec{r}|} \quad (4.11)$$

où k est le nombre d'onde défini par:

$$k = \frac{2\pi f}{c}$$

Son spectre spatial est donné par l'équation 4.6:

$$\begin{aligned} P_{0_{2D}}(\vec{\chi}) &= \iint_{-\infty}^{+\infty} a_s \frac{e^{jk|\vec{r}|}}{4\pi|\vec{r}|} e^{-j(\chi_x x + \chi_y y)} dx dy \\ &= \iint_{-\infty}^{+\infty} a_s \frac{e^{jk\sqrt{x^2+y^2+z_0^2}}}{4\pi\sqrt{x^2+y^2+z_0^2}} e^{-j(\chi_x x + \chi_y y)} dx dy \end{aligned} \quad (4.12)$$

Spectre 3D

Au calcul direct des deux intégrales, on préfère une méthode indirecte¹ qui consiste à déduire le spectre $P_{0_{2D}}$ du spectre $P_{0_{3D}}$ qui est obtenu en appliquant une transformée de Fourier tridimensionnelle sur les trois coordonnées d'espace (x, y, z) :

$$\begin{aligned} P_{0_{3D}}(\chi_x, \chi_y, \chi_z) &= \iiint_{-\infty}^{+\infty} p_0(\vec{r}) e^{-j(\chi_x x + \chi_y y + \chi_z z)} dx dy dz \\ &= \iiint_{-\infty}^{+\infty} a_s \frac{e^{jk\sqrt{x^2+y^2+z^2}}}{4\pi\sqrt{x^2+y^2+z^2}} e^{-j(\chi_x x + \chi_y y + \chi_z z)} dx dy dz \end{aligned} \quad (4.13)$$

En substituant les coordonnées sphériques (r, φ, θ) aux coordonnées cartésiennes (x, y, z) , le calcul de $P_{0_{3D}}$ est immédiat si on tient compte des propriétés de symétrie de la pression monopolaire p_0 [Johnson & Dudgeon, 1993] (cf. Annexe G). Il vient:

$$P_{0_{3D}}(\chi_x, \chi_y, \chi_z) = \frac{a_s \pi}{j2\chi} \delta(\chi - k) + \frac{a_s}{\chi^2 - k^2} \quad (4.14)$$

avec:

$$\chi = |\vec{\chi}|$$

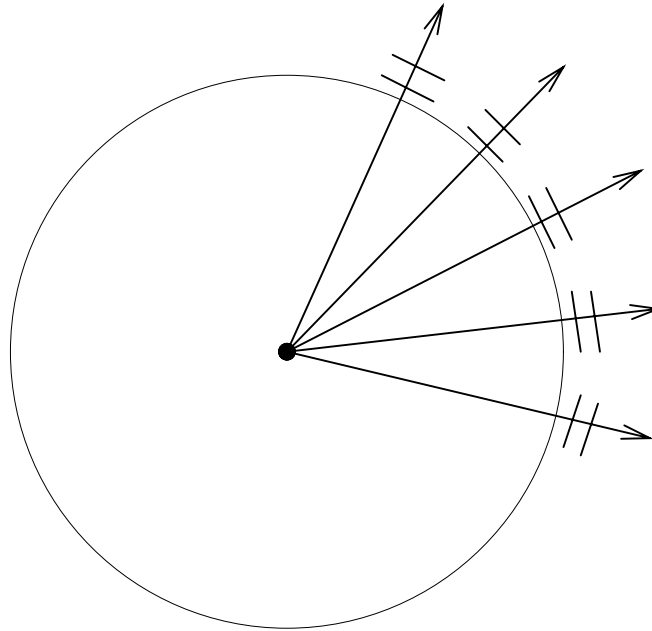


FIG. 4.4 - Décomposition d'un front d'onde sphérique en une infinité de fronts d'ondes planes élémentaires

Ce spectre se compose d'un premier terme qui est associé à une distribution de Dirac $\delta(\chi - k)$. Il s'interprète comme la superposition d'une infinité d'ondes planes de même amplitude:

$$a = \frac{a\pi}{j^2\chi}$$

et dont les vecteurs d'onde décrivent la surface d'une sphère centrée sur l'origine et de rayon k . Par suite, une onde sphérique se décompose en une infinité d'ondes planes se propageant dans toutes les directions avec un nombre d'onde constant et égal à $\chi = |\vec{\chi}| = k$. Ce résultat est conforme à une approche intuitive du phénomène, selon laquelle un front d'onde sphérique est *localement plan*, ce qui permet de le décomposer en une infinité de front d'ondes plans élémentaires (cf. Fig. 4.4). En première approximation, on peut donc assimiler le support du spectre $P_{0_{3D}}$ d'un monopôle à la surface de la sphère de rayon k .

Cependant, en toute rigueur, il faut aussi tenir compte du second terme qui intervient dans l'expression de $P_{0_{3D}}$ (cf. Equ. 4.14):

$$\frac{a_s}{\chi^2 - k^2}$$

Ce dernier traduit la présence de composantes en dehors de la surface de la sphère de rayon k , mais leur amplitude décroît rapidement, plus exactement en raison inverse de $(\chi^2 - k^2)$, dès qu'on s'écarte de la surface de la sphère. Par suite, même si le spectre spatial d'une onde sphérique s'étend théoriquement à tout l'espace, on pourra considérer en bonne approximation qu'il se limite à la surface de la sphère de rayon k et à son voisinage immédiat.

1. On se reportera à l'annexe G pour le détail des calculs du spectre $P_{0_{2D}}$.

Spectre 2D

Par transformée de Fourier inverse, on exprime la pression de l'onde sphérique à partir de son spectre $P_{0_{3D}}$:

$$\begin{aligned} p_0(\vec{r}) &= \iiint_{-\infty}^{+\infty} P_{0_{3D}}(\chi'_x, \chi'_y, \chi'_z) e^{j(\chi'_x x + \chi'_y y + \chi'_z z)} d\chi'_x d\chi'_y d\chi'_z \\ &= \iiint_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{a_s \pi}{j2\chi'} \delta(\chi' - k) + \frac{a_s}{\chi'^2 - k^2} \right] e^{j(\chi'_x x + \chi'_y y + \chi'_z z)} d\chi'_x d\chi'_y d\chi'_z \end{aligned} \quad (4.15)$$

On remplace p_0 par cette expression dans le calcul du spectre $P_{0_{2D}}$ (cf. Equ. 4.12) et il vient (cf. Annexe G):

$$\begin{aligned} P_{0_{2D}}(\chi_x, \chi_y) &= \int \dots \int_{-\infty}^{+\infty} P_{0_{3D}}(\chi'_x, \chi'_y, \chi'_z) e^{j(\chi'_x x + \chi'_y y + \chi'_z z_0)} e^{-j(\chi_x x + \chi_y y)} d\chi'_x d\chi'_y d\chi'_z dx dy \\ &= \iiint_{-\infty}^{+\infty} P_{0_{3D}}(\chi'_x, \chi'_y, \chi'_z) e^{j\chi'_z z_0} \delta(\chi'_x - \chi_x) \delta(\chi'_y - \chi_y) d\chi'_x d\chi'_y d\chi'_z \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} P_{0_{3D}}(\chi_x, \chi_y, \chi'_z) e^{j\chi'_z z_0} d\chi'_z \end{aligned} \quad (4.16)$$

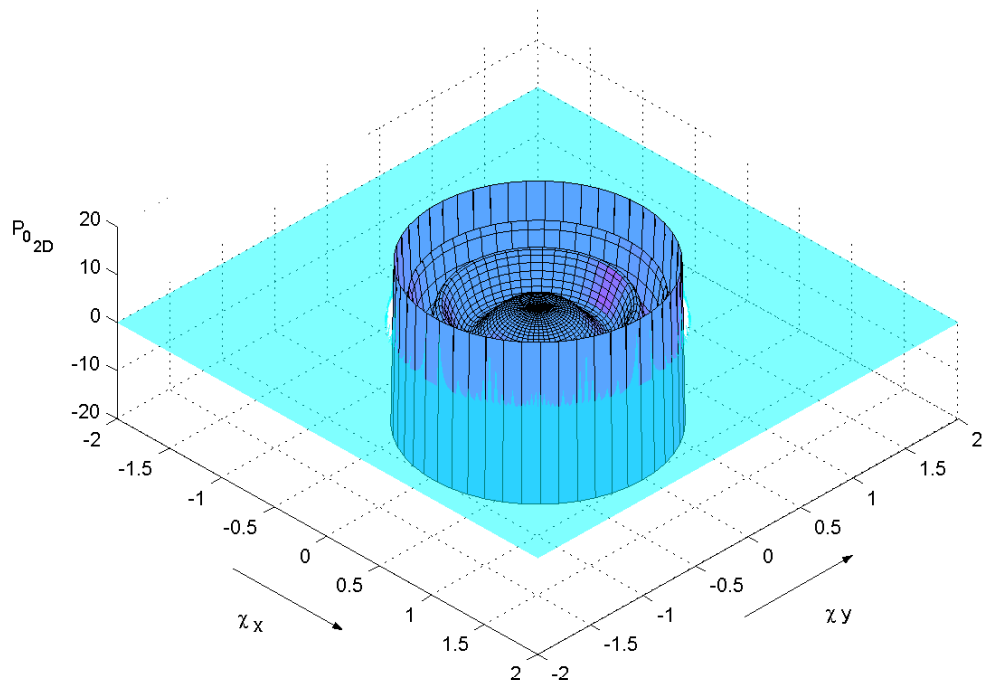
Par suite, le spectre $P_{0_{2D}}$ se calcule comme la transformée de Fourier du spectre $P_{0_{3D}}$ appliquée sur sa troisième variable χ'_z :

$$\begin{aligned} P_{0_{2D}}(\chi_x, \chi_y) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{a_s \pi}{j2\chi'} \delta(\chi' - k) + \frac{a_s}{\chi'^2 - k^2} \right] e^{j\chi'_z z_0} d\chi'_z \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{a_s \pi}{j2\sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2 + \chi_z'^2}} \delta(\sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2 + \chi_z'^2} - k) + \frac{a_s}{\chi_x^2 + \chi_y^2 + \chi_z'^2 - k^2} \right] e^{j\chi'_z z_0} d\chi'_z \end{aligned} \quad (4.17)$$

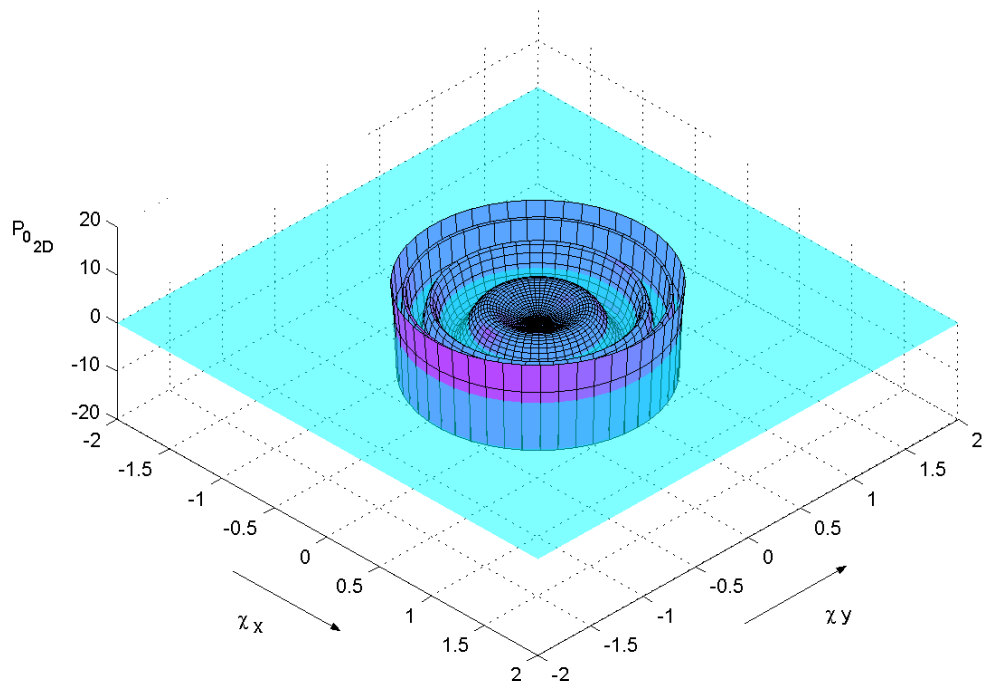
Cette intégrale peut être exprimée en appliquant les propriétés de la distribution de Dirac d'une part et en utilisant les tables des transformées de Fourier d'autre part (cf. Annexe G). Il faut distinguer trois cas:

$$P_{0_{2D}}(\chi_x, \chi_y) = \begin{cases} \pi \frac{e^{-j\sqrt{k^2 - \chi_x^2 - \chi_y^2}|z_0|}}{\sqrt{k^2 - \chi_x^2 - \chi_y^2}} & \text{si } \sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2} < k \\ \pi |z_0| & \text{si } \sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2} = k \\ \pi \frac{e^{-\sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2 - k^2}|z_0|}}{\sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2 - k^2}} & \text{si } \sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2} > k \end{cases} \quad (4.18)$$

Ces relations définissent le spectre $P_{0_{2D}}$ d'une onde sphérique dans tout le plan des vecteurs d'onde $\vec{\chi}(\chi_x, \chi_y)$. Ce spectre s'étend à tout le plan, mais un examen attentif de l'équation 4.18 révèle qu'en première approximation, son support se limite à un disque de rayon $|\vec{\chi}| = k$, délimité par le nombre d'onde k (cf. Fig. 4.5). Les composantes situées à l'extérieur du disque — cas où $\sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2} > k$ dans l'équation 4.18 — présentent en effet une amplitude qui décroît exponentiellement au fur et à mesure qu'on s'écarte du cercle de rayon k , la décroissance étant d'autant plus forte que le plan $\partial\Omega_0$ s'éloigne de la source monopolaire, c'est-à-dire que le terme $|z_0|$ est grand. En revanche, à l'intérieur du disque — cas où $\sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2} < k$ dans l'équation 4.18 —, l'amplitude des composantes est une exponentielle complexe amortie qui, à partir du bord du disque défini par le cercle de rayon k , oscille avec une amplitude décroissante lorsqu'on se rapproche de l'origine $\vec{\chi}(0, 0)$ (cf. Fig. 4.5). Il en ressort que la contribution des composantes situées à l'intérieur du disque et sur son bord prédomine et que les composantes présentes à l'extérieur du disque sont négligeables. Ce résultat n'est pas surprenant si on considère que le spectre $P_{0_{2D}}$ est la projection du spectre $P_{0_{3D}}$ sur le plan $\chi_z = 0$. Attendu que le support de ce dernier est une sphère centrée sur l'origine et de rayon k , cette sphère se projette bien sur le plan sous la forme d'un disque de rayon k . Le spectre $P_{0_{2D}}$ d'une onde sphérique se compose donc principalement d'ondes planes se propageant dans toutes les directions avec un nombre d'onde



(a) Partie réelle



(b) Partie imaginaire

FIG. 4.5 - Spectre spatial d'une onde sphérique $p_0(\vec{r}) = a_s \frac{e^{jkr}}{4\pi r}$ ($k = 1, z_0 = 25$)

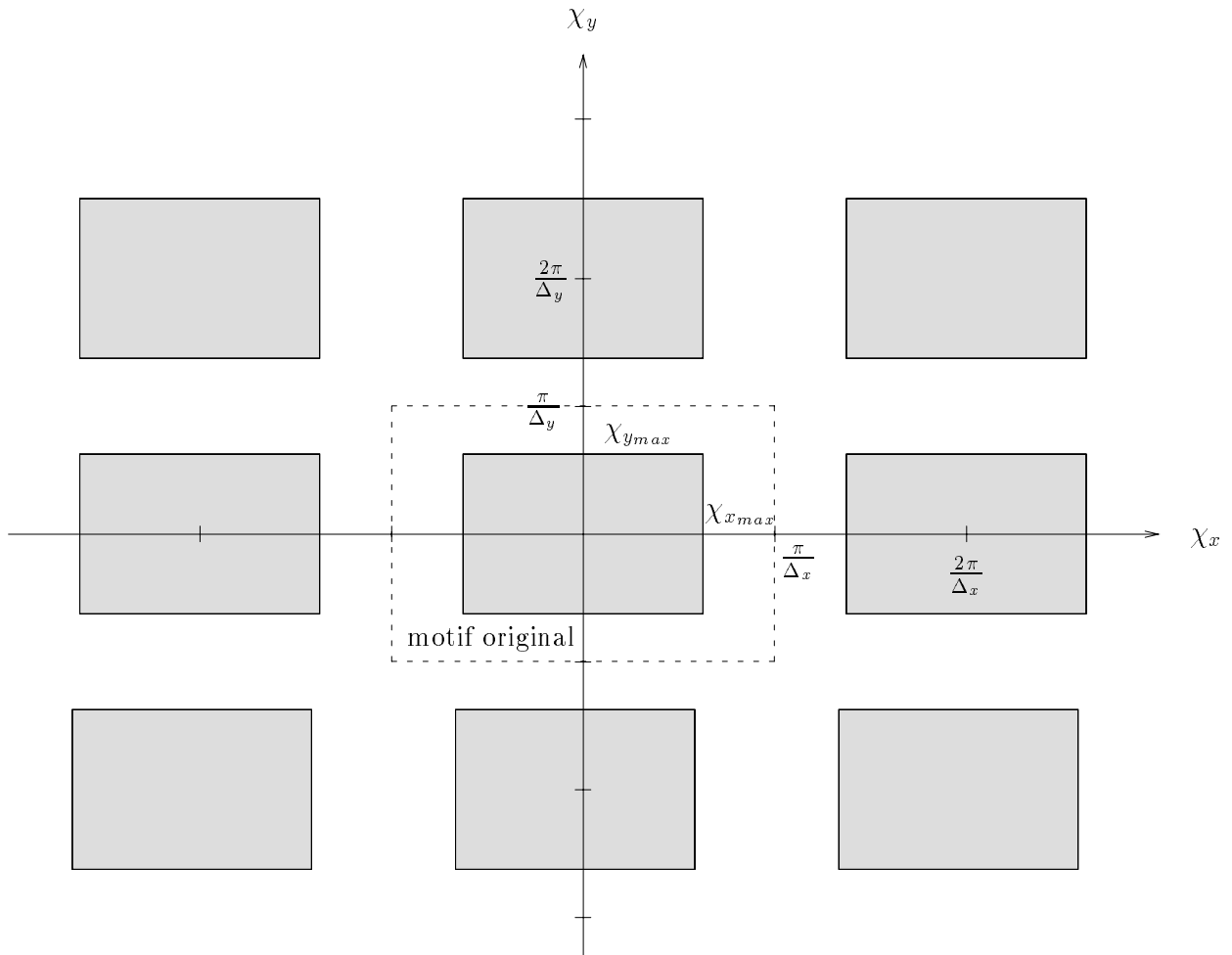


FIG. 4.6 - Echantillonnage spatial de la pression p_0 : Périodisation du spectre $P_0(\chi_x, \chi_y)$

$|\vec{\chi}| = \chi$ compris entre 0 et k . On note cependant qu'en seconde approximation, les composantes situées sur le cercle de rayon k , c'est-à-dire les ondes planes de nombre d'onde k , sont prépondérantes puisqu'elles correspondent au maximum du spectre, ce qui réduit le support du spectre au cercle de rayon k .

4.2.4 Condition de Shannon

La notion de spectre spatial vient d'être illustrée autour des exemples de l'onde plane et de l'onde sphérique. Or, lorsque la pression p_0 induite sur la surface $\partial\Omega_0$ est échantillonnée, son spectre est modifié. Plus précisément, l'action d'échantillonner le signal de pression $p_0(x, y)$ dans le domaine des coordonnées d'espace (x, y) , qui correspond à une *multiplication* par un peigne de Dirac:

$$p_{0_e}(x, y) = p_0(x, y, z_0) \Delta_x \Delta_y \times \left[\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(x - m\Delta_x) \delta(y - n\Delta_y) \right] \quad (4.19)$$

se traduit dans le domaine dual des pulsations spatiales (χ_x, χ_y) par une *convolution* du spectre spatial par

un peigne de Dirac:

$$\begin{aligned}
 P_{0_e}(\chi_x, \chi_y) &= \iint_{-\infty}^{+\infty} p_{0_e}(x, y) e^{-j(\chi_x x + \chi_y y)} dx dy \\
 &= P_0(\chi_x, \chi_y) * \left[\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta\left(\chi_x - m \frac{2\pi}{\Delta_x}\right) \delta\left(\chi_y - n \frac{2\pi}{\Delta_y}\right) \right]
 \end{aligned} \tag{4.20}$$

Cette convolution équivaut à *périodiser* le spectre: par suite, le spectre P_{0_e} de la pression échantillonnée correspond au spectre P_0 périodisé à la fois selon l'axe $o\bar{\chi}_x$ avec une période $\frac{2\pi}{\Delta_x}$ et selon l'axe $o\bar{\chi}_y$ avec une période $\frac{2\pi}{\Delta_y}$. Le motif initial du spectre P_0 se trouve donc répliqué autour des points (cf. Fig. 4.6):

$$\bar{\chi} \left\{ \begin{array}{l} \chi_x = m \frac{2\pi}{\Delta_x} \\ \chi_y = n \frac{2\pi}{\Delta_y} \end{array} \right\} \forall (m, n) \in \mathbb{Z}^2$$

Si le spectre initial P_0 possède un support fini, inclus à l'intérieur d'un rectangle défini par (cf. Fig. 4.6):

$$\left\{ \begin{array}{l} -\chi_{x_{max}} < \chi_x < \chi_{x_{max}} \\ -\chi_{y_{max}} < \chi_y < \chi_{y_{max}} \end{array} \right.$$

la périodisation du spectre ne pose pas de problème tant qu'on a soin de choisir les pas d'échantillonnage Δ_x et Δ_y tels que:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta_x < \frac{\pi}{\chi_{x_{max}}} \\ \Delta_y < \frac{\pi}{\chi_{y_{max}}} \end{array} \right. \tag{4.21}$$

afin d'éviter tout recouvrement entre les motifs périodiques adjacents (cf. Fig. 4.6). Ces relations expriment la *condition de Shannon* sur le choix du pas d'échantillonnage dans le cas d'un échantillonnage spatial à deux dimensions. Elles imposent une valeur maximale au pas d'échantillonnage qui doit être inférieur à la plus petite période de variation spatiale du signal de pression p_0 pour que le signal une fois échantillonné soit capable de les reproduire. Lorsque le spectre n'a pas de support fini, le chevauchement entre les motifs spectraux est inévitable et il se produit un phénomène de *repliement de spectre* qui sera étudié plus loin (cf. Section 4.3). A présent, nous allons appliquer ces résultats au cas de l'onde plane et de l'onde sphérique dont nous avons exprimé précédemment les spectres spatiaux.

Onde plane

Dans le cas de l'*onde plane*, le support du spectre spatial associé est *fini*: il se limite d'ailleurs à un point, le point de coordonnées $\bar{\chi}(k_x, k_y)$ (cf. Equ. 4.10 & Fig. 4.3). Si on représente le vecteur d'onde par ses coordonnées sphériques $\bar{k}(k, \varphi_p, \theta_p)$ (cf. Fig. 4.7), la condition de Shannon se traduit par:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta_x < \frac{\lambda}{2 \sin \theta_p \cos \varphi_p} \\ \Delta_y < \frac{\lambda}{2 \sin \theta_p \sin \varphi_p} \end{array} \right. \tag{4.22}$$

où λ désigne la longueur d'onde:

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{2\pi c}{\omega}$$

Le pas d'échantillonnage doit donc être choisi non seulement en fonction de la longueur d'onde, c'est-à-dire de la *fréquence temporelle* du signal sonore, mais aussi en fonction de l'*incidence* de l'onde plane. Ainsi, pour une onde arrivant selon la direction normale à la surface $\partial\Omega_0$ — cas où l'angle (φ_p, θ_p) vaut $(0, 0)$ —, le pas d'échantillonnage maximal dans les deux directions est infini, ce qui signifie qu'on peut se contenter d'un seul point d'échantillonnage (cf. Fig. 4.8). En ce cas, la surface $\partial\Omega_0$ coïncide en effet avec un front d'onde de l'onde plane, c'est-à-dire que la pression p_0 est constante sur cette surface. Par suite, il suffit de la connaître en un point pour le connaître partout. Cette situation correspond au cas le moins restrictif. A l'opposé, la situation la plus contraignante se rencontre lorsque l'onde se propage parallèlement

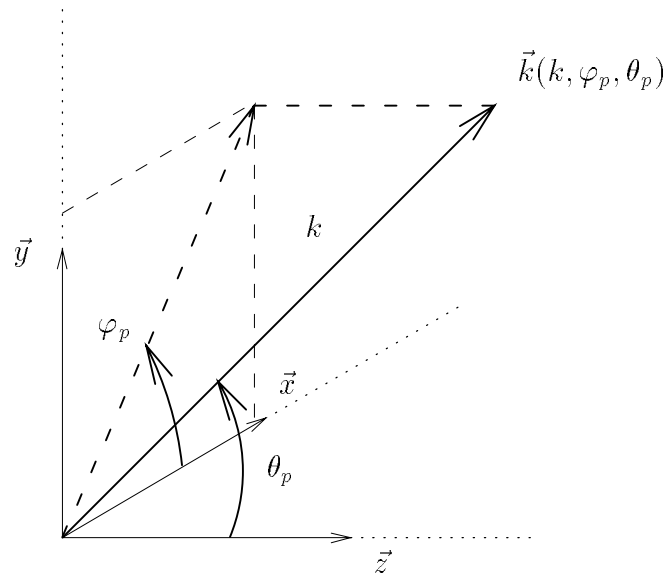


FIG. 4.7 - Coordonnées sphériques pour le vecteur d'onde \vec{k}

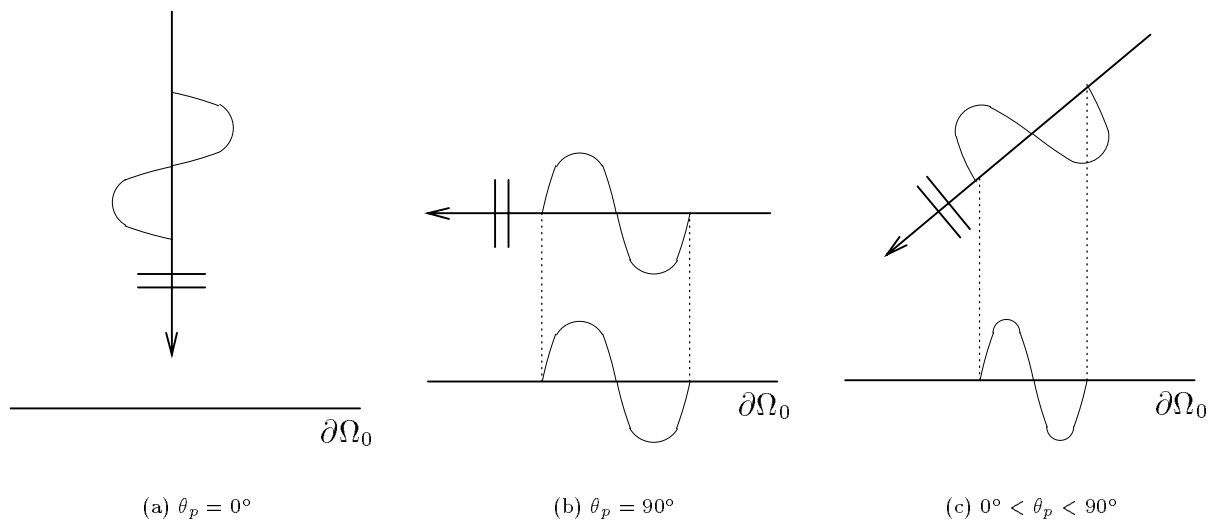


FIG. 4.8 - Pas d'échantillonnage et incidence de l'onde plane

à la surface $\partial\Omega_0$, par exemple selon l'axe \vec{x} — cas où l'angle (φ_p, θ_p) vaut $(\frac{\pi}{2}, 0)$ — (cf. Fig. 4.8b). Le pas d'échantillonnage maximal imposé par la condition de Shannon pour la direction \vec{x} vaut alors $\frac{\lambda}{2}$. Pour la direction \vec{y} , le pas d'échantillonnage reste néanmoins infini. Pour les incidences intermédiaires entre ces deux cas limites, la valeur maximale du pas d'échantillonnage prend une valeur finie supérieure à la valeur critique $\frac{\lambda}{2}$ et qui est déterminée par la *projection de la longueur d'onde λ sur la surface $\partial\Omega_0$* (cf. Fig. 4.8). Cependant, dans le cas d'un enregistrement réel, attendu que l'incidence de l'onde n'est pas connue a priori, il convient de se placer dans l'hypothèse la plus défavorable. On optera donc pour un pas d'échantillonnage identique selon les deux directions et vérifiant :

$$\Delta_x = \Delta_y = \Delta < \frac{\lambda}{2} \quad (4.23)$$

Par ailleurs, on a considéré jusqu'à présent une onde monochromatique de fréquence f . Dans le cas plus général d'une onde plane dont le spectre s'étend à une bande de fréquences $[f_{min}, f_{max}]$, le spectre spatial n'est plus un point, mais un segment de droite limité par les points de coordonnées :

$$\begin{cases} \vec{\chi}_1 \left(\frac{\lambda_{min}}{2 \sin \theta_p \cos \varphi_p}, \frac{\lambda_{min}}{2 \sin \theta_p \sin \varphi_p} \right) \\ \vec{\chi}_2 \left(\frac{\lambda_{max}}{2 \sin \theta_p \cos \varphi_p}, \frac{\lambda_{max}}{2 \sin \theta_p \sin \varphi_p} \right) \end{cases}$$

avec :

$$\begin{cases} \lambda_{min} = \frac{c}{f_{max}} \\ \lambda_{max} = \frac{c}{f_{min}} \end{cases}$$

Le pas d'échantillonnage est alors imposé par la fréquence maximale contenue dans le spectre temporel de l'onde :

$$\Delta_x = \Delta_y = \Delta < \frac{\lambda_{min}}{2} = \frac{c}{2f_{max}} \quad (4.24)$$

Onde sphérique

Contrairement à l'onde plane, le support du spectre spatial de l'onde sphérique n'est pas fini, mais s'étend à tout le plan (χ_x, χ_y) (cf. Equ. 4.18). Cependant, on a vu qu'il était possible de considérer en bonne approximation, qu'il se limitait à un disque centré sur l'origine et de rayon χ égal au nombre d'onde k dans le cas d'une onde monochromatique. Pour échantillonner une onde sphérique, on choisira donc un pas d'échantillonnage identique selon les deux directions tel que :

$$\Delta_x = \Delta_y = \Delta < \frac{\lambda}{2} \quad (4.25)$$

On se ramène au cas d'une onde plane d'incidence indéterminée.

Si la source monopolaire n'émet pas une onde monochromatique, mais présente un spectre temporel étendu à une bande de fréquences $[f_{min}, f_{max}]$, le support du spectre spatial est représenté par un disque de rayon :

$$\chi = k_{max} = \frac{2\pi}{\lambda_{min}}$$

Il faut alors se donner un pas d'échantillonnage en fonction de la fréquence maximale présente dans le spectre temporel de la source :

$$\Delta_x = \Delta_y = \Delta < \frac{\lambda_{min}}{2} = \frac{c}{2f_{max}} \quad (4.26)$$

En pratique, le champ sonore induit par une source acoustique ne correspond ni à une onde plane, ni à une onde sphérique. Si on se place suffisamment loin de la source pour s'affranchir des phénomènes de champ proche, la pression rayonnée peut être modélisée par :

$$p_0(\vec{r}) = a h(\varphi, \theta) \frac{e^{jkr}}{r} \quad (4.27)$$

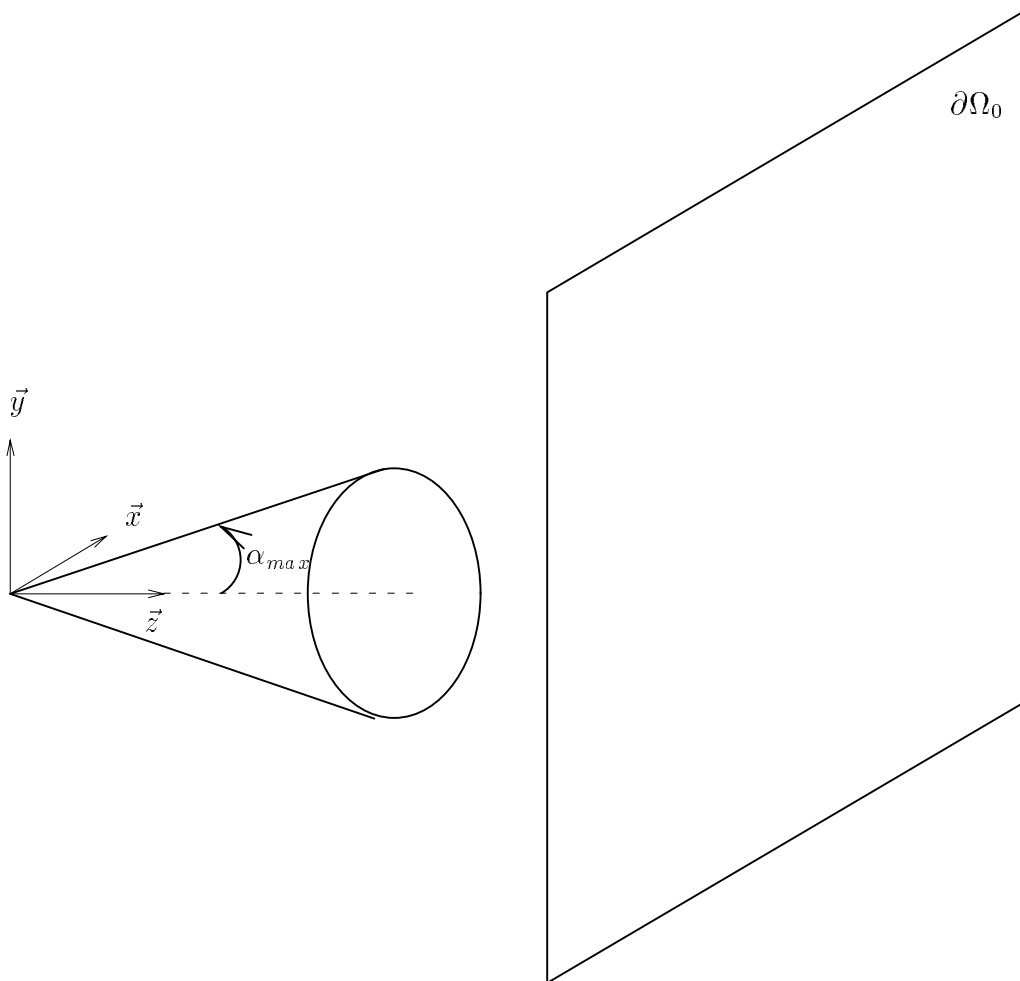


FIG. 4.9 - Directivité d'une source et spectre spatial

où la fonction $h(\varphi, \theta)$ désigne sa fonction de directivité. Sans calculer le spectre spatial associé, on est capable d'en exprimer les principales propriétés à partir de l'analyse précédente effectuée sur une onde sphérique. En effet, on pressent intuitivement que, comme pour la source monopolaire omnidirective, le spectre spatial d'une source directive se compose d'une infinité d'ondes planes de nombre d'onde k se propageant dans toutes les directions (φ, θ) pour $\varphi \in [0, 2\pi]$ et $\theta \in [0, \pi]$, mais dont les amplitudes sont cette fois pondérées par la fonction de directivité $h(\varphi, \theta)$. Par suite, la fonction de directivité de la source intervient comme un *filtre* qui limite le support du spectre spatial de la pression sonore rayonnée, c'est-à-dire qui en réduit la bande passante spectrale spatiale. Ainsi, considérons une source unidirective dont la direction d'émission privilégiée est parallèle à l'axe \vec{z} , c'est-à-dire perpendiculaire à la surface $\partial\Omega_0$. On admet qu'elle ne rayonne qu'à l'intérieur d'un cône faisant un angle α_{max} avec l'axe \vec{z} (cf. Fig. 4.9). L'incidence des ondes sur la surface $\partial\Omega_0$ est ainsi limitée à l'angle α_{max} et la longueur d'onde projetée vaut, au minimum:

$$\lambda_{min} = \frac{\lambda}{\sin \alpha_{max}} \quad (4.28)$$

ce qui augmente la valeur limite du pas d'échantillonnage dictée par la condition de Shannon jusqu'à:

$$\Delta < \frac{\lambda}{2 \sin \alpha_{max}} \quad (4.29)$$

au lieu de:

$$\Delta < \frac{\lambda}{2} \quad (4.30)$$

pour une source omnidirective. La directivité de la source primaire permet donc de relâcher la contrainte sur le pas d'échantillonnage. De manière équivalente, si on utilise des microphones unidirectifs pour enregistrer la pression p_0 le long de la surface $\partial\Omega_0$, la directivité des capteurs réduit l'incidence maximale des ondes perçues, ce qui se traduit par une limitation de la bande passante du spectre spatial du signal enregistré.

4.3 Repliement de spectre spatial

4.3.1 Phénomène de repliement

Pour une fréquence maximale f_{max} de 20 kHz, la condition de Shannon impose un pas d'échantillonnage maximal de (cf. Equ. 4.26):

$$f_{max} = 20 \text{ kHz} \Rightarrow \Delta > 8.5 \text{ mm}$$

avec $c = 340 \text{ m.s}^{-1}$, la célérité des ondes acoustiques. Il est évident qu'une telle valeur est impossible à obtenir en pratique. D'une part, les dimensions des transducteurs — microphones à la prise de son et haut-parleurs à la restitution — ne permettent pas de les espacer de moins d'une dizaine de centimètres². D'autre part, plus le pas d'échantillonnage est petit, plus le nombre de transducteurs nécessaires pour couvrir la même surface augmente³.

Pour ces raisons, on se contente, en pratique, de réseaux de transducteurs espacés d'une dizaine de centimètres [Start, 1997], ce qui signifie que, dans le champ enregistré, les fréquences supérieures à:

$$f_{al} = \frac{c}{2\Delta} \quad (4.31)$$

2. En fait, le problème se pose principalement pour les haut-parleurs. Il est en effet impossible de réduire la taille du diaphragme du haut-parleur sans nuire à son rendement dans les basses fréquences. Le diamètre minimal pour une restitution sur une large gamme de fréquences est de l'ordre de 10 centimètres. A noter cependant qu'une nouvelle génération de transducteur basée sur des interférences de faisceaux ultrasonores [Humbert, 1997] propose des systèmes miniatures couvrant toute la bande audible [20 Hz - 20 kHz].

3. A titre d'exemple, considérons des sources secondaires réparties sur la surface d'une sphère de diamètre $D = 2 \text{ m}$. Le nombre de sources secondaires requises pour satisfaire la condition de Shannon peut être évalué par [Nelson, 1994]:

$$N = \frac{4\pi D^2}{\lambda^2} .$$

Ainsi, pour une fréquence de 1 kHz, plus de 400 sources sont nécessaires et à 10 Khz, il faut en compter 40000.

engendreront des repliements de spectre spatial. La relation 4.31 définit la valeur de la *fréquence d'aliasing*⁴ qui correspond à la limite fréquentielle à partir de laquelle des phénomènes de repliements spectraux se produisent. Pour un espacement de $\Delta = 10$ cm, la fréquence d'aliasing vaut:

$$\Delta = 10 \text{ cm} \Rightarrow f_{al} = 1.7 \text{ kHz}$$

Si la source primaire présente une directivité ou que des microphones unidirectionnels sont utilisés, de façon à limiter l'angle d'incidence des ondes à α_{max} , la valeur de la fréquence d'aliasing est majorée à:

$$f_{al} = \frac{c}{2\Delta \sin \alpha_{max}} \quad (4.32)$$

Avec α_{max} fixé à 45° , on obtient ainsi pour un même espacement de $\Delta = 10$ cm:

$$\begin{cases} \Delta & = & 10 \text{ cm} \\ \alpha_{max} & = & 45^\circ \end{cases} \Rightarrow f_{al} \simeq 2.4 \text{ kHz}$$

Ces exemples numériques indiquent qu'en pratique, le repliement spectral se produit inévitablement dans les hautes fréquences. Les figures 4.11 et 4.12 illustrent le phénomène sur l'onde de pression restituée par une antenne rectiligne de $N = 100$ haut-parleurs espacés de $\Delta = 0.1$ m (cf. Fig. 4.10). Le réseau de sources secondaires tient compte des simplifications dégagées au chapitre 3, c'est-à-dire qu'il applique l'approximation de la phase stationnaire et qu'il se compose uniquement de sources monopolaires alimentées par des microphones bidirectionnels. De plus, on considère une antenne de haut-parleurs suffisamment longue pour être assimilée à un réseau infini, c'est-à-dire que les ondes diffractées par les deux extrémités de l'antenne sont négligeables (cf. Chapitre 3). La source primaire est située à l'origine du repère en $s_1[0., 0., 0.]$. On compare l'onde de pression obtenue à deux fréquences: la fréquence $f_1 = 500$ Hz inférieure à la fréquence d'aliasing et la fréquence $f_2 = 2$ kHz supérieure à la fréquence d'aliasing. On observe sur la figure 4.12 que le repliement de spectre se traduit par l'apparition d'une onde résiduelle en aval du front d'onde. Ce signal résiduel est constitué d'ondes planes se propageant dans toutes les directions et qui correspondent aux fractions de spectre repliées par la périodisation. On identifie en effet la structure d'un champ d'interférences.

Sur le plan *perceptif*, le repliement spectral influe sur la *localisation* et la *largueur* apparentes des sources synthétisées, en même temps qu'il introduit des effets de *coloration de timbre* [Start, 1997]. En ce qui concerne la localisation des sources virtuelles, des tests psychoacoustiques menés à l'U.T.D. se sont intéressés à l'influence de la bande passante du signal d'excitation de la source primaire, en comparant trois situations:

- signal *Passe-Bas* dont le spectre temporel est limité aux fréquences inférieures à la fréquence d'aliasing f_{al} ,
- signal *Passe-Haut* dont le spectre temporel est limité aux fréquences supérieures à f_{al} ,
- signal *Large Bande* dont le spectre temporel inclut des composantes à la fois inférieures et supérieures à f_{al} .

Dans le premier cas, les performances de localisation sont identiques pour les sources réelles et virtuelles en environnement anéchoïque. Cependant, en présence d'un effet de salle, la localisation des sources virtuelles se dégrade légèrement par rapport aux sources réelles et s'avère être un peu moins précise. Pour des signaux *Passe-Haut*, la localisation des sources virtuelles est complètement faussée par le repliement de spectre spatial. Quelle que soit leur position, les sources sonores sont localisées sur le haut-parleur le plus proche. En revanche, dans le cas de signaux *Large Bande*, la localisation des sources virtuelles reste correcte, du moins tant que la fréquence d'aliasing est supérieure à 1.5 kHz. On sait en effet que, pour localiser les sources sonores, l'appareil auditif privilégie l'information contenues dans les composantes basses fréquences [Blauert, 1983]. Aussi, dès lors que ces composantes ne sont pas affectées par le repliement spectral, la qualité de la localisation est préservée.

Quant à la perception de la largeur des sources, l'équipe de l'U.T.D. a constaté que, de manière générale, la largueur apparente des sources virtuelles est supérieure à celle des sources réelles, comme si les erreurs de reconstruction — liées non seulement au repliement spectral, mais aussi à d'autres artéfacts de la synthèse —

4. En anglais, le phénomène de repliement spectral est désigné par le terme d'"*aliasing*".

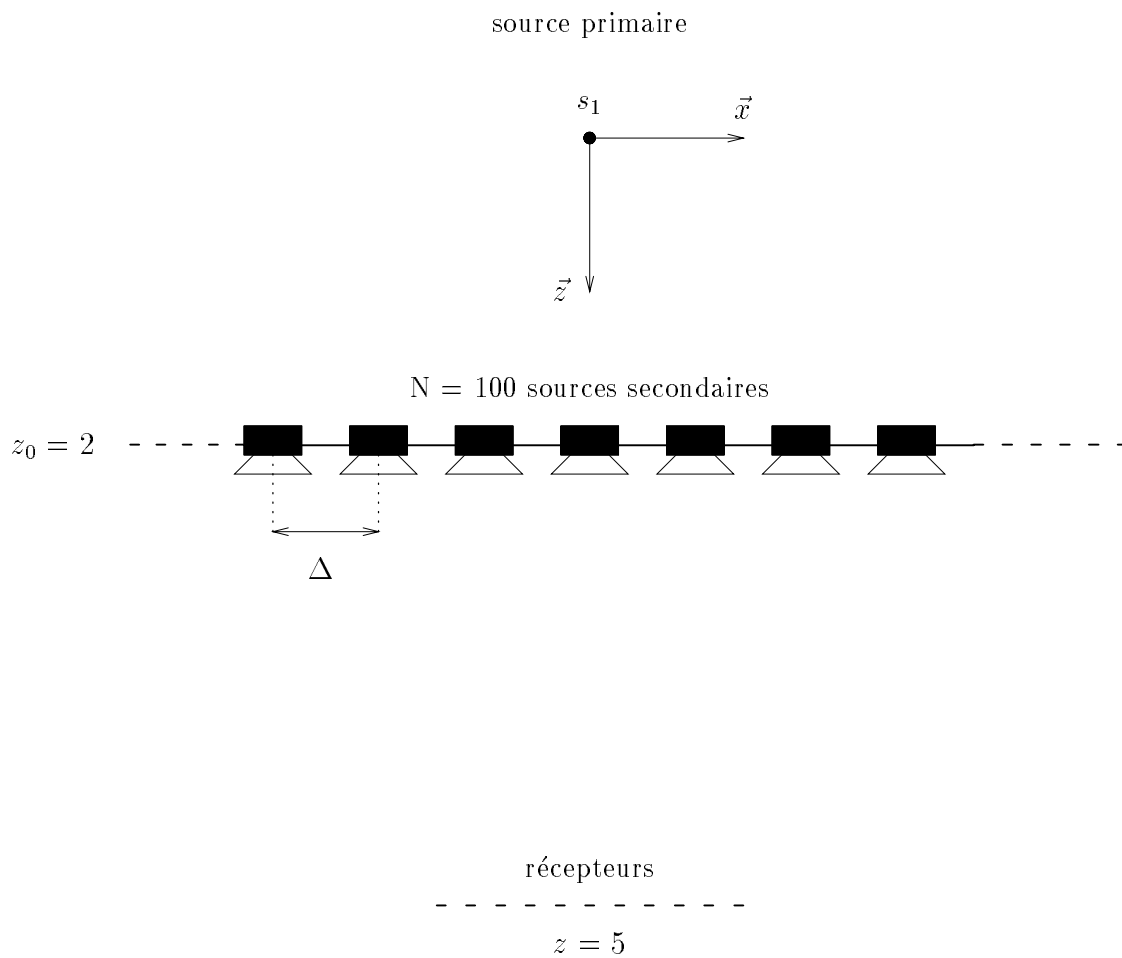


FIG. 4.10 - Simulation du phénomène de repliement spectral: Configuration de la source primaire, des sources secondaires et des récepteurs

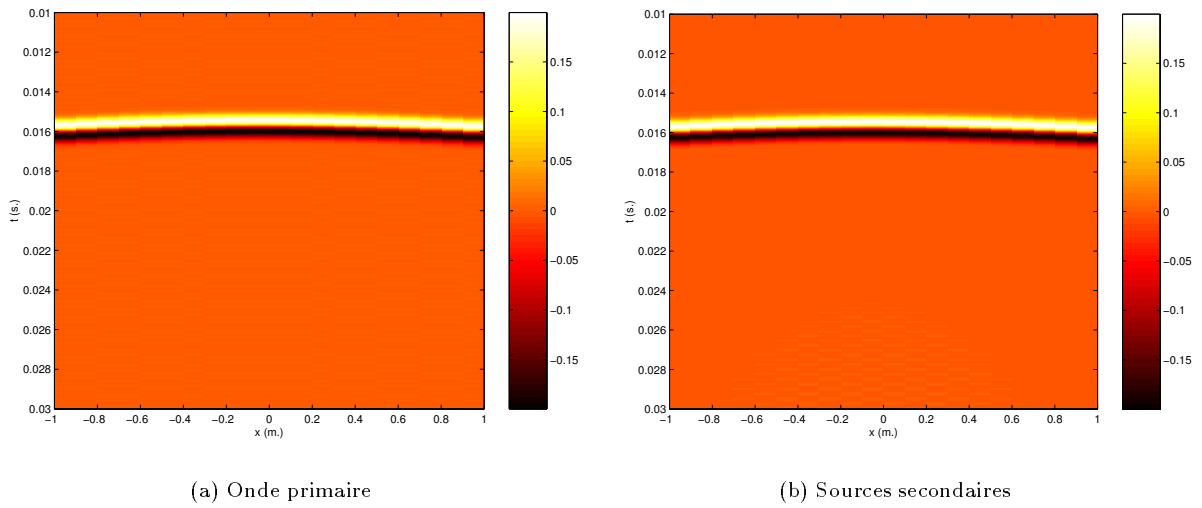


FIG. 4.11 - Onde de pression restituée par un réseau discret de sources secondaires à la fréquence $f_1 = 500 \text{ Hz} < f_{al}$: Absence de phénomène d'aliasing (source primaire en $s_1[0., 0., 0.]$, récepteurs en $z = 5 \text{ m.}$, antenne rectiligne de longueur $l = 10 \text{ m.}$, espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1 \text{ m.}$, $N = 100$ sources secondaires au total, cf. Fig. 4.10, cf. Annexes E & F)

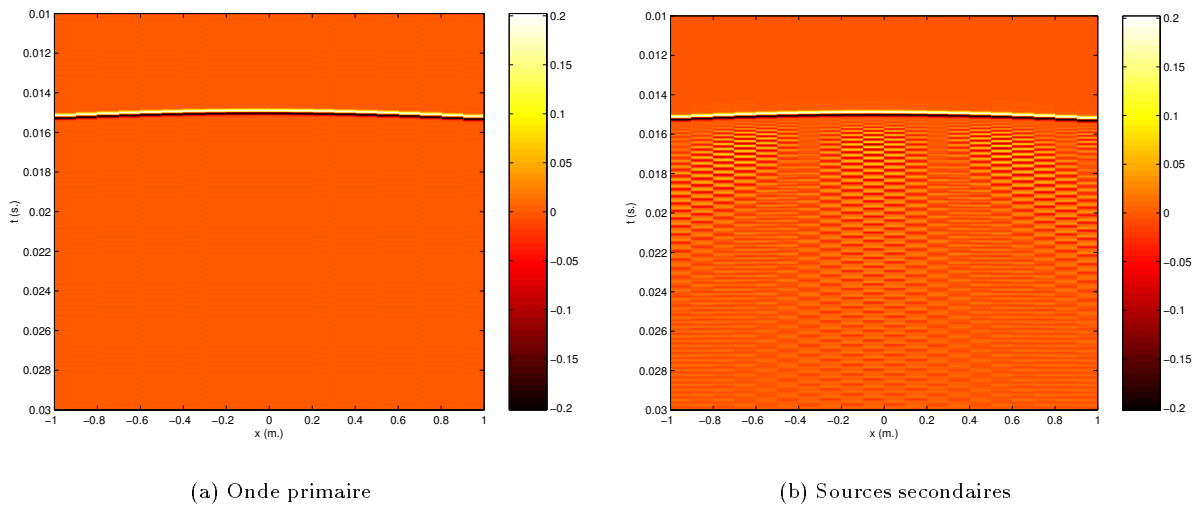


FIG. 4.12 - Onde de pression restituée par un réseau discret de sources secondaires à la fréquence $f_2 = 2 \text{ kHz} > f_{al}$: Mise en évidence du phénomène d'aliasing (source primaire en $s_1[0., 0., 0.]$, récepteurs en $z = 5 \text{ m.}$, antenne rectiligne de longueur $l = 10 \text{ m.}$, espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1 \text{ m.}$, $N = 100$ sources secondaires au total, cf. Fig. 4.10, cf. Annexes E & F)

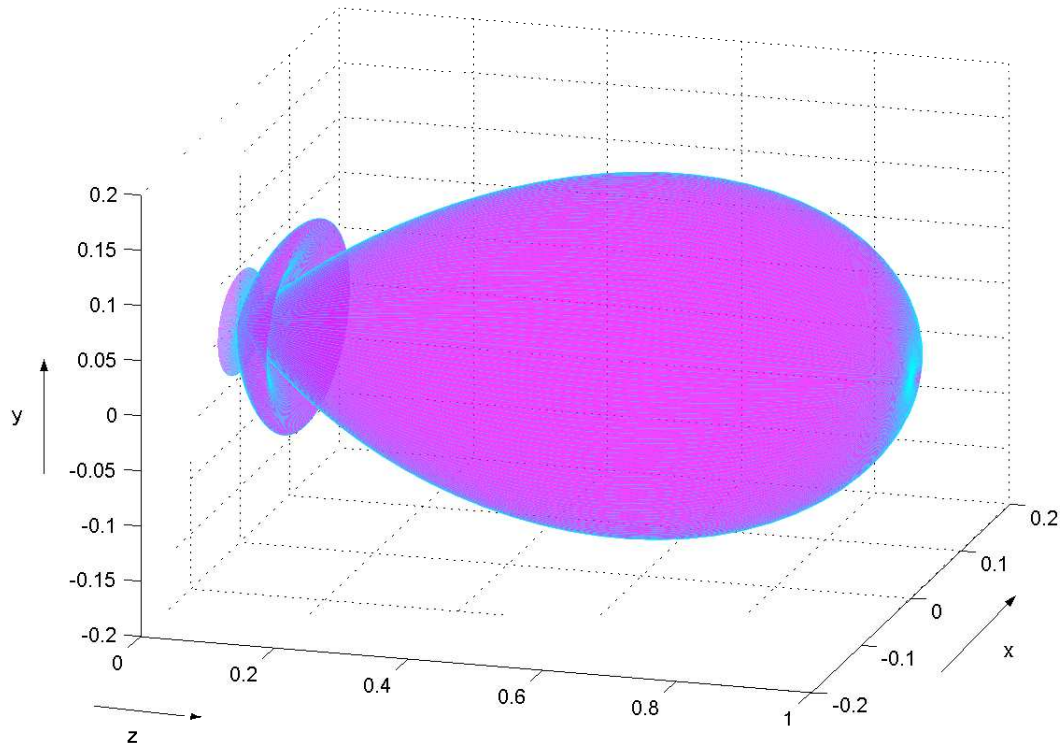


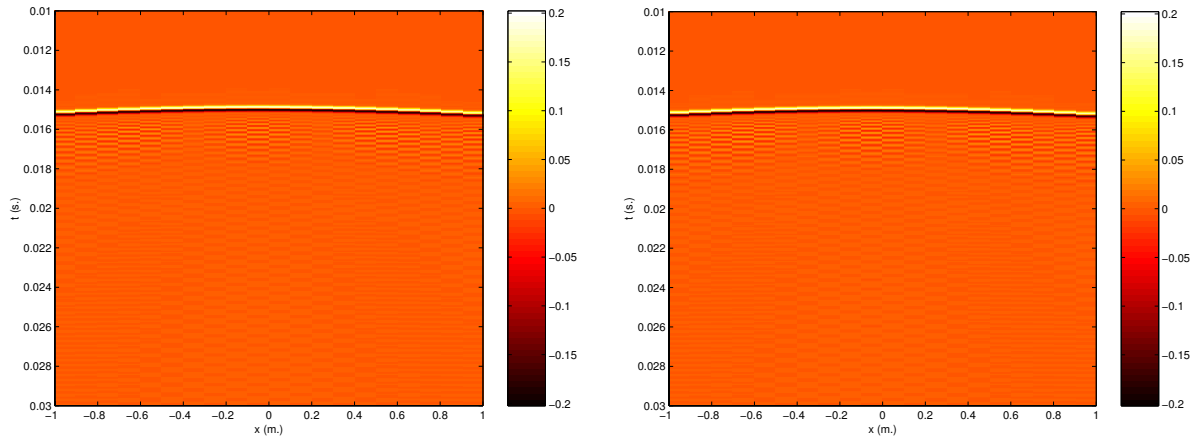
FIG. 4.13 - Source directive: Exemple de diagramme de directivité (cf. Equ. 4.33)

étaient interprétées au niveau perceptif comme un élargissement de la source. Le second effet du repliement de spectre réside dans les phénomènes de détimbrage du spectre temporel des sources [Start, 1997]. Le champ interférentiel généré par le repliement spectral et qui vient se superposer au front d'onde provoque des effets de filtrage en peigne qui modifient le spectre temporel de la source virtuelle. Le phénomène est d'autant plus sensible qu'il dépend de la position de la source primaire et de l'auditeur, c'est-à-dire que les colorations du timbre varient dès que la source ou l'auditeur se déplace. Il reste qu'en présence d'un effet de salle, la perception de ces phénomènes d'élargissement de source et de coloration du timbre est fortement atténuée. De plus, afin de rendre moins perceptibles les effets de repliement spectral, l'équipe de l'U.T.D. a proposé d'introduire des retards aléatoires entre les signaux émis par les différentes sources secondaires pour les hautes fréquences uniquement, de façon à détruire la périodicité du champ interférentiel créé par le phénomène de repliement spectral (cf. Fig. 4.12) [Start, 1997]. Ces tests d'écoute indiquent que cette méthode permet de réduire les effets de coloration, et surtout qu'elle contribue à rendre les modifications spectrales moins sensibles lorsque la source primaire ou l'auditeur se déplacent. Il existe une autre approche pour réduire le phénomène de repliement spectral. De portée plus générale, elle s'inspire du concept de *filtre anti-repliement* visant à limiter le support du spectre spatial afin de minimiser le chevauchement des motifs adjacents. Nous allons nous y intéresser à présent.

4.3.2 Filtre Anti-repliement

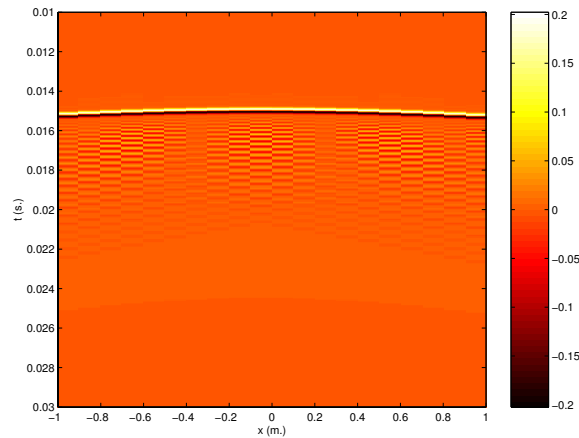
L'analyse des propriétés des spectres spatiaux effectuée à la section 4.2 établit que, pour réduire la taille du support du spectre spatial d'un champ sonore, on peut jouer sur:

- le spectre temporel $[f_{min}, f_{max}]$ des signaux émis en abaissant la valeur de la fréquence de coupure f_{max} ,
- l'incidence des ondes rayonnées à travers la directivité de la source primaire ou des microphones.



(a) Source primaire directive

(b) Microphones unidirectifs



(c) Pondération spatiale du réseau

FIG. 4.14 - Onde de pression restituée par un réseau discret de sources secondaires: Limitation du support du spectre spatial en jouant sur la directivité de la source primaire, des microphones ou en appliquant une fenêtre de pondération spatiale au réseau de sources secondaires (source primaire en $s_1[0., 0., 0.]$, $f = 2$ kHz, récepteurs en $z = 5$ m., antenne rectiligne de longueur $l = 10$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 100$ sources secondaires au total, cf. Fig. 4.10, cf. Annexes E & F)

Pour un grand nombre d'applications, la bande passante $[f_{min}, f_{max}]$ s'étend à $f_{max} = 16$ ou 20 kHz. Le souci d'offrir une bande passante de qualité HIFI⁵ interdit toute diminution significative de f_{max} . Par suite, la première solution consistant à réduire le spectre temporel pour limiter le support du spectre spatial ne peut être envisagée en deçà de $f_{max} = 16$ kHz.

Il reste la seconde méthode qui vise à limiter l'incidence des ondes sur le réseau de transducteurs. La figure 4.14a illustre l'onde de pression restituée dans la même configuration que précédemment (cf. Fig. 4.10),

5. A titre indicatif, une visioconférence de haute qualité vise une bande passante de [100Hz-16kHz].

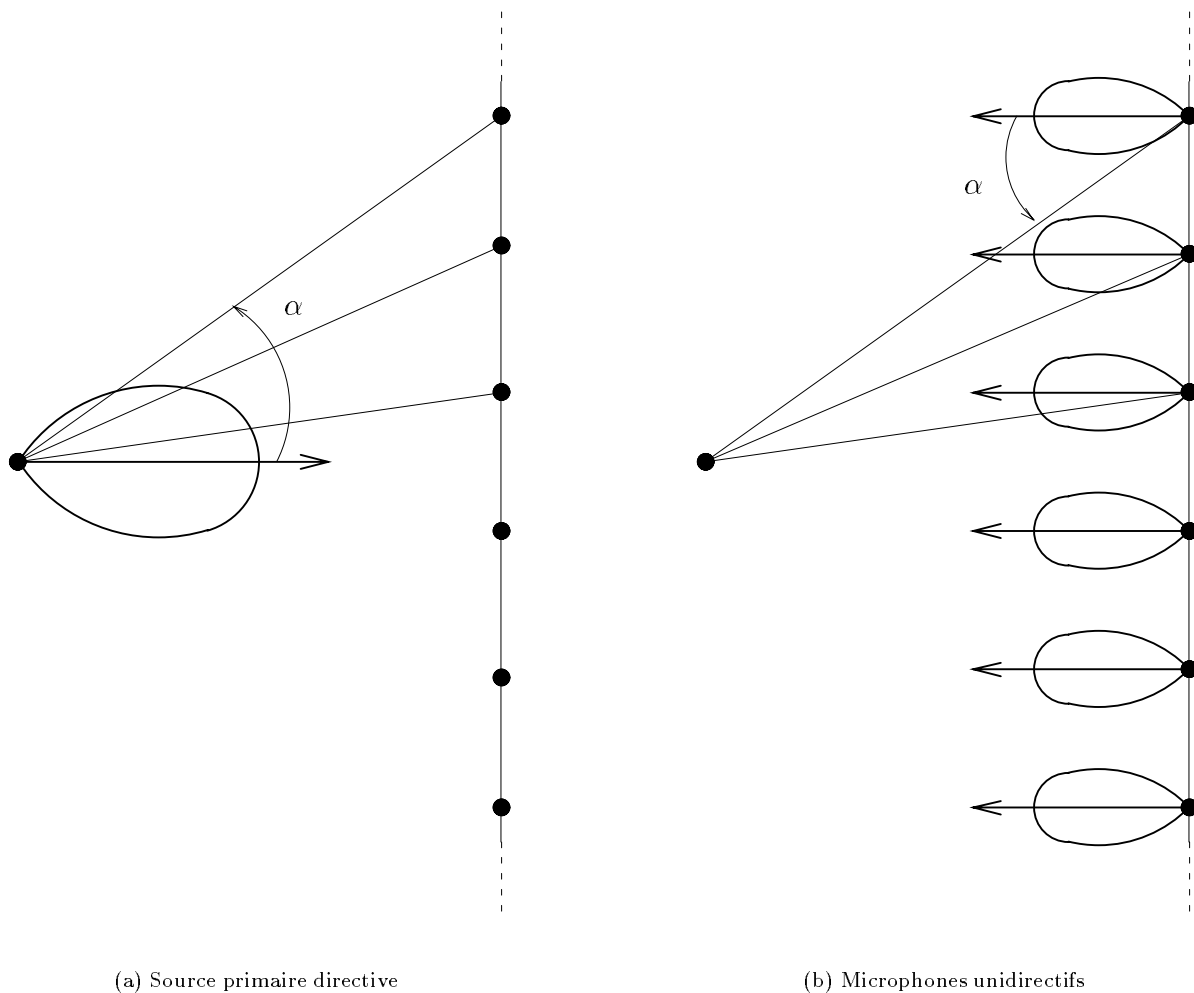


FIG. 4.15 - Equivalence entre la directivité de la source primaire et la directivité des microphones

lorsque la source primaire possède une directivité de la forme (cf. Fig. 4.13):

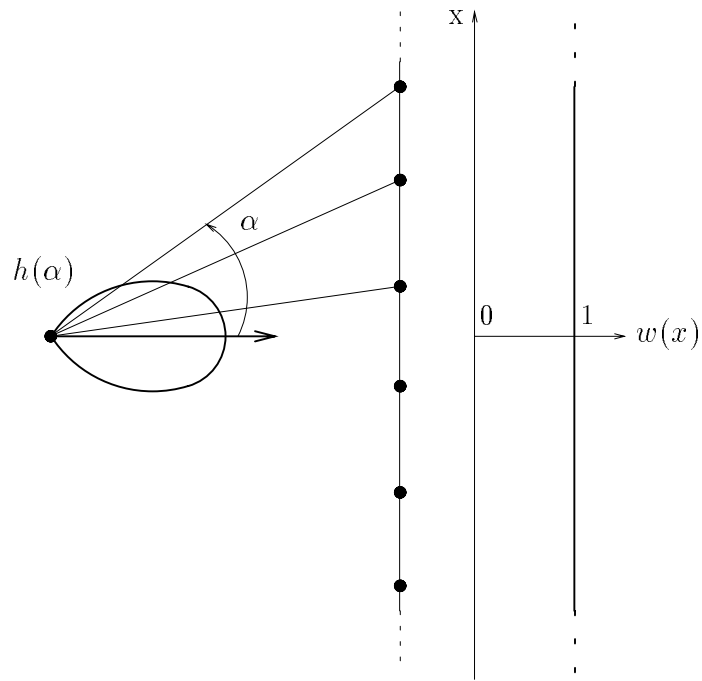
$$h(\varphi, \theta) = 2 \frac{J_1(m \sin \theta)}{m \sin \theta} \quad (4.33)$$

où la fonction J_1 désigne la fonction de Bessel de première espèce d'ordre 1. Le paramètre m contrôle la largeur du lobe de directivité de la source et il est lié à l'angle α_{max} définissant l'angle pour lequel la fonction de directivité présente son premier zéro par la relation:

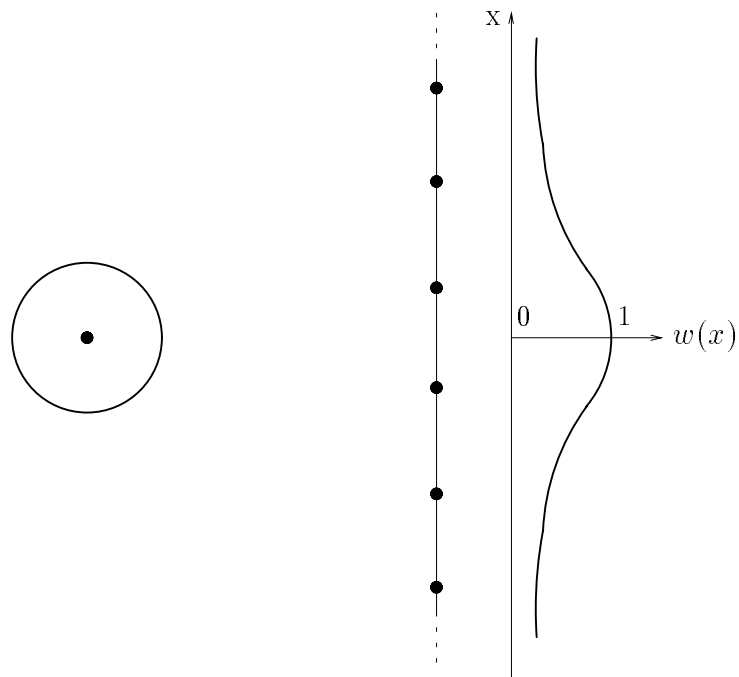
$$m = \frac{3.83}{\sin \alpha_{max}} \quad (4.34)$$

On vérifie que le champ interférentiel est atténué par rapport à une source omnidirective (cf. Fig. 4.12b). Cependant, il faut être conscient que, dans une situation réelle, il n'est a priori pas possible d'imposer une directivité aux sources primaires, sauf si on applique le concept de source notionnelle à la prise de son, auquel cas la propagation entre la source primaire et les récepteurs est simulée, ce qui permet d'imposer une directivité arbitraire aux sources primaires.

Une solution alternative consiste à utiliser des microphones unidirectifs au lieu de microphones bidirectifs. Il est en effet équivalent de limiter l'incidence des ondes à l'émission, au niveau de la pression rayonnée par



(a) Source primaire directive



(b) Pondération spatiale du réseau

FIG. 4.16 - Equivalence entre la directivité de la source primaire et une pondération spatiale du réseau de sources secondaires

la source primaire, ou à la réception, au niveau de l'onde captée par les microphones (cf. Fig. 4.15). La figure 4.14b reproduit l'onde de pression synthétisée par l'antenne rectiligne de $N = 100$ haut-parleurs, lorsque le rayonnement de la source primaire est omnidirectionnel et que des microphones unidirectionnels, dont la fonction de directivité est donnée par l'équation 4.33, sont utilisés à la prise de son pour limiter le support du spectre spatial du champ enregistré. On observe que le champ interférentiel dû au repliement de spectre est bien atténué.

Par ailleurs, au cours du chapitre précédent, on a déjà mentionné l'équivalence entre la directivité de la source primaire et une pondération spatiale du réseau, pourvu que cette pondération soit assujettie à la position de la source primaire (cf. Fig. 4.16). Une dernière solution pour limiter le support du spectre spatial consiste donc à appliquer une fenêtre de pondération spatiale au réseau de sources secondaires. La figure 4.14c représente l'onde de pression restituée par l'antenne rectiligne pondérée par la fonction:

$$w(x) = \cos\left(\frac{2\pi x}{L}\right) \text{Rect}\left(\frac{2x}{L}\right) \quad (4.35)$$

où la fonction $\text{Rect}(x)$ représente la fonction Rectangle définie par:

$$\text{Rect}(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } |x| < \frac{1}{2} \\ 0 & \text{si } |x| > \frac{1}{2} \end{cases} \quad (4.36)$$

et le paramètre L désigne la longueur de l'antenne:

$$L = (N - 1) \Delta$$

On a considéré une source primaire omnidirectionnelle et des microphones bidirectionnels. On constate que la pondération du réseau permet bien de minimiser le champ interférentiel de repliement spectral.

4.4 Processus d'interpolation spatiale

La théorie du traitement du signal nous enseigne qu'une fois échantillonné, un signal peut être reconstitué sous forme continue par un processus d'*interpolation*. Dans le cas présent, l'expression de la pression \hat{p} restituée par un réseau discret de sources secondaires est donnée par (cf. Equ. 4.5):

$$\hat{p}(\vec{r}) = [g_1 * p_{1_e}](\vec{r}) - [g_2 * p_{2_e}](\vec{r}) \quad (4.37)$$

On est frappé par le fait que le signal de pression \hat{p} est de nature *continue*, alors même qu'*aucune procédure d'interpolation n'intervient explicitement* entre la prise de son où s'effectue l'échantillonnage de l'onde primaire et la restitution par les haut-parleurs. L'interpolation spatiale est néanmoins réalisée de manière implicite à travers le rayonnement des sources secondaires.

En termes de traitement du signal, l'interpolation spatiale correspond à [Max & coll., 1985]:

- dans le domaine des coordonnées d'espace (x, y) : *convoluer la pression échantillonnée p_{0_e} par un sinus cardinal*,
- dans le domaine dual des pulsations spatiales (χ_x, χ_y) : *filtrer la pression par un filtre Passe-Bas afin d'éliminer les motifs spectraux dupliqués par la périodisation et ainsi isoler le motif original du spectre de la pression*.

Or, si on applique une transformée de Fourier à l'équation 4.37, les produits de convolution deviennent des produits simples et il vient:

$$\hat{P}(\vec{\chi}) = G_1(\vec{\chi}) P_{1_e}(\vec{\chi}) - G_2(\vec{\chi}) P_{2_e}(\vec{\chi}) \quad (4.38)$$

On se rend compte que la convolution des signaux de pression p_{1_e} et p_{2_e} par les fonctions de Green g_1 et g_2 — qui décrivent le processus de propagation entre les sources secondaires et le point d'écoute — correspond dans le domaine dual des pulsations spatiales $\vec{\chi}(\chi_x, \chi_y)$ à filtrer leur spectre par un filtre dont la fonction de transfert est défini par les spectres G_1 et G_2 des deux fonctions de Green. Le spectre de G_1 n'est autre

que celui de l'onde sphérique. Il est donné par l'équation 4.18 et on sait qu'en première approximation son support se limite à un disque de rayon $\chi = k_{max}$ où k_{max} est le nombre d'onde associé à la fréquence maximale émise par le monopôle. Quant à G_2 , sans effectuer le calcul, on devine que son comportement est similaire, attendu que g_1 et g_2 ne diffèrent fondamentalement que par une fonction de directivité. Par suite, les filtres que définissent les spectres G_1 et G_2 sont des *filtres Passe-Bas* qui vont limiter les spectres P_{1_e} et P_{2_e} des signaux de pression échantillonnés à un disque de rayon :

$$\chi_c = k_{max} \quad (4.39)$$

Les fonctions de Green effectuent donc indirectement un filtrage Passe-Bas qui, bien qu'imparfait, permet d'isoler dans les spectres périodisés le motif principal. Ainsi la propagation entre les sources secondaires et le point d'écoute réalise bien un processus d'interpolation qui reconstitue le signal de pression continu p à partir de la pression échantillonnée p_e .

La fréquence de coupure imposée par les fonctions de transfert G_1 et G_2 associées aux fonctions de Green est déterminée par la fréquence maximale f_{max} du spectre temporel des sources secondaires. Cependant, si, au lieu de sources omnidirectives, des sources *unidirectives* sont considérées, de telle sorte que l'incidence des ondes rayonnées par les sources secondaires soit limitée à un angle $\alpha_{max} < 90^\circ$, la fréquence de coupure est abaissée à :

$$\chi_c = k_{max} \sin \alpha_{max} \quad (4.40)$$

Il est ainsi possible de contrôler la fréquence de coupure du filtre d'interpolation que constituent les fonctions de Green en jouant non seulement sur l'étendue de leur *spectre temporel*, mais aussi sur leur *directivité*.

Toutefois, il faut avoir présent à l'esprit que cette fréquence de coupure n'est aucunement liée à la fréquence de coupure du filtre d'interpolation idéal. Cette dernière, encore appelée *fréquence de Nyquist*, est fixée par le pas d'échantillonnage Δ :

$$\chi_{c_0} = \frac{\pi}{\Delta} \quad (4.41)$$

Pour faire coïncider les deux fréquences de coupure, il faut agir sur le bande passante temporelle ou la directivité des sources secondaires jusqu'à ce que :

$$\chi_c = \chi_{c_0} \quad \Leftrightarrow \quad f_{max} \sin \alpha_{max} = \frac{c}{2\Delta} \quad (4.42)$$

Le respect de cette condition garantit qu'un seul motif des spectres spatiaux périodiques P_{1_e} et P_{2_e} des signaux de pression est conservé dans la pression restituée par les sources secondaires. Sinon, dans le cas où :

$$\chi_c > \chi_{c_0}$$

le spectre de l'onde synthétisée par les sources secondaires comprend non seulement le motif principal, mais aussi une fraction d'un motif adjacent, voire plusieurs motifs. Cette situation se rencontre lorsque, afin de tirer profit de la directivité de la source primaire, on choisit d'appliquer un pas d'échantillonnage inférieur à la valeur critique (correspondant à la demi-longueur d'onde), tel que :

$$\frac{\lambda}{2} < \Delta < \frac{\lambda}{2 \sin \alpha_{max}}$$

Par exemple, considérons une source primaire dont l'angle maximal d'émission vaut 30° (cf. Equ. 4.33 & 4.34). La condition de Shannon impose alors un pas d'échantillonnage :

$$\Delta < \frac{\lambda}{2 \sin \alpha_{max}} = 34 \text{ cm}$$

En échantillonnant le signal de pression avec un pas de $\Delta = 25 \text{ cm}$, on est donc assuré d'éviter le repliement de spectre. Or, sur la figure 4.17a, qui reproduit l'onde de pression synthétisée à la fréquence $f = 1 \text{ kHz}$ par une antenne rectiligne de $N = 100$ sources secondaires espacées de $\Delta = 0.25 \text{ m}$, on met en évidence une erreur de reconstruction, alors même que le critère de Shannon est vérifié. Le front d'onde est suivi d'une

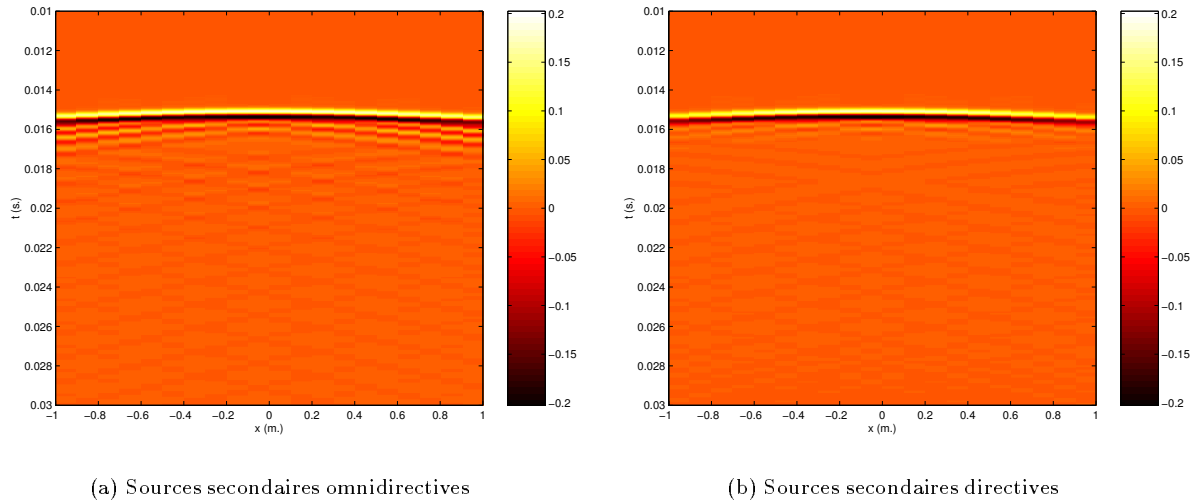


FIG. 4.17 - Onde de pression restituée par un réseau discret de sources secondaires: Erreur d'interpolation spatiale lorsque $\chi_c > \chi_{c_0}$ et Correction par la directivité des sources secondaires (source primaire en $s_1[0., 0., 0.]$, $f = 1$ kHz, récepteurs en $z = 5$ m., antenne rectiligne de longueur $l = 10$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 100$ sources secondaires au total, cf. Fig. 4.10, cf. Annexes E & F)

onde résiduelle qui rappelle l'erreur d'aliasing, mais qui résulte ici d'une erreur d'interpolation liée à une fréquence de coupure trop élevée:

$$\chi_c = k_{max} = 18.5$$

Or, une interpolation idéale requerrait une fréquence de coupure égale à:

$$\chi_c = \frac{\pi}{\Delta} = 12.6$$

Le signal d'erreur correspond donc aux deux motifs adjacents situés de part et d'autre du motif principal et qui ne sont pas éliminés par l'interpolation réalisée par les sources secondaires. La fréquence de coupure χ_c peut être abaissée en utilisant des sources secondaires directives au lieu de sources omnidirectives. La figure 4.17b illustre l'onde de pression synthétisée par des sources secondaires directives dans la même configuration que précédemment. On observe que l'onde résiduelle d'erreur a presque disparu: la directivité des sources secondaires a bien permis de minimiser la présence des motifs adjacents.

En conséquence, même si l'interpolation spatiale de la pression rayonnée s'effectue de façon implicite, il faut néanmoins s'assurer qu'elle s'effectue correctement du point de vue des fréquences de coupure. Cependant, vérifier la condition:

$$\chi_c = \chi_{c_0}$$

conduit à réduire la bande passante à la fois temporelle et spatiale de l'onde restituée dans des limites qui ne permettent pas de préserver la qualité de la reproduction. En pratique, comme pour le filtre d'anti-repliement, on cherchera donc à maintenir un spectre temporel étendu en privilégiant le contrôle de la directivité des sources secondaires pour abaisser la fréquence de coupure χ_c , mais on se contentera de minimiser l'effet des motifs adjacents en diminuant la valeur de χ_c sans imposer systématiquement qu'elle soit égale à χ_{c_0} .

Des travaux menés au laboratoire de l'U.T.D. suggèrent de synthétiser des sources directives en regroupant les haut-parleurs du réseau en sous-antennes [Start, 1997]. L'intérêt de cette approche réside dans le fait que, si les haut-parleurs constituant chaque sous-antenne sont pondérés selon un sinus cardinal, on est capable de réaliser une source dont le spectre spatial coïncide avec le filtre Passe-Bas d'interpolation idéal et on s'affranchit ainsi parfaitement de l'influence des motifs périodiques de la pression échantillonnée. La mise en œuvre de cette méthode a donné de bons résultats, mais l'approche présente l'inconvénient d'augmenter le

nombre de haut-parleurs. De plus, si les haut-parleurs sont espacés de Δ , le pas d'échantillonnage effectif est doublé en raison du regroupement des haut-parleurs en sous-antenne.

4.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre, l'influence de la discrétisation du réseau de sources secondaire a été étudiée. Le problème a été formulé en termes d'*échantillonnage spatial* de l'onde de pression acoustique, ce qui a permis de relier la problématique aux propriétés de l'échantillonnage classique, telles que le *critère de Shannon* pour le choix du pas d'échantillonnage, le *repliement spectral* et le processus d'*interpolation*.

Dans le cas d'un réseau discret de sources secondaires, le pas d'échantillonnage est imposé par les dimensions des transducteurs qui déterminent l'espacement minimal. Avec les haut-parleurs disponibles actuellement, il est pratiquement impossible d'obtenir un espacement inférieur à 10 centimètres. Par suite, la condition de Shannon ne peut être vérifiée dans les hautes fréquences et on est confronté à des phénomènes de repliement de spectre spatial. Outre le repliement de spectre, la discrétisation du réseau pose la question de l'interpolation spatiale du champ sonore, puisque ce dernier, une fois qu'il est échantillonné, est reconstitué sous forme continue par les sources secondaires. Ainsi, le champ restitué par un réseau discret présente deux sources d'erreur :

- le repliement spectral à la prise de son,
- l'interpolation spatiale à la restitution.

Pour les corriger, on a introduit le concept de *filtre spatial* destiné à limiter le support du spectre spatial des signaux de pression enregistrés ou restitués : filtre anti-repliement à la prise de son et filtre d'interpolation à la restitution. En pratique, ce filtrage peut être réalisé en contrôlant le spectre temporel et la directivité des sources — directivité des sources primaires (ou par équivalence directivité des microphones) à la prise de son et directivité des sources secondaires à la restitution —, puisque le support du spectre spatial d'une source dépend à la fois de la fréquence et de l'incidence des ondes qu'elle rayonne. Afin de préserver l'étendue de la bande passante temporelle, on privilégie le contrôle de la directivité. Une correction idéale impose néanmoins une limitation trop restrictive du spectre spatial. Pour cette raison, on préfère souvent une correction imparfaite offrant une reconstruction exacte dans les basses fréquences ($f < 1.5$ kHz) en tolérant une erreur pour la restitution des hautes fréquences ($f > 1.5$ kHz) [Start, 1997], dans la mesure où des études psychoacoustiques indiquent que la perception des sources virtuelles, notamment en termes de localisation auditive, est dominée par les composantes des basses fréquences.

Références Bibliographiques

- BLAUERT JENS. (1983). *Spatial Hearing: The Psychophysics of Human Sound Localization*. The MIT Press, Cambridge, Massachusetts.
- BRUNEAU M. (1983). *Introduction aux théories de l'acoustique*. Université du Maine, Le Mans.
- HUMBERT E. (1997). Un procédé à ultrasons révolutionne la reproduction sonore. *Electronique Internationale*, **261**(Avril), pp. 26.
- JOHNSON D.H. & DUDGEON D.E. (1993). *Array Signal Processing: Concepts and Techniques*. Prentice Hall.
- MAX J. & COLL. (1985). *Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques*. Masson, Paris.
- NELSON P.A. (1994). Active Control of Acoustic Fields and the Reproduction of Sound. *J. Sound Vib.*, **177**(4), pp. 447-477.
- START E. (1997). *Direct Sound Enhancement by Wave Field Synthesis*. Ph.D. Thesis, Faculty of Applied Physics, Delft, Pays-Bas.

Table des Illustrations

4.1	Discrétisation de la distribution de sources secondaires: Maillage de la surface $\partial\Omega_0$	182
4.2	Système de coordonnées associé à la surface $\partial\Omega_0$	184
4.3	Spectre spatial d'une onde plane $p_0(\vec{r}) = a_p e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}}$: Représentation symbolique d'une distribution de Dirac en $\vec{\chi}(k_x = -0.5, k_y = 0.25)$	186
4.4	Décomposition d'un front d'onde sphérique en une infinité de fronts d'ondes planes élémentaires	188
4.5	Spectre spatial d'une onde sphérique $p_0(\vec{r}) = a_s \frac{e^{jk_r r}}{4\pi r}$ ($k = 1, z_0 = 25$)	190
4.6	Echantillonnage spatial de la pression p_0 : Périodisation du spectre $P_0(\chi_x, \chi_y)$	191
4.7	Coordonnées sphériques pour le vecteur d'onde \vec{k}	193
4.8	Pas d'échantillonnage et incidence de l'onde plane	193
4.9	Directivité d'une source et spectre spatial	195
4.10	Simulation du phénomène de repliement spectral: Configuration de la source primaire, des sources secondaires et des récepteurs	198
4.11	Onde de pression restituée par un réseau discret de sources secondaires à la fréquence $f_1 = 500$ Hz $< f_{al}$: Absence de phénomène d'aliasing (source primaire en $s_1[0., 0., 0.]$, récepteurs en $z = 5$ m., antenne rectiligne de longueur $l = 10$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 100$ sources secondaires au total, cf. Fig. 4.10, cf. Annexes E & F)	199
4.12	Onde de pression restituée par un réseau discret de sources secondaires à la fréquence $f_2 = 2$ kHz $> f_{al}$: Mise en évidence du phénomène d'aliasing (source primaire en $s_1[0., 0., 0.]$, récepteurs en $z = 5$ m., antenne rectiligne de longueur $l = 10$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 100$ sources secondaires au total, cf. Fig. 4.10, cf. Annexes E & F)	199
4.13	Source directive: Exemple de diagramme de directivité (cf. Equ. 4.33)	200
4.14	Onde de pression restituée par un réseau discret de sources secondaires: Limitation du support du spectre spatial en jouant sur la directivité de la source primaire, des microphones ou en appliquant une fenêtre de pondération spatiale au réseau de sources secondaires (source primaire en $s_1[0., 0., 0.]$, $f = 2$ kHz, récepteurs en $z = 5$ m., antenne rectiligne de longueur $l = 10$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 100$ sources secondaires au total, cf. Fig. 4.10, cf. Annexes E & F)	201
4.15	Équivalence entre la directivité de la source primaire et la directivité des microphones . .	202
4.16	Équivalence entre la directivité de la source primaire et une pondération spatiale du réseau de sources secondaires	203
4.17	Onde de pression restituée par un réseau discret de sources secondaires: Erreur d'interpolation spatiale lorsque $\chi_c > \chi_{c_0}$ et Correction par la directivité des sources secondaires (source primaire en $s_1[0., 0., 0.]$, $f = 1$ kHz, récepteurs en $z = 5$ m., antenne rectiligne de longueur $l = 10$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 100$ sources secondaires au total, cf. Fig. 4.10, cf. Annexes E & F)	206

Chapitre 5

Troncature Spatiale

*Olim lacus colueram,
olim pulcher extiteram,
dum cignus ego fueram.*

*Miser, miser!
modo niger
et ustus fortiter!*

*(Jadis j'habitais le lac,
jadis j'avais belle allure
quand j'étais cygne.*

*Hélas, Hélas!
maintenant noir
et solidement rôti je me fais!)*

Carmina Burana - Chants profanes de Carl Orff

Sommaire

5.1	Analyse du phénomène	217
5.1.1	Troncature de la distribution de sources secondaires	217
5.1.2	Lien avec l'intégrale de Rayleigh	219
5.1.3	Deux interprétations du phénomène de troncature	221
	Troncature spatiale	222
	Diffraction	227
5.1.4	Modélisation de l'erreur de troncature par l'intégrale de Rubinowicz	230
	Intégrale de diffraction de Rubinowicz	230
	Application au calcul de l'erreur de troncature	236
	Source de Rubinowicz	237
	Contour de la fenêtre de diffraction virtuelle	242
5.1.5	Influence de la troncature sur le champ restitué	242
5.2	Quantification de l'effet de troncature	247
5.2.1	Critère d'erreur de troncature	247
5.2.2	Cas d'un réseau rectiligne de sources secondaires: Notions de troncature verticale et de troncature horizontale	247
5.2.3	Troncature verticale vs Troncature horizontale: Quantification de leurs effets	250
5.2.4	Conclusion	254
5.3	Solutions pour réduire l'effet de troncature	254
5.3.1	Annulation de l'onde diffractée par des sources de Rubinowicz	254
	Principe	254
	Implémentation d'une source de Rubinowicz	259
	Positionnement des sources de Rubinowicz	264
	Concept de source de Rubinowicz virtuelle	266
	Méthodes alternatives aux sources de Rubinowicz	267
5.3.2	Annulation de l'onde diffractée par des sources de Fresnel	267
	Calcul du signal d'erreur de troncature à partir d'un problème de Rayleigh	267
	Approximation de Fresnel	270
	Sources de Fresnel	271
5.3.3	Approximation de la Phase Stationnaire (troncature verticale)	272
	Lien entre l'approximation de la Phase Stationnaire et la troncature du réseau de sources secondaires	272
	Lien entre l'approximation de la Phase Stationnaire et les sources de Rubinowicz	273
	Mise en œuvre d'une correction moyenne	276
5.3.4	Fenêtre de pondération spatiale (troncature horizontale)	277
5.4	Conclusion	280
	Références Bibliographiques	283

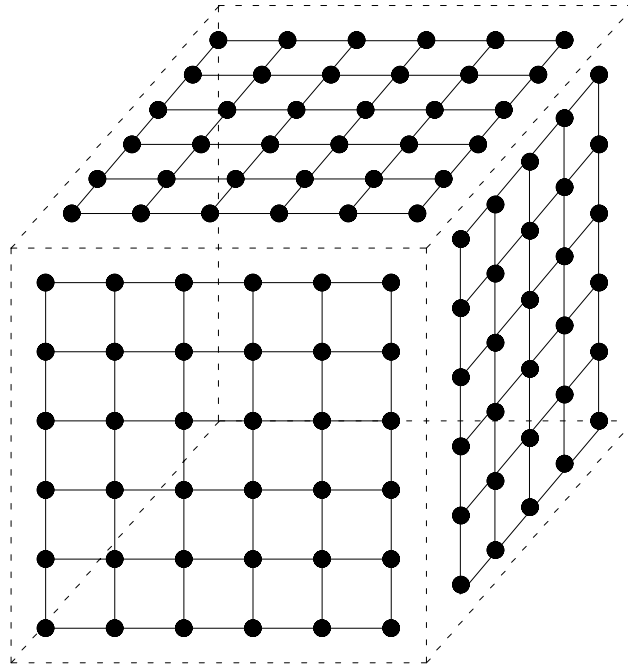


FIG. 5.1 - Reproduction d'un champ sonore par des sources secondaires distribuées sur une surface fermée (cas d'un cube)

5.1 Analyse du phénomène

5.1.1 Troncature de la distribution de sources secondaires

Dans l'intégrale de Kirchhoff-Helmholtz, le champ acoustique est reproduit par une distribution de sources secondaires réparties sur une surface fermée qui limite l'espace de restitution (cf. 3.2). Comme il s'agit d'une surface fermée, le nombre de sources secondaires est fini, mais il croît avec l'étendue de la zone de restitution et, pour une zone d'écoute de taille raisonnable, il atteint rapidement des valeurs prohibitives, compte tenu de la contrainte sur l'espacement minimal des sources imposé par l'aliasing spatial. Pour reproduire des fréquences élevées, l'espacement entre les sources doit en effet être très faible, ce qui accroît la densité des sources secondaires sur la surface. Par exemple, si l'espace de restitution est représenté par un cube de 2 mètres de côté, près de 900 sources secondaires sont nécessaires pour couvrir la surface du cube et garantir la reconstruction du champ sonore pour une fréquence maximale $f_{max} = 1$ kHz (cf. Fig. 5.1). Comme chaque source secondaire est composée d'un monopôle et d'un dipôle, le dispositif requerrait en réalité le double de transducteurs, à la prise et à la restitution du son. De plus, à chaque doublement de la fréquence maximale, le nombre de sources est quadruplé.

Pour réduire le nombre total de sources, on est donc contraint de tronquer la distribution de sources secondaires. Cependant cette troncature ne doit pas être effectuée de façon arbitraire. Il est en effet judicieux de prendre en compte les éventuelles relations entre les différentes sources, concernant notamment la redondance entre les sources secondaires, ainsi que leur poids relatif dans le travail de reconstruction, à partir des résultats de l'étude menée au chapitre 3 (cf. section 3.4.2).

Pour illustrer cette démarche, considérons un espace de restitution représenté par un cube dont les surfaces sont identifiées par un numéro (cf. Fig. 5.2). On suppose que la source primaire appartient exclusivement au demi-espace limité par la face 1 du cube (cf. Fig. 5.2). Cette hypothèse est parfaitement justifiée dans le contexte de la visioconférence, étant donné que les sources sonores, c'est-à-dire les personnes présentes dans la salle distante, sont censées être situées derrière l'écran vidéo (cf. Chapitre 1). A partir des conclusions de l'étude menée au paragraphe 3.4.2, il est facile de prévoir les contributions relatives des différentes faces du

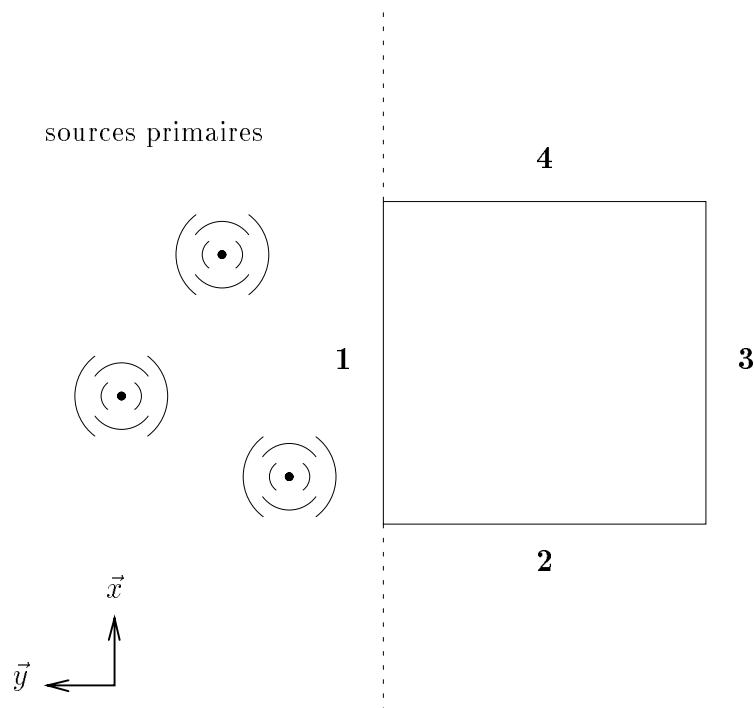
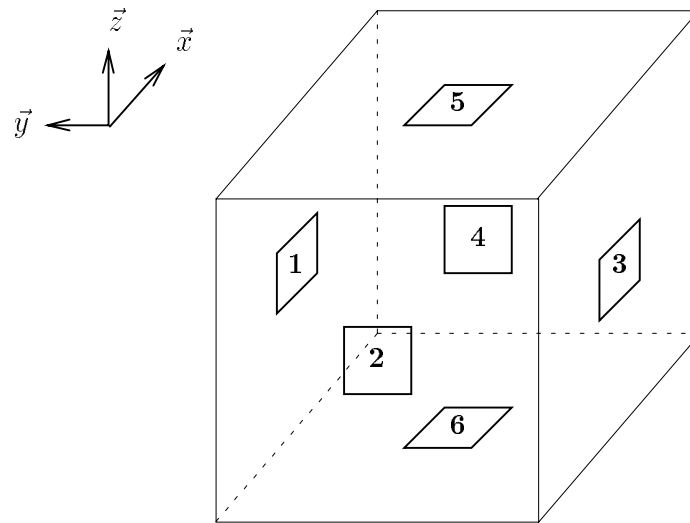


FIG. 5.2 - Numérotation des faces du cube

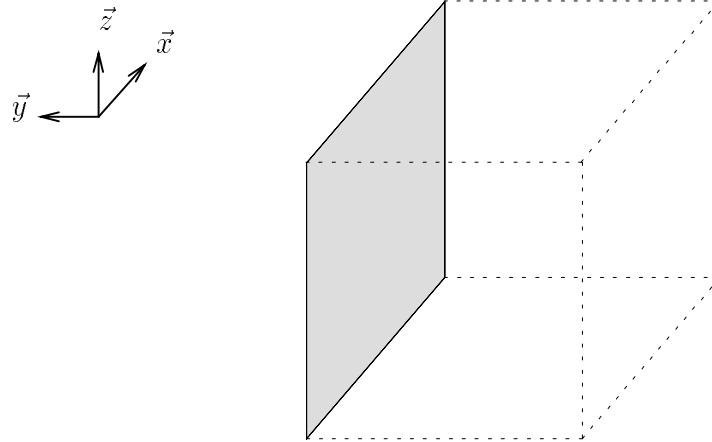


FIG. 5.3 - Troncature de la distribution de sources secondaires de Kirchhoff (seule la face 1 du cube est conservée)

cube dans cette configuration:

- la face 1 apporte la contribution *prépondérante*,
- la contribution de la face 3 est *nulle*,
- les faces 2, 4, 5 et 6 ne contribuent pas directement au travail de reconstruction du champ sonore: leurs rôles se bornent uniquement à *annuler l'onde diffractée* générée par les arêtes qui limitent la face 1.

Par suite, des 6 faces du cube, seule la face 1 peut être conservée en première approximation (cf. Fig. 5.3). De plus, si l'on compare les contributions respectives des monopôles et des dipôles de cette face, on constate que les deux types de sources contribuent de façon équivalente: les ondes émises sont égales, de telle sorte qu'un seul type de sources (monopôle ou dipôle) suffit. Dans ces conditions, il est possible de substituer à l'ensemble des sources secondaires réparties sur les 6 faces du cube un réseau planaire constitué exclusivement de sources monopolaires ou dipolaires.

Le nombre total de sources secondaires se trouve ainsi divisé par un facteur 12: si l'on reprend l'exemple précédent, la distribution de sources secondaires formant cette fois un carré de 2 mètres de côté, la reconstruction d'un champ acoustique pour une fréquence maximale de $f_{max} = 1$ kHz ne requiert plus que 150 monopôles au lieu de 900 monopôles et 900 dipôles, ce qui représente un gain très appréciable.

Il faut noter que cette simplification n'est possible que sous l'hypothèse où les sources primaires restent confinées à l'intérieur d'un demi-espace (le demi-espace en regard de la face 1). Si les sources primaires peuvent occuper tout l'espace autour de l'auditeur, les faces 1 à 4 sont nécessaires. Si, en outre, elles peuvent être situées au dessus ou au dessous de lui, les faces 5 et 6 sont aussi requises. En d'autres termes, la troncature de la distribution de sources secondaires est subordonnée à la position des sources primaires, plus précisément à l'étendue de l'espace où elles sont susceptibles d'évoluer. Plus cet espace est important, plus les possibilités de troncature sont limitées.

5.1.2 Lien avec l'intégrale de Rayleigh

Après simplification, la distribution de sources secondaires de Kirchhoff se réduit à un carré vertical: ce résultat peut être relié à l'intégrale de Rayleigh. En effet, compte tenu des contraintes sur la position des sources primaires, les intégrales de Kirchhoff et Rayleigh proposent deux solutions alternatives pour reproduire le champ acoustique primaire. Puisque l'espace des sources primaires se limite au demi-espace infini indiqué sur la figure 5.2, il est possible d'appliquer à notre problème une des intégrales de Rayleigh au lieu de l'intégrale de Kirchhoff. En ce cas, l'onde sonore émise par les sources primaires est reproduite par un *plan vertical de monopôles* (Intégrale de Rayleigh I) ou de *dipôles* (Intégrale de Rayleigh II). Ce plan est

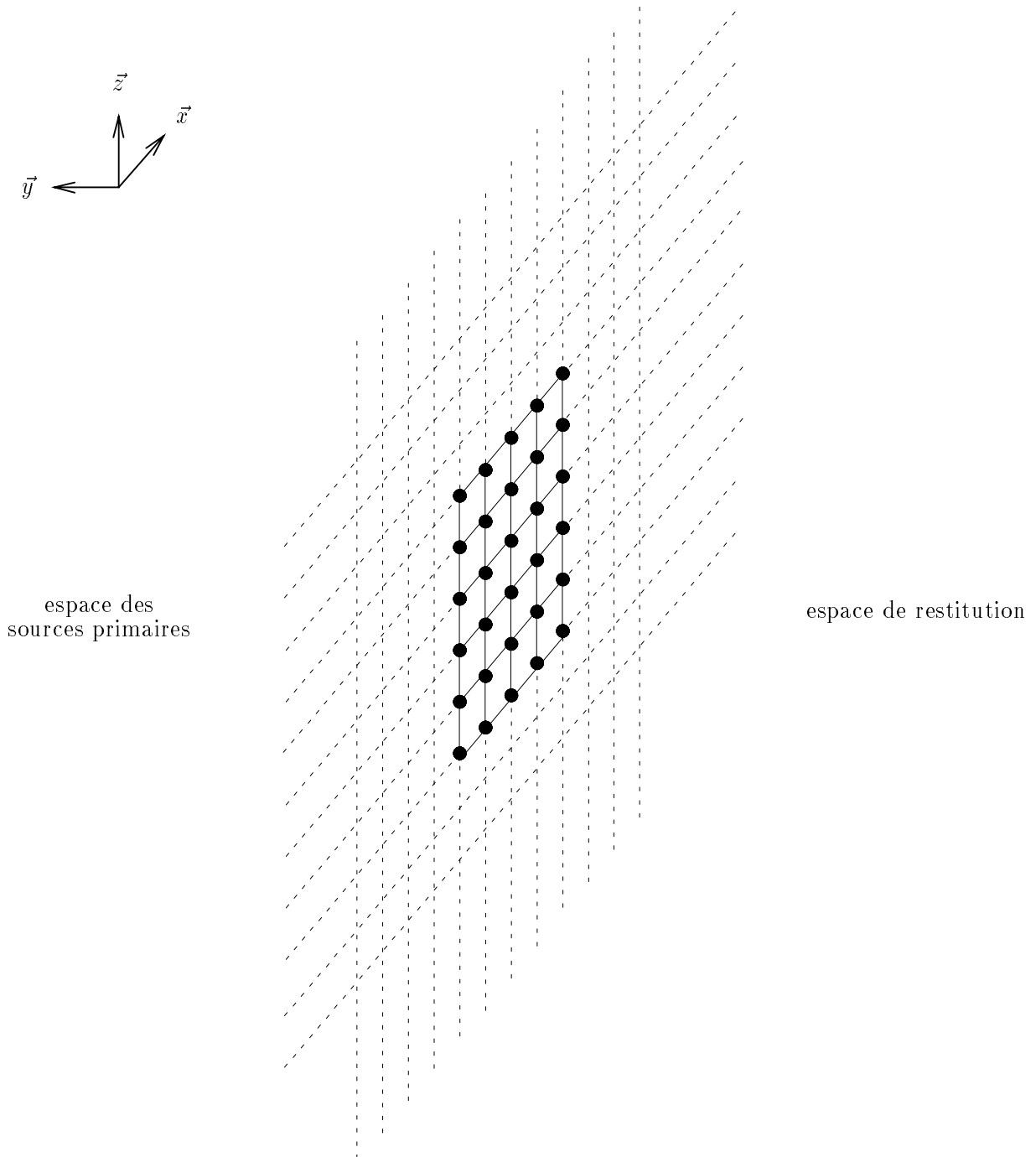


FIG. 5.4- Reproduction d'un champ sonore par un plan infini de sources secondaires (Intégrales de Rayleigh)

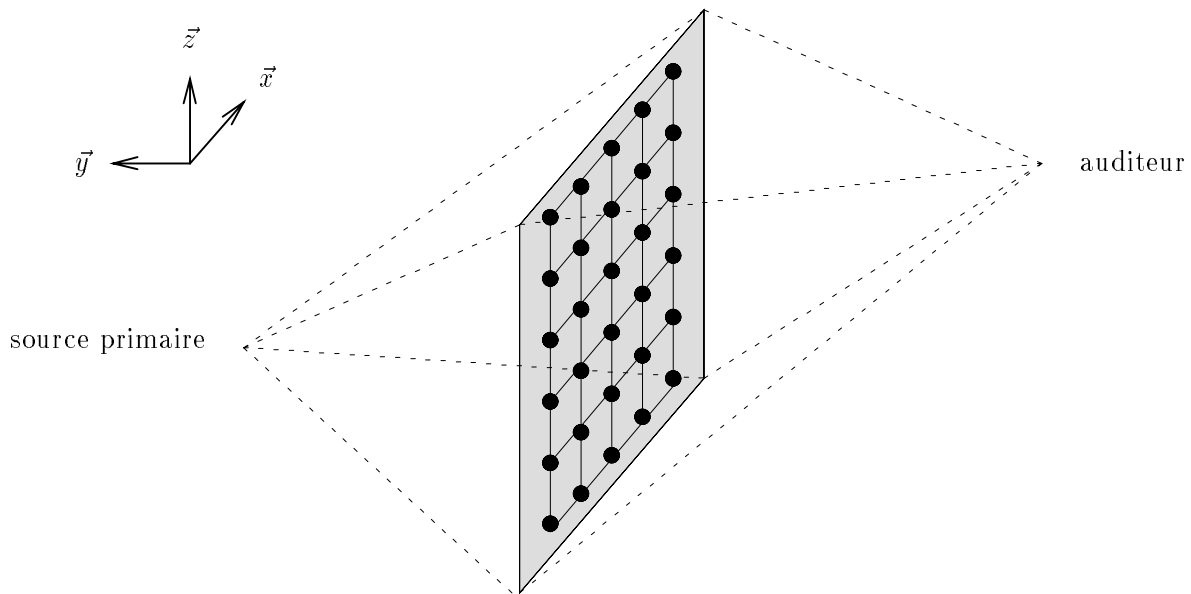


FIG. 5.5 - Reproduction par un plan fini de sources secondaires (approche de Rayleigh avec troncature)

défini par la face 1 du cube considéré précédemment (cf. Fig. 5.2 & 5.4). Il faut noter que la reconstruction du champ acoustique ne sera exacte qu'à condition de disposer d'un *plan infini de sources*. Pour des raisons pratiques évidentes, on est contraint de *tronquer* ce plan infini afin de se ramener à un réseau fini. Par suite, le problème de troncature est *inhérent* à l'approche de Rayleigh dans la mesure où elle suppose une distribution infinie de sources, contrairement à l'approche de Kirchhoff qui considère d'emblée une distribution finie et où la troncature intervient dans le seul but de diminuer le nombre de sources secondaires.

Une fois tronqué, le réseau de sources secondaires de Rayleigh se réduit donc à un carré vertical identique à celui obtenu dans l'approche de Kirchhoff (cf. Fig. 5.3 & 5.5). La position de ce carré dans le plan vertical doit être choisie de façon à minimiser les trajets entre la source primaire, les sources secondaires et l'auditeur (cf. Théorème de la Phase Stationnaire).

A l'origine, les approches de Kirchhoff et de Rayleigh se distinguent par la géométrie de la distribution de sources secondaires et le type de transducteurs utilisés:

- pour Kirchhoff: les sources secondaires sont réparties sur une surface fermée et chacune se compose d'un monopôle et d'un dipôle,
- pour Rayleigh: elles se répartissent sur un plan vertical infini et sont constituées d'un seul type de transducteur (monopôle ou dipôle).

Néanmoins, lorsque l'on cherche à réduire le réseau de sources secondaires en ne retenant que les sources prépondérantes du point de vue du travail de reconstruction, les approches de Kirchhoff et de Rayleigh convergent vers la même solution, à savoir un réseau planaire de sources monopolaires ou dipolaires.

5.1.3 Deux interprétations du phénomène de troncature

Etant donnée l'équivalence entre les problèmes de Kirchhoff et Rayleigh, on va désormais considérer une géométrie de Rayleigh, à la fois dans un souci de clarté de l'exposé et parce que ce choix fait mieux ressortir les différentes interprétations du phénomène de troncature. Dans ces conditions, le champ sonore est reproduit par un plan vertical de sources qui théoriquement est infini, mais qui est en pratique tronqué à un carré.

Le théorème de la phase stationnaire (cf. Annexe D) nous autorise à penser que la contribution des sources secondaires situées à l'infini sur le pourtour du plan vertical est mineure dans le travail de reconstruction du

champ sonore. Néanmoins l'absence de ces sources du fait de la troncature du réseau introduit une *erreur de reconstruction*. Le phénomène peut être interprété d'un double point de vue:

- d'abord du point de vue mathématique, il peut être analysé en terme de *traitement du signal* comme la **troncature du support d'un signal**,
- mais aussi d'un point de vue *physique*, on va montrer qu'il s'identifie à un phénomène de **diffraction**.

Troncature spatiale

A partir de l'équation générale décrivant le processus de reconstruction sous la forme d'un produit de convolution (cf. section 3.2):

$$p(\vec{r}) = [p_0 * g](\vec{r}) ,$$

la troncature du réseau de sources secondaires se traduit par l'application à la pression p_0 d'une fenêtre de troncature spatiale w , telle que:

$$p_w(\vec{r}) = [(p_0 \times w) * g](\vec{r}) \quad (5.1)$$

où la fonction p_w désigne la pression restituée par le réseau tronqué. Dans le domaine dual des fréquences spatiales, le produit simple devient un produit de convolution:

$$p_w(\vec{\chi}) = [(p_0 * w) \times g](\vec{\chi}) \quad (5.2)$$

Le spectre de la pression primaire p_0 est ainsi convolué par la transformée de Fourier bidimensionnelle de la fenêtre de troncature.

Si la fenêtre est un carré de côté L défini par:

$$w(x, z) = \text{Rect}_L(x) \times \text{Rect}_L(z) \quad (5.3)$$

son spectre calculé dans le domaine des fréquences spatiales $\vec{\chi} = (\chi_x, \chi_z)$ s'exprime:

$$w(\chi_x, \chi_z) = L^2 \text{sinc}(L\chi_x) \times \text{sinc}(L\chi_z) \quad (5.4)$$

Les effets de troncature peuvent être illustrés en considérant une onde plane d'amplitude P_0 et de vecteur d'onde $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$:

$$p_0(\vec{r}) = P_0 e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (5.5)$$

Le spectre de cette onde plane évaluée sur le plan vertical défini par $y = y_0$ est une distribution de Dirac localisée en $(\chi_x, \chi_z) = (k_x, k_z)$ (cf. Equ. 4.10):

$$p_0(\chi_x, \chi_z) = P_0 e^{-jk_y y_0} \delta(\chi_x - \frac{k_x}{2\pi}) \cdot \delta(\chi_z - \frac{k_z}{2\pi}) \quad (5.6)$$

Une fois convolué par le spectre de la fenêtre de troncature, le spectre de p_0 devient:

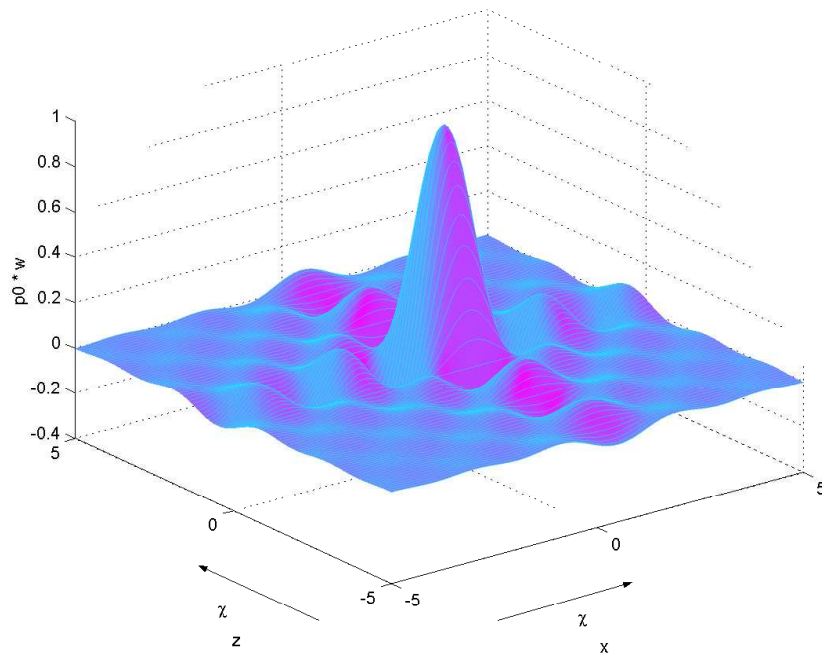
$$[p_0 * w](\chi_x, \chi_z) = L^2 P_0 e^{-jk_y y_0} \text{sinc}[L(\chi_x - \frac{k_x}{2\pi})] \times \text{sinc}[L(\chi_z - \frac{k_z}{2\pi})] \quad (5.7)$$

Il est représenté sur la figure 5.6.

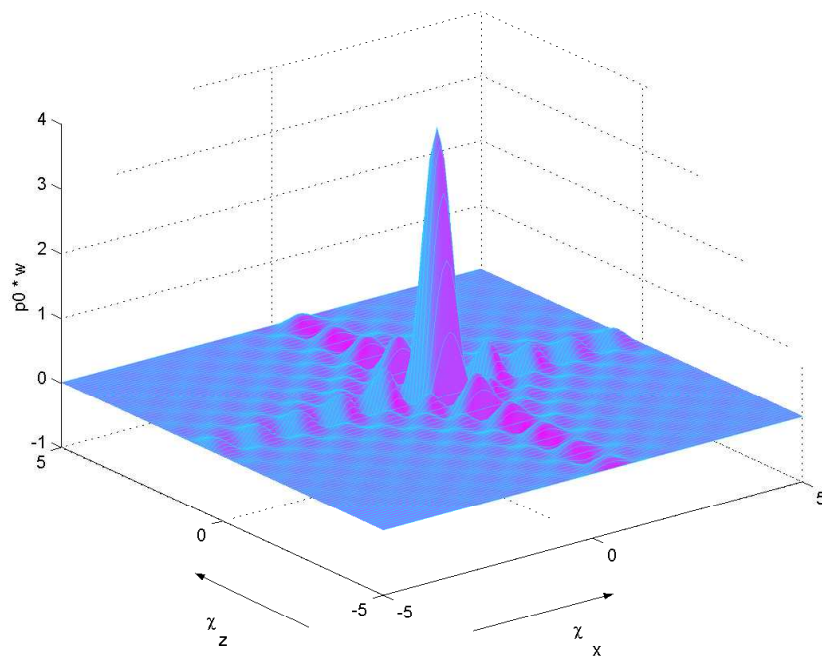
Par comparaison avec le spectre obtenu avant troncature (cf. Fig. 4.2.2), on vérifie que la troncature rectangulaire se traduit par un étalement du spectre dont le support devient infini. De plus, il présente des oscillations qui sont liées au caractère plus ou moins brutal de la transition de la fenêtre de troncature (cf. phénomène de Gibbs). Ces phénomènes découlent directement des propriétés de la fonction *sinc*. Pour minimiser les effets de la troncature, il convient:

- *d'élargir le support de la fenêtre de troncature*: plus L augmente, plus le lobe principal du spectre $w(\chi_x, \chi_z)$ est étroit (cf. Fig. 5.6), ce qui réduit l'étalement du spectre de p_0 ,
- *d'adoucir la transition de la troncature*, en la pondérant par exemple par une fonction sinusoïdale, ce qui atténue l'amplitude des oscillations, mais tend en contrepartie à élargir le lobe principal de la fenêtre spectrale (cf. Fig. 5.7).

Les techniques de traitement du signal proposent une grande variété de pondérations permettant d'adoucir les transitions de la fenêtre de troncature (Bartlett, Hanning, Hamming, Blackman...) [Thomas, 1995].

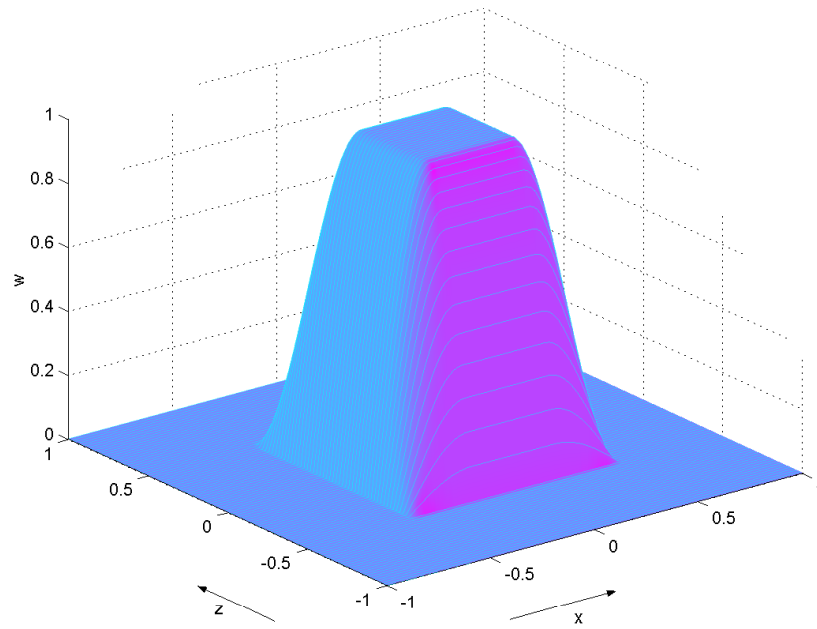


(a) $L = 1$

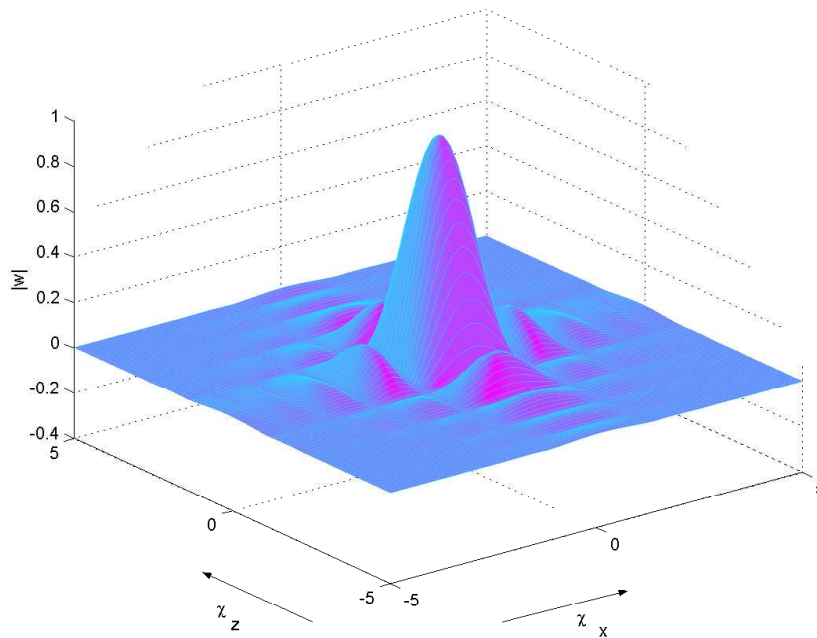


(b) $L = 2$

FIG. 5.6 - Effets de la troncature sur le spectre d'une onde plane p_0 ($P_0 = 1$, $(k_x, k_z) = (\pi, \pi)$, $y_0 = 0$): Influence de la taille de la fenêtre de troncature



(a) Fenêtre de troncature $w(x, y)$



(b) Spectre spatial associé $|W(\chi_x, \chi_y)|$ (module)

FIG. 5.7 - Fenêtre de troncature pondérée par une fonction sinusöidale

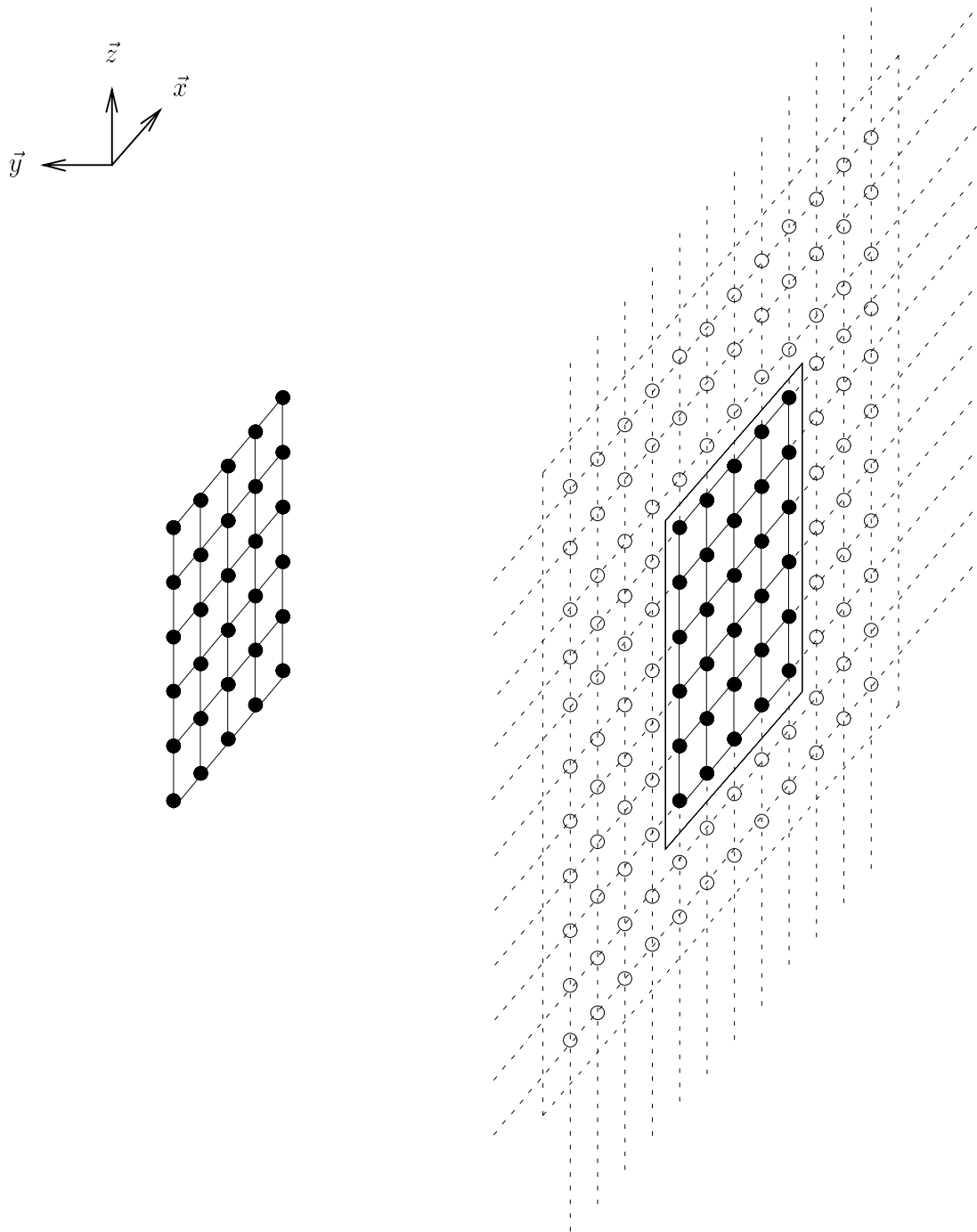


FIG. 5.8 - Analogie entre troncature et diffraction: Réseau tronqué et réseau infini masqué par un écran percé d'une ouverture

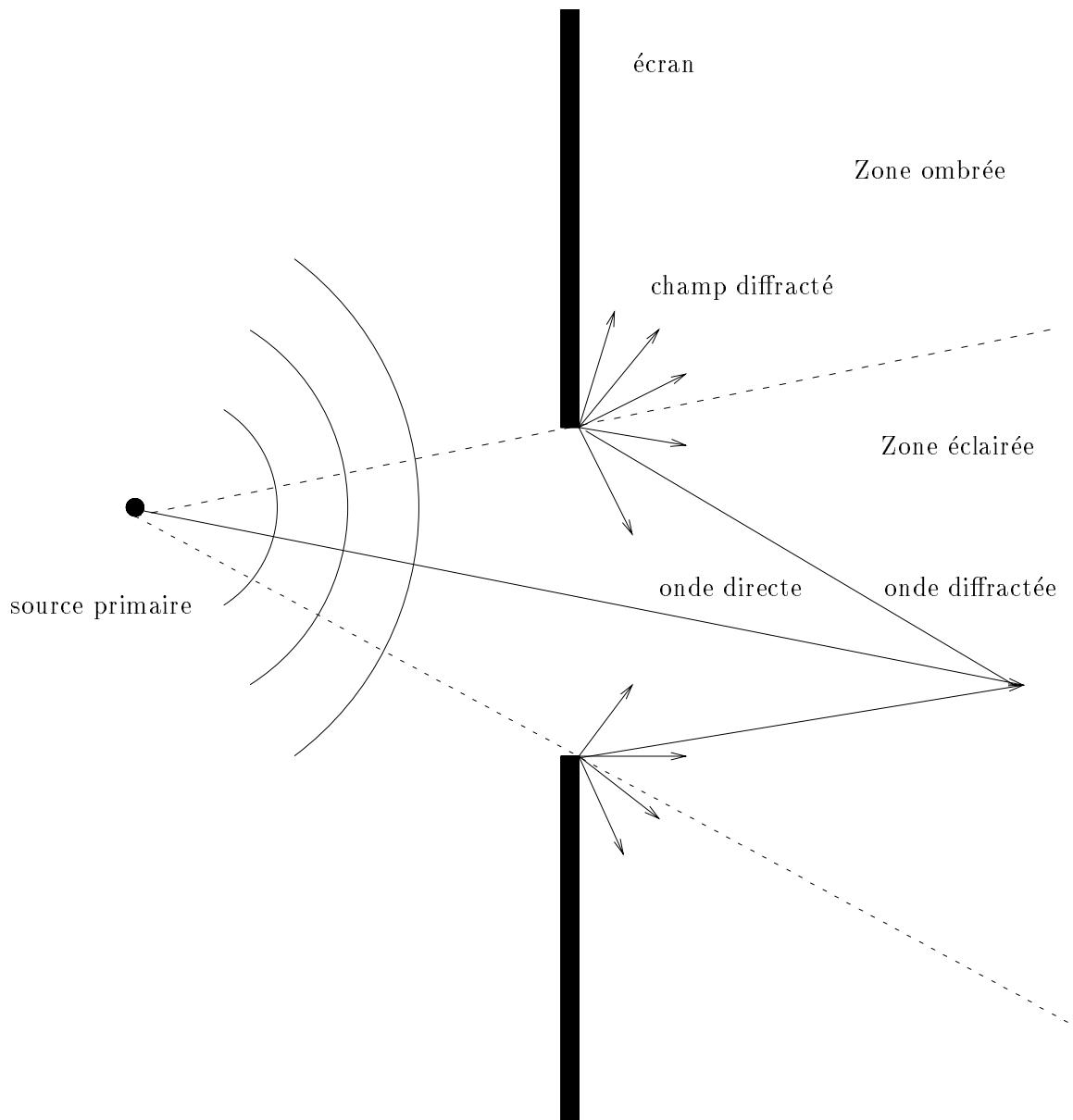


FIG. 5.9 - Phénomène de diffraction: A l'onde directe se superpose une onde diffractée générée par les bords de l'ouverture

Diffraction

Pour le problème de troncature de la distribution de sources secondaires, l'approche précédente inspirée des mathématiques du signal est la plus immédiate, mais elle ne fournit pas d'*interprétation pertinente de l'erreur de troncature*. Pour mieux comprendre l'incidence de la troncature des sources secondaires, il convient de reprendre le problème d'un point de vue *physique*.

Dans le phénomène de troncature, les sources secondaires qui sont supprimées peuvent être vues comme des sources qui sont alimentées par un signal nul, c'est-à-dire que les capteurs qui leur sont associés perçoivent un champ incident nul du fait qu'un écran vient intercepter l'onde primaire (cf. Fig. 5.8). En d'autres termes, la totalité des sources secondaires est présente, mais un écran percé d'une ouverture vient s'interposer entre la source primaire et le réseau de sources secondaires. Par analogie avec une source lumineuse, la source primaire éclaire le réseau de sources secondaires à travers l'ouverture et découpe ainsi une zone "lumineuse" qui correspond aux sources secondaires actives, tandis que les sources situées dans l'ombre de l'écran sont éteintes. Par suite, le champ reproduit par le réseau tronqué s'identifie au champ qu'aurait produit l'onde primaire interceptée par un écran plan infini percé d'une ouverture. La troncature de la distribution de sources secondaires correspond donc à un phénomène de diffraction.

A la lumière de cette seconde interprétation, on peut mieux analyser l'erreur de reconstruction que provoque la troncature du réseau. Considérons une source acoustique qui rayonne dans un espace infini dans lequel est disposé un écran plan vertical infini qui est percé d'une ouverture de forme carrée (cf. Fig. 5.9). Le champ perçu de l'autre côté de l'écran est perturbé par le phénomène de diffraction: à l'onde directe, qui correspondrait à une propagation sans obstacle, se superpose une onde diffractée qui est émise par les bords de l'ouverture [Bruneau, 1983]. De plus, on distingue deux zones (cf. Fig. 5.9):

- la zone *éclairée* qui voit directement la source primaire et dans laquelle le champ induit se compose d'une onde directe et d'une onde diffractée,
- la zone *ombrée* dans laquelle seule l'onde diffractée est présente, l'onde directe étant interceptée par l'écran.

Cette interprétation se vérifie en analysant l'onde synthétisée par un réseau tronqué de sources secondaires, dans lequel il est facile d'identifier la présence d'une onde diffractée. La géométrie du réseau, ainsi que les positions de la source primaire et des récepteurs chargés d'enregistrer l'onde de pression synthétisée sont illustrées sur la figure 5.10. L'onde reconstruite par les sources secondaires est représentée sur la figure 5.11. L'onde originale induite par la source primaire est également illustrée. Dans les deux cas, il s'agit d'une simulation numérique (cf. Annexe E). On observe sur l'onde synthétisée par les sources secondaires que le front d'onde primaire est suivi de plusieurs fronts d'onde additionnels qui empiètent partiellement sur le premier front d'onde, notamment pour les positions latérales. Ces fronts d'onde parasites constituent l'erreur de troncature et il est frappant de constater que dans le signal d'erreur, on est capable d'identifier la forme de plusieurs fronts d'onde qui semblent bien associés à des ondes diffractées.

L'onde diffractée par un écran peut être calculée par des méthodes analytiques ou numériques basées sur différents modèles de la diffraction (Théorie de Kirchhoff-Fresnel, Théorie de Sommerfeld, Théorie géométrique de Keller...) [Bruneau, 1983]. Afin d'établir que l'erreur de troncature correspond bien à l'onde diffractée par le bord du réseau de sources secondaires, nous allons utiliser l'une de ces méthodes pour évaluer l'onde diffractée dans le but de la comparer à l'erreur de troncature. La méthode choisie pour modéliser l'onde diffractée est basée sur le résultat de l'*Intégrale de Rubinowicz* [Bruneau, 1983]. Parmi toutes les approches de modélisation de la diffraction, l'approche de Rubinowicz en effet n'est pas seulement la méthode la mieux adaptée à notre problème, mais elle conduit directement à une *modélisation exacte de l'erreur de troncature*, ce qui va être développé dans les lignes qui suivent.

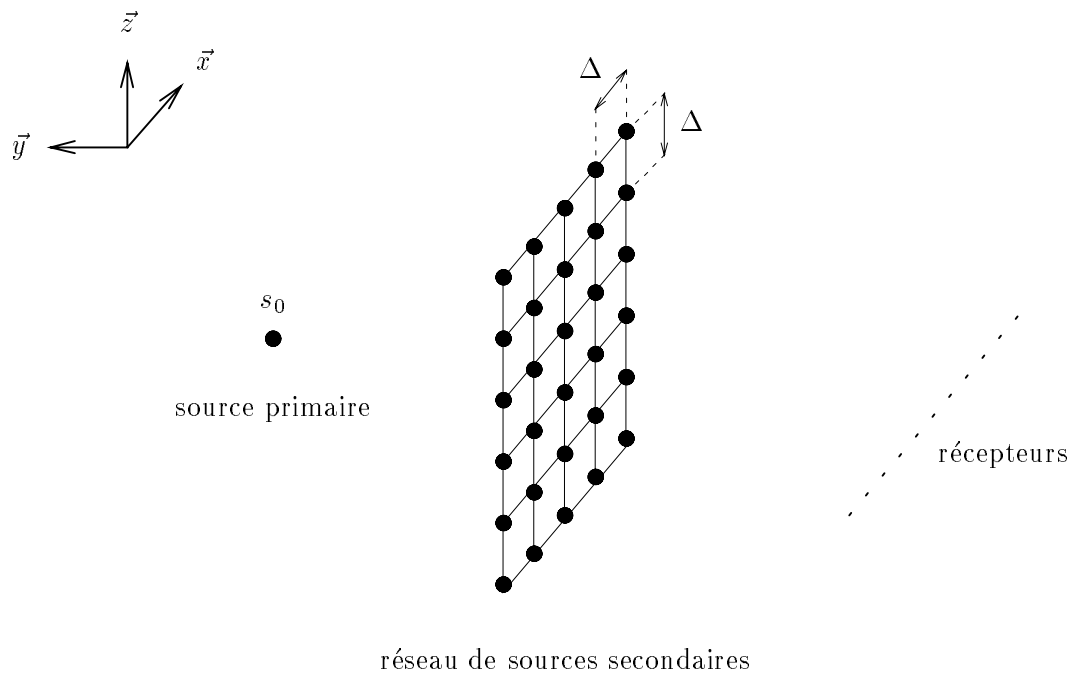
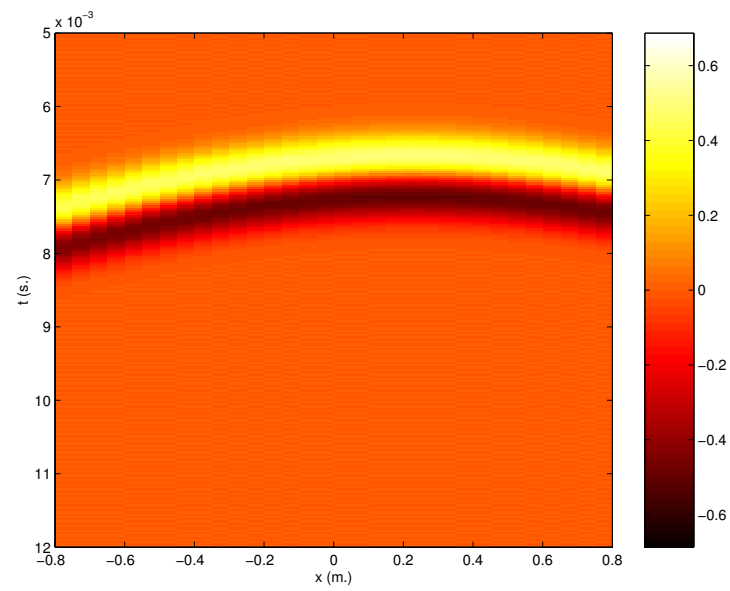
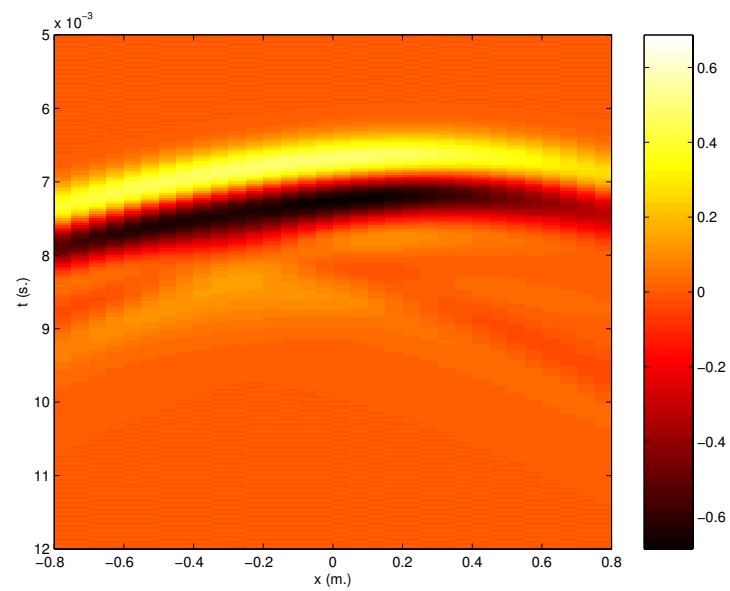


FIG. 5.10 - Mise en évidence de l'onde diffractée par un réseau 2D carré: Configuration de la source primaire, des sources secondaires et des récepteurs (les récepteurs sont situés dans le plan horizontal défini par l'équation $z = 0$ — récepteurs en $y = -1$ m., source primaire en $s_0[0.25, 1., 0.25]$ —, les sources secondaires sont réparties sur un réseau plan vertical de forme carrée centré sur l'origine du repère — réseau carré de côté $l = 1$ m., $N = 121$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m. —, cf. Annexes E & F)



(a) Source primaire



(b) Sources secondaires

FIG. 5.11 - Onde de pression originale et onde synthétisée par un réseau carré de sources secondaires: Le front d'onde est suivi d'une onde résiduelle qui correspond à l'onde diffractée (récepteurs en $y = -1$ m., source primaire en $s_0[0.25, 1., 0.25]$, $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires carré de côté $l = 1$ m., $N = 121$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.10, cf. Annexes E & F)

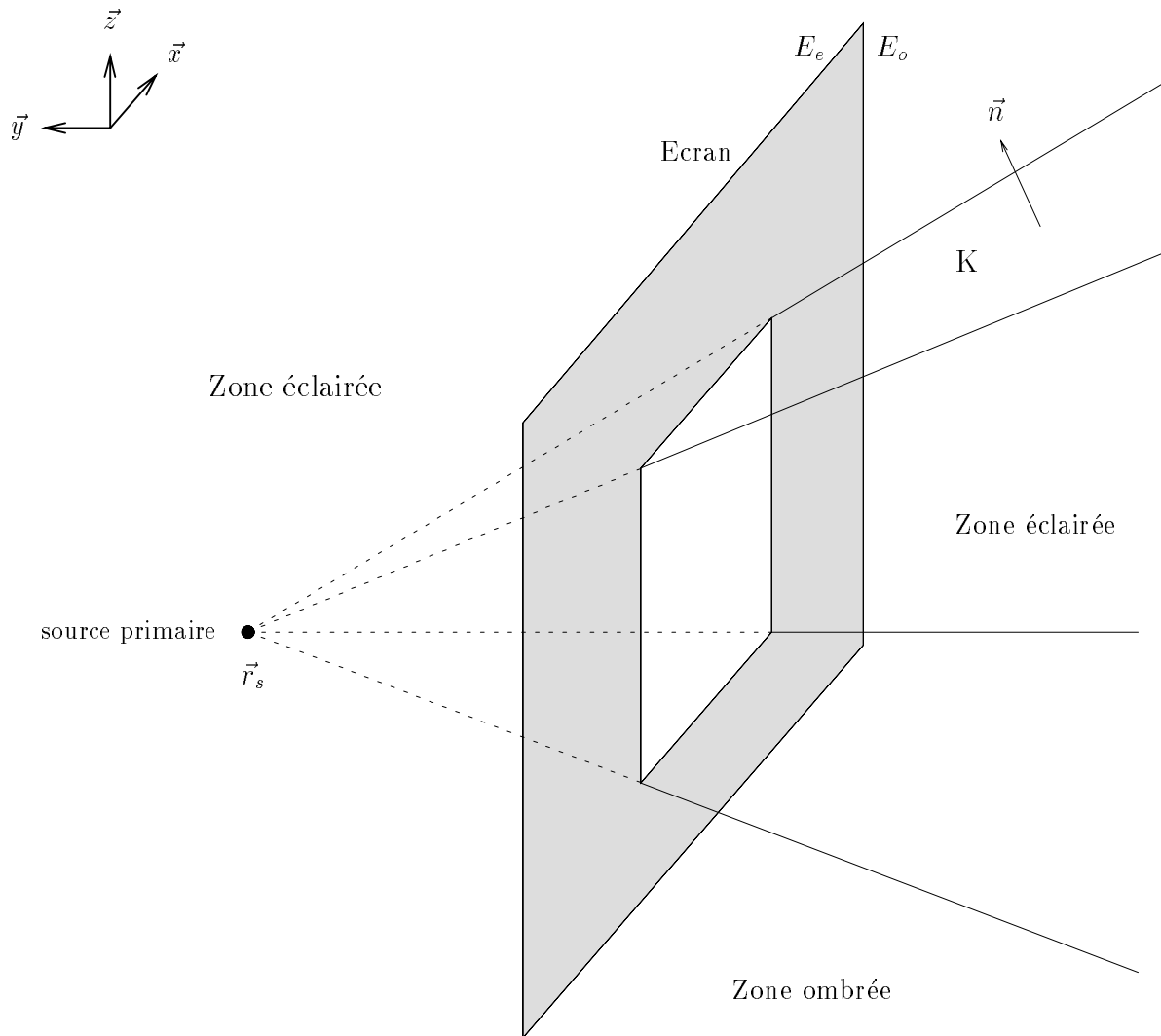


FIG. 5.12 - Géométrie du problème de Rubinowicz

5.1.4 Modélisation de l'erreur de troncature par l'intégrale de Rubinowicz

Intégrale de diffraction de Rubinowicz

Dans le cadre des théories de la diffraction, l'Intégrale de Rubinowicz [Bruneau, 1983] [Skudrzyk, 1971] s'applique au calcul de l'onde diffractée par un écran percé d'une ouverture (cf. Fig. 5.12). Elle est obtenue en exprimant le problème sous la forme d'un *problème aux limites* dont la solution est donnée par une équation intégrale (cf. Annexe A).

L'espace est décomposé en deux zones (cf. Fig. 5.12) :

- la zone *éclairée* Ω_e , comprenant le demi-espace situé en amont de l'écran, ainsi que le cône tronqué constituant le "faisceau" découpé par l'ouverture en aval de l'écran,
- la zone *ombrée* Ω_o , correspondant au domaine en aval de l'écran dans lequel l'onde directe émise par la source primaire est interceptée par l'écran.

Dans chacune de ces zones, on définit un problème aux limites¹ dont la solution s'écrit (cf. Annexe A):

– pour la zone éclairée:

$$p(\vec{r}, \omega) = \iiint_{\Omega_e} dV_0 s(\vec{r}_0, \omega) g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) + \iint_{K \cup E_e} dS_0 \vec{n} \cdot \left[g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) \vec{\nabla} p_0(\vec{r}_0, \omega) - p_0(\vec{r}_0, \omega) \vec{\nabla} g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) \right] \quad \forall \vec{r} \in \Omega_e \quad (5.8)$$

– pour la zone ombrée:

$$p(\vec{r}, \omega) = - \iint_{K \cup E_o} dS_0 \vec{n} \cdot \left[g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) \vec{\nabla} p_0(\vec{r}_0, \omega) - p_0(\vec{r}_0, \omega) \vec{\nabla} g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) \right] \quad \forall \vec{r} \in \Omega_o \quad (5.9)$$

Dans ces expressions, les surfaces K , E_e et E_o désignent respectivement la surface du cône tronqué défini par le faisceau, la surface éclairée de l'écran et sa surface ombrée.

Sous les hypothèses de Kirchhoff, la surface de l'écran est parfaitement anéchoïque, par suite, la pression acoustique et son gradient sont nuls sur les surfaces éclairée E_e et ombrée E_o de l'écran. Dans les équations précédentes, l'intégrale double se limite donc à la surface K du cône:

– si $\vec{r} \in \Omega_e$:

$$p(\vec{r}, \omega) = \iiint_{\Omega_e} dV_0 s(\vec{r}_0, \omega) g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) + \iint_K dS_0 \vec{n} \cdot \left[g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) \vec{\nabla} p_0(\vec{r}_0, \omega) - p_0(\vec{r}_0, \omega) \vec{\nabla} g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) \right] \quad \forall \vec{r} \in \Omega_e \quad (5.10)$$

– si $\vec{r} \in \Omega_o$:

$$p(\vec{r}, \omega) = - \iint_K dS_0 \vec{n} \cdot \left[g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) \vec{\nabla} p_0(\vec{r}_0, \omega) - p_0(\vec{r}_0, \omega) \vec{\nabla} g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) \right] \quad \forall \vec{r} \in \Omega_o \quad (5.11)$$

Dans la zone éclairée, l'onde de pression comporte deux termes p_{dir} et p_{dif} :

$$p(\vec{r}, \omega) = p_{dir}(\vec{r}, \omega) - p_{dif}(\vec{r}, \omega) \quad \forall \vec{r} \in \Omega_e \quad (5.12)$$

qui s'interprètent respectivement comme:

– *l'onde directe* émise par la source primaire sans prendre en compte la présence de l'écran:

$$p_{dir}(\vec{r}, \omega) = \iiint_{\Omega_e} dV_0 s(\vec{r}_0, \omega) g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) \quad (5.13)$$

– *l'onde diffractée* par l'écran:

$$p_{dif}(\vec{r}, \omega) = - \iint_K dS_0 \vec{n} \cdot \left[g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) \vec{\nabla} p_0(\vec{r}_0, \omega) - p_0(\vec{r}_0, \omega) \vec{\nabla} g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) \right] \quad (5.14)$$

En revanche, dans la zone d'ombre, seul l'onde diffractée est présente:

$$p(\vec{r}, \omega) = p_{dif}(\vec{r}, \omega) \quad \forall \vec{r} \in \Omega_o \quad (5.15)$$

L'onde diffractée est ainsi modélisée par une intégrale double appliquée sur la surface K du cône (cf. Equ. 5.14). Il s'agit du premier résultat de la théorie de Rubinowicz.

1. L'onde acoustique satisfait aux conditions de Sommerfeld à l'infini.

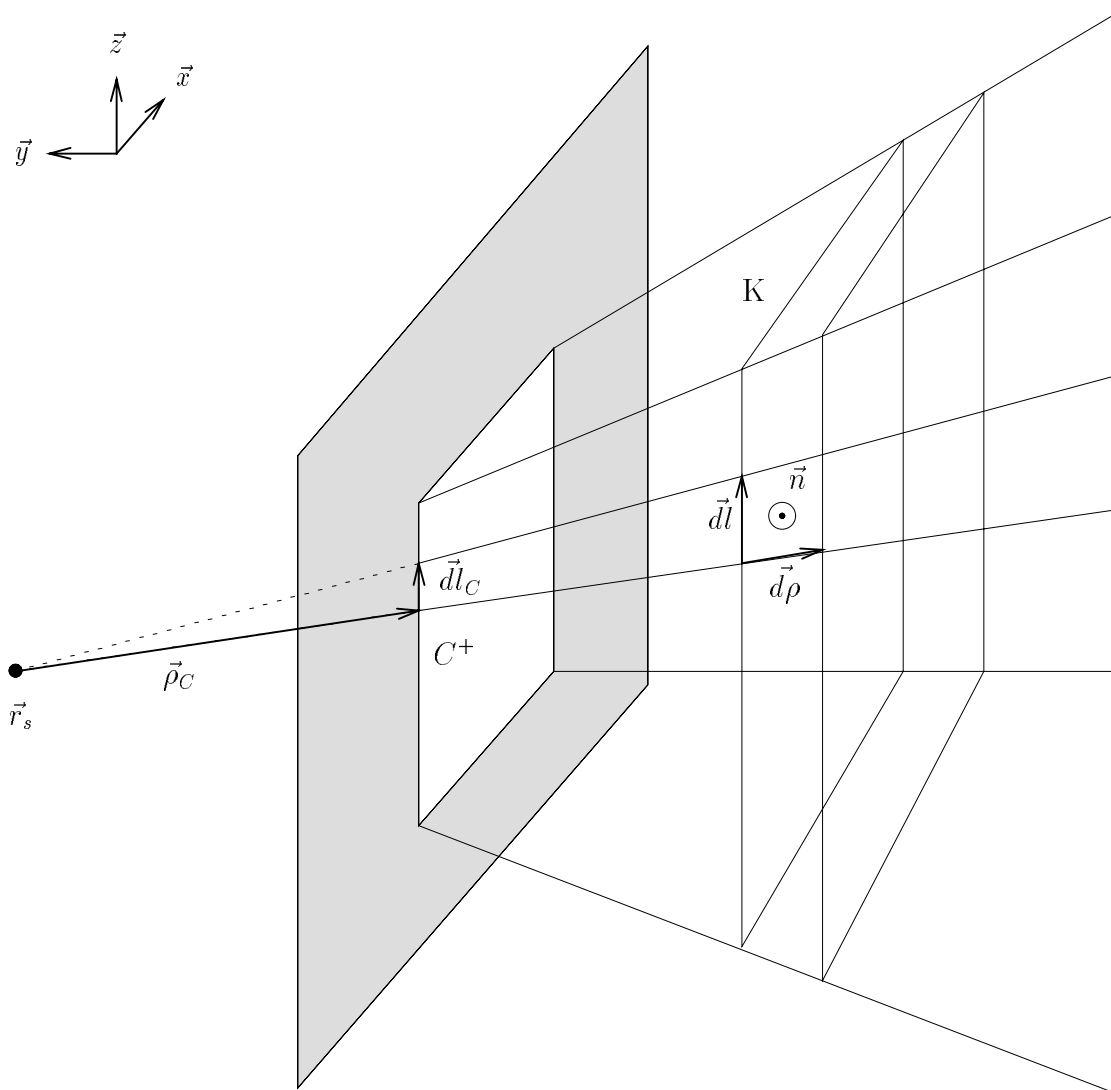


FIG. 5.13 - Repère associé à la surface K du cône

Dans une seconde étape, on va montrer qu'en tenant compte de la géométrie du problème, on peut exprimer la primitive de l'intégrand, de façon à ramener l'intégrale double à une intégrale simple appliquée sur le contour de l'ouverture. On choisit pour fonction de Green, la solution fondamentale en espace infini:

$$g_{\infty}(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) = \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \quad \text{avec} \quad R = |\vec{r} - \vec{r}_0| \quad (5.16)$$

Par ailleurs, on considère que la source primaire est un monopôle de spectre $A_0(\omega)$ et situé au point \vec{r}_s . L'onde primaire p_0 est donc donnée par:

$$p_0(\vec{r}_0, \omega) = A_0(\omega) \frac{e^{-jk\rho}}{\rho} \quad \text{avec} \quad \rho = |\vec{r}_0 - \vec{r}_s| \quad (5.17)$$

On suppose de plus que, sur la surface K , cette onde n'est pas perturbée par la présence de l'écran (cf. Hypothèses de Kirchhoff).

Avec ces hypothèses, le premier terme de l'intégrand de l'intégrale de diffraction (cf. Equ. 5.14) disparaît. En effet, étant donnée la géométrie de la surface K (cf. Fig. 5.12), le gradient de la pression primaire $\vec{\nabla} p_0$ est orienté parallèlement à K , de telle sorte que le produit scalaire du gradient avec la normale \vec{n} à K s'annule [Bruneau, 1983]. L'intégrale de diffraction devient:

$$p_{dif}(\vec{r}, \omega) = \iint_K dS_0 A_0(\omega) \frac{e^{-jk(\rho+R)}}{4\pi\rho R^2} (1+jkR) \frac{\vec{R}}{R} \cdot \vec{n} \quad (5.18)$$

La surface K étant munie d'un repère convenablement choisi (cf. Fig. 5.13), cette intégrale s'écrit sous la forme suivante:

$$p_{dif}(\vec{r}, \omega) = A_0(\omega) \oint_{C^+} \frac{1}{\rho_C^2} \vec{R}_C \cdot (\vec{\rho}_C \wedge \vec{dl}_c) \int_{\rho_C}^{+\infty} \frac{e^{-jk(\rho+R)}}{4\pi R^3} (1+jkR) d\rho \quad (5.19)$$

où l'indice C repère un point du contour C . Or, on montre que l'intégrand de la seconde intégrale peut être exprimé comme la dérivée d'une fonction [Bruneau, 1983]:

$$\frac{e^{jk(\rho+R)}}{4\pi R^3} (1+jkR) = -\frac{d}{d\rho} \left[\frac{\rho}{R} \frac{e^{-jk\rho+R}}{R\rho + \vec{R} \cdot \vec{\rho}} \right]$$

Par suite, l'intégrale portant sur la variable ρ est remplacée par la primitive ainsi mise en évidence et il ne reste plus que l'intégrale sur le contour C de l'ouverture:

$$p_{dif}(\vec{r}, \omega) = A_0(\omega) \oint_{C^+} \frac{e^{-jk\rho}}{\rho} \frac{\vec{R}_C \cdot (\vec{\rho}_C \wedge \vec{dl})}{R\rho + \vec{R} \cdot \vec{\rho}} \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \quad (5.20)$$

qui peut encore s'écrire [Bruneau, 1983]:

$$p_{dif}(\vec{r}, \omega) = A_0(\omega) \oint_{C^+} \frac{e^{-jk\rho}}{\rho} \frac{\cos(\vec{R}, \vec{n}) \sin(\vec{\rho}, \vec{dl})}{1 + \cos(\vec{R}, \vec{\rho})} \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \quad (5.21)$$

où les vecteurs $\vec{\rho}$ et \vec{R} sont définis par (cf. Fig. 5.14):

$$\begin{cases} \vec{\rho} &= \vec{r}_C - \vec{r}_s \\ \vec{R} &= \vec{r}_C - \vec{r} \end{cases}$$

Le vecteur \vec{r}_C repère un point du contour C . Dans les deux dernières équations, l'indice C a été omis puisque l'intégrale porte explicitement sur le contour C .

L'intégrale de Rubinowicz (Equ. 5.20 & 5.21) modélise l'onde diffractée sous la forme d'une distribution de sources sur le bord de l'ouverture. Le second résultat contenu dans l'intégrale de Rubinowicz est ainsi la validation indirecte de l'idée selon laquelle l'onde diffractée est générée par le bord de l'ouverture, moyennant les hypothèses retenues (Hypothèses de Kirchhoff).

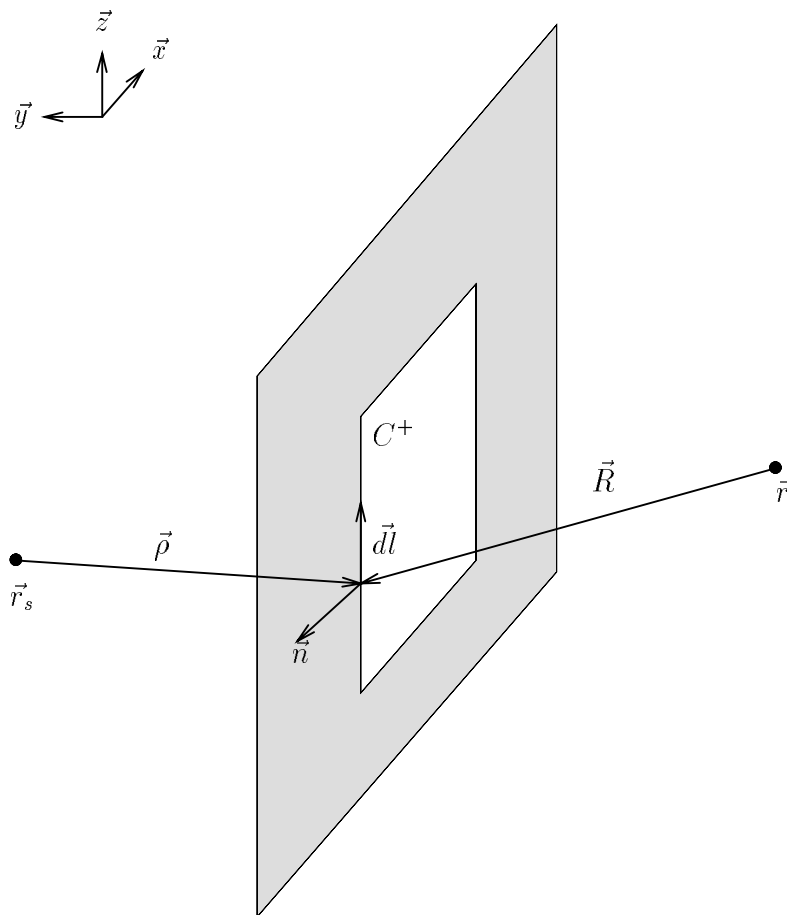


FIG. 5.14 - Notations relatives à l'intégrale de Rubinowicz (la normale \vec{n} est perpendiculaire aux vecteurs $\vec{\rho}$ et $d\vec{l}$)

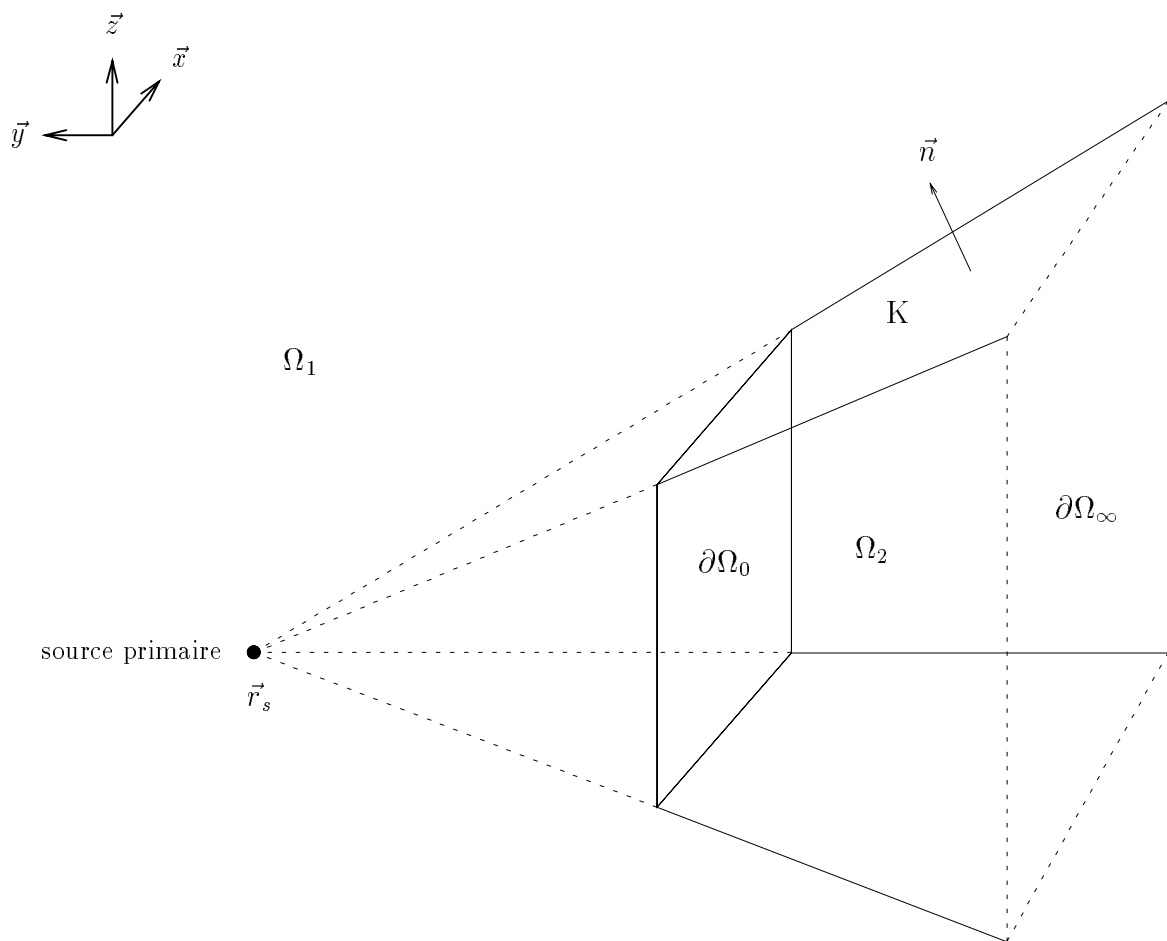


FIG. 5.15 - Géométrie de Rubinowicz appliquée au problème de troncature d'un réseau de sources secondaires

Application au calcul de l'erreur de troncature

Le résultat de Rubinowicz va à présent être appliqué au problème de troncature d'un réseau de sources secondaires. Dans ce but, la partition de l'espace pour distinguer le domaine de prise de son Ω_1 (sources primaires) et le domaine de restitution Ω_2 (auditeurs) est modifiée afin de se ramener à la géométrie du problème de Rubinowicz. Comme précédemment, la source primaire est un monopôle situé en \vec{r}_s . On se propose de la reproduire par un réseau plan vertical de sources secondaires. Des rayons tirés à partir de la source primaire en suivant le bord du réseau de sources secondaires définissent un cône de section rectangulaire (cf. Fig. 5.15). On choisit pour domaine de restitution l'espace Ω_2 délimité par ce cône tronqué à son extrémité par le réseau de sources secondaires.

En vertu de l'intégrale de Kirchhoff, l'onde induite par la source primaire dans ce domaine peut être reproduite par une distribution de sources secondaires réparties sur toute sa frontière qui en l'occurrence est constituée des deux sections $\partial\Omega_0$, $\partial\Omega_\infty$ et de la surface K (cf. Fig. 5.15):

$$p(\vec{r}, \omega) = \iint_{\partial\Omega_0 \cup \partial\Omega_\infty \cup K} dS_0 \left[\vec{\nabla}_0 p(\vec{r}_0, \omega) \cdot \vec{n} - \frac{\vec{R}}{R} \cdot \vec{n} (1 + jkR) \frac{p(\vec{r}_0, \omega)}{R} \right] \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \quad \forall \vec{r} \in \Omega_2 \quad (5.22)$$

La section $\partial\Omega_\infty$ étant rejetée à l'infini, sa contribution est nulle, attendu que le champ vérifie les conditions de Sommerfeld.

Par suite, l'onde primaire peut être reconstruit exactement à condition de disposer des sources sur les surfaces $\partial\Omega_0$ et K . Comme l'intégrale sur $\partial\Omega_0$ correspond à la contribution du réseau planaire tronqué, il en résulte que l'intégrale portant sur la surface K s'interprète comme l'erreur de troncature. Si p_{pri} , p_{sec} et p_K désignent respectivement les ondes induites par la source primaire, le réseau tronqué $\partial\Omega_0$ et les sources secondaires distribuées le long de la surface du cône K , l'équation précédente (cf. Equ. 5.22) se réécrit:

$$p_{pri} = p_{sec} + p_K \quad (5.23)$$

L'erreur de troncature, définie par:

$$p_{tronc} = p_{sec} - p_{pri} \quad (5.24)$$

est donc parfaitement modélisée par l'intégrale sur K :

$$\begin{aligned} p_{tronc}(\vec{r}, \omega) &= -p_K \\ &= - \iint_K dS_0 \left[\vec{\nabla}_0 p(\vec{r}_0, \omega) \cdot \vec{n} - \frac{\vec{R}}{R} \cdot \vec{n} (1 + jkR) \frac{p(\vec{r}_0, \omega)}{R} \right] \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \quad \forall \vec{r} \in \Omega_2 \end{aligned} \quad (5.25)$$

dans laquelle on reconnaît l'intégrale de Rubinowicz (cf. Equ. 5.14).

De même que dans le problème de diffraction, l'intégrale double se simplifie pour donner une intégrale simple appliquée sur le contour du réseau plan de sources secondaires $\partial\Omega_0$ (cf. Equ. 5.21):

$$p_{tronc}(\vec{r}, \omega) = A_0(\omega) \oint_{C^+} \frac{e^{-jk\rho}}{\rho} \frac{\cos(\vec{R}, \vec{n}) \sin(\vec{\rho}, \vec{dl})}{1 + \cos(\vec{R}, \vec{\rho})} \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \quad (5.26)$$

Ce résultat démontre que l'erreur de troncature s'identifie bien à une onde diffractée par le bord du réseau de sources secondaires.

La simplification de l'intégrale sur la surface K en une intégrale curviligne constitue l'apport le plus intéressant de l'approche de Rubinowicz du point de vue de notre problème, dans la mesure où elle fournit une formulation analytique compacte de l'erreur de troncature. Ainsi, bien qu'à l'origine ce soit en posant le problème en terme de diffraction que le lien entre notre problème et l'intégrale de Rubinowicz a été mis à jour, au final, la théorie de la diffraction qu'elle définit est oubliée au profit du résultat mathématique qu'elle contient. Ce dernier n'est pas sans évoquer l'approximation de la phase stationnaire (cf. Annexe D), mais il faut noter que cette simplification repose sur un calcul exact et ne prend en compte aucune approximation².

2. Une approche similaire a été étudiée à l'U.T.D., les résultats rappellent l'Intégrale de Rubinowicz, mais la réduction de l'intégrale est basée sur un calcul approché qui utilise un processus itératif d'intégration par parties et qui conduit à un développement asymptotique limité aux premiers ordres du terme d'erreur [Verheijen, 1997] [Start, 1997] [de Vries *et al.*, 1994b].

Il est important de noter que l'intégrale de Rubinowicz (cf. Equ. 5.26) modélise l'erreur de troncature induite dans la *zone éclairée* uniquement. Lorsqu'elle est évaluée pour un récepteur situé dans la zone d'ombre, l'intégrale de Rubinowicz correspond toujours à une onde diffractée, mais elle ne modélise pas parfaitement l'onde diffractée induite par le réseau de sources secondaires et de plus elle la donne en opposition de phase. En outre, définir une erreur de troncature dans la zone d'ombre n'a pas de sens, dans la mesure où la pression p_{sec} qui y est induite par le réseau de sources secondaires ne comporte plus d'onde primaire et est uniquement constituée d'une onde diffractée. En d'autres termes, l'onde présente dans la zone ombrée n'est qu'un signal d'erreur. Il est donc vain de chercher à restaurer une onde primaire qui n'existe pas: la correction de l'effet de troncature n'a de sens que dans la zone éclairée. Si on désire améliorer la restitution dans la zone d'ombre, il est plus pertinent d'augmenter la longueur du réseau de sources secondaires afin d'étendre la zone éclairée. Dorénavant, on s'intéressera exclusivement à la zone éclairée.

Source de Rubinowicz

Au delà de l'analogie avec un phénomène de diffraction, l'approche de Rubinowicz contient une seconde idée qui mérite d'être approfondie: dans l'intégrale de Rubinowicz (cf. Equ. 5.26), le signal d'erreur résultant de la troncature du réseau de sources secondaires est associé à une distribution de sources, c'est-à-dire qu'il est exprimé comme l'onde émise par un réseau linéaire de sources réparties sur le contour du réseau. Ces sources, dites "sources de Rubinowicz", ont, en première approximation, un *comportement monopolaire* décrit par le terme:

$$\frac{e^{-jkR}}{4\pi R}$$

et elles sont alimentées par le *signal de pression* induit par la source primaire à leur emplacement:

$$A_0(\omega) \frac{e^{-jk\rho}}{\rho}$$

signal qui peut être enregistré par un microphone de pression.

Un troisième terme intervient:

$$\eta_{Rubinowicz}(\vec{\rho}, \vec{R}) = \frac{\cos(\vec{R}, \vec{n}) \sin(\vec{\rho}, \vec{dl})}{1 + \cos(\vec{R}, \vec{\rho})}$$

mais son interprétation physique est délicate. Il traduit un *comportement directif* des transducteurs, à la fois des sources et des capteurs qui leur sont associés:

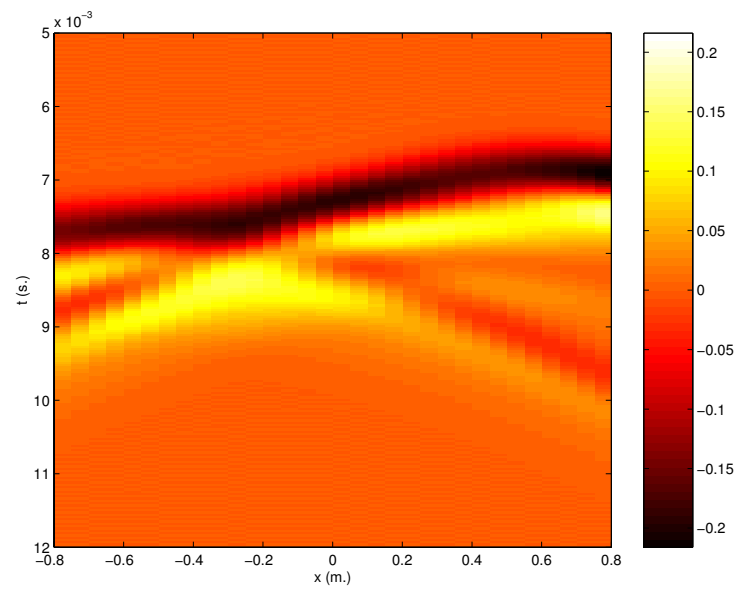
- au niveau de la *prise de son*, il introduit une dépendance en fonction de la *direction de la source primaire* que dénote le vecteur $\vec{\rho}$, ce qui définit bien une prise de son par un capteur directif,
- au niveau de la *restitution*, il introduit une dépendance en fonction de la *direction de récepteur* que dénote le vecteur \vec{R} , ce qui définit le caractère directif de la source de Rubinowicz,

Cependant, dans l'expression de cette directivité, les dépendances en fonction des vecteurs $\vec{\rho}$ et \vec{R} ne peuvent être complètement dissociées de façon à faire ressortir séparément la directivité du capteur et celle de la source³. Par suite, il s'interprète plutôt comme une directivité mixte du système capteur-émetteur considéré dans sa globalité. Cette idée peut cependant être reformulée d'une autre manière, plus pertinente d'un point de vue physique et qui consiste à reporter l'intégralité du terme de directivité sur l'un des transducteurs: on considère

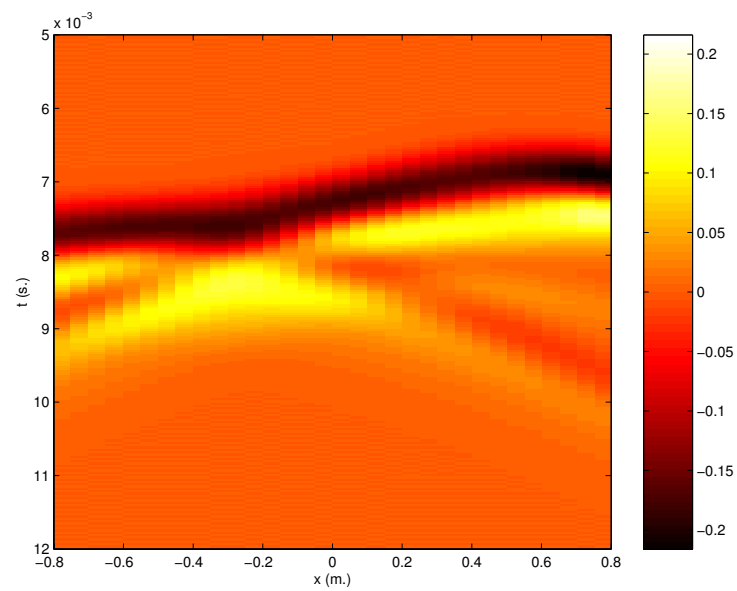
- soit un capteur directif associé à un émetteur omnidirectionnel,
- soit un capteur omnidirectif associé à un émetteur directif.

Dans les deux cas, la directivité du transducteur est assujettie à la position du récepteur — cas d'un capteur directif — ou de la source primaire — cas d'un émetteur directive —, qui détermine l'orientation de son axe de directivité.

³. Dans l'intégrale de Kirchhoff, les directivités du capteur et de l'émetteur associé qui constituent la source secondaire sont en revanche clairement séparées.



(a) Erreur de troncature



(b) Intégrale de Rubinowicz

FIG. 5.16 - Comparaison entre l'erreur de troncature et l'onde diffractée par une ouverture carrée obtenue par le modèle de Rubinowicz (récepteurs en $y = -1$ m., source primaire en $s_0[0.25, 1., 0.25]$, $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires carré de côté $l = 1$ m., $N = 121$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.10, cf. Annexes E & F)

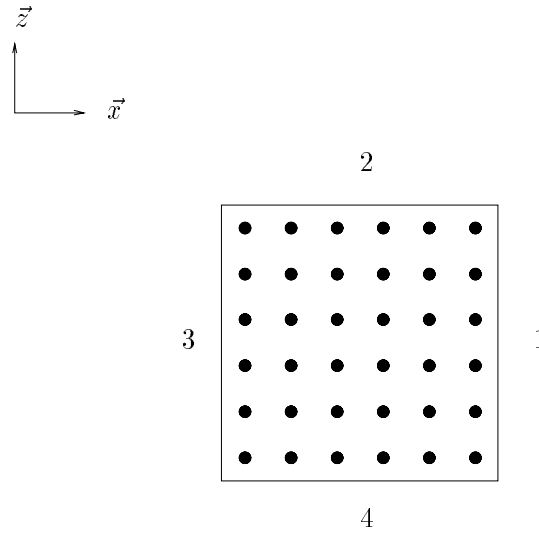


FIG. 5.17 - Contour de l'ouverture associée au réseau tronqué de sources secondaires

Par ailleurs, il convient de noter que cette directivité est complexe et s'éloigne notablement des caractéristiques des sources acoustiques usuelles. Elle combine trois termes:

$$\cos(\vec{R}, \vec{n}) , \quad \sin(\vec{\rho}, \vec{dl}) , \quad \frac{1}{1 + \cos(\vec{R}, \vec{\rho})}$$

On remarque que le dernier terme diverge si les vecteurs $\vec{\rho}$ et \vec{R} sont colinéaires et de sens opposés, puisque:

$$\cos(\vec{R}, \vec{\rho}) = -1$$

ce qui se produit lorsque l'erreur de troncature est évaluée sur la surface du cône K . Cette discontinuité de l'onde diffractée au niveau de la frontière entre la zone éclairée et la zone d'ombre est un artéfact de la modélisation de Rubinowicz. Dans l'approche de Rubinowicz, l'onde totale émise par les sources secondaires est décomposée en une onde primaire et une onde diffractée. Or, même si elle est pertinente d'un point de vue physique, cette décomposition est arbitraire et, alors que l'onde globale est continue, elle introduit une discontinuité, du fait que l'onde primaire s'annule brusquement au niveau de la frontière virtuelle que constitue la surface de séparation entre la zone éclairée et la zone d'ombre. Afin de compenser cette discontinuité sur l'onde primaire, l'onde diffractée présente une discontinuité au même endroit [Skudrzyk, 1971], mais cette discontinuité n'a pas de sens physique. D'ailleurs, si l'onde diffractée est évaluée avec un autre modèle basé sur l'approximation de Fresnel (cf. Section 5.3.2), aucune discontinuité n'est mise en évidence. Néanmoins, cette discontinuité du modèle de l'onde diffractée n'est pas problématique, étant donné que l'on s'intéresse exclusivement à la zone éclairée.

Du point de vue de notre problème de troncature, l'intégrale de Rubinowicz (cf. Equ. 5.26) présente un double intérêt. D'une part, elle permet de *quantifier l'erreur de troncature* sous une forme *analytique* compacte. La figure 5.16 compare l'erreur de troncature p_{tronc} obtenue à partir de l'équation 5.24 en soustrayant directement l'onde primaire à l'onde synthétisée par les sources et son évaluation par l'intégrale de Rubinowicz (cf. Equ. 5.26). La configuration du réseau de sources secondaires, de la source primaire et des récepteurs choisie à la section précédente est conservée (cf. Fig. 5.10 & 5.11). On vérifie que l'intégrale de Rubinowicz modélise parfaitement l'onde diffractée.

Au delà de la simple modélisation de l'erreur de troncature, l'intégrale de Rubinowicz constitue un *outil d'analyse* des mécanismes de la troncature avec une approche fondée sur une interprétation *physique* des phénomènes. A titre d'exemple, les contributions isolées des quatre côtés du contour (cf. Fig. 5.17) sont reproduites sur la figure 5.18. Ces graphiques montrent clairement comment l'erreur totale de troncature (cf. Fig. 5.16) est la superposition de quatre ondes diffractées, chaque côté du contour (qui, en l'occurrence, est

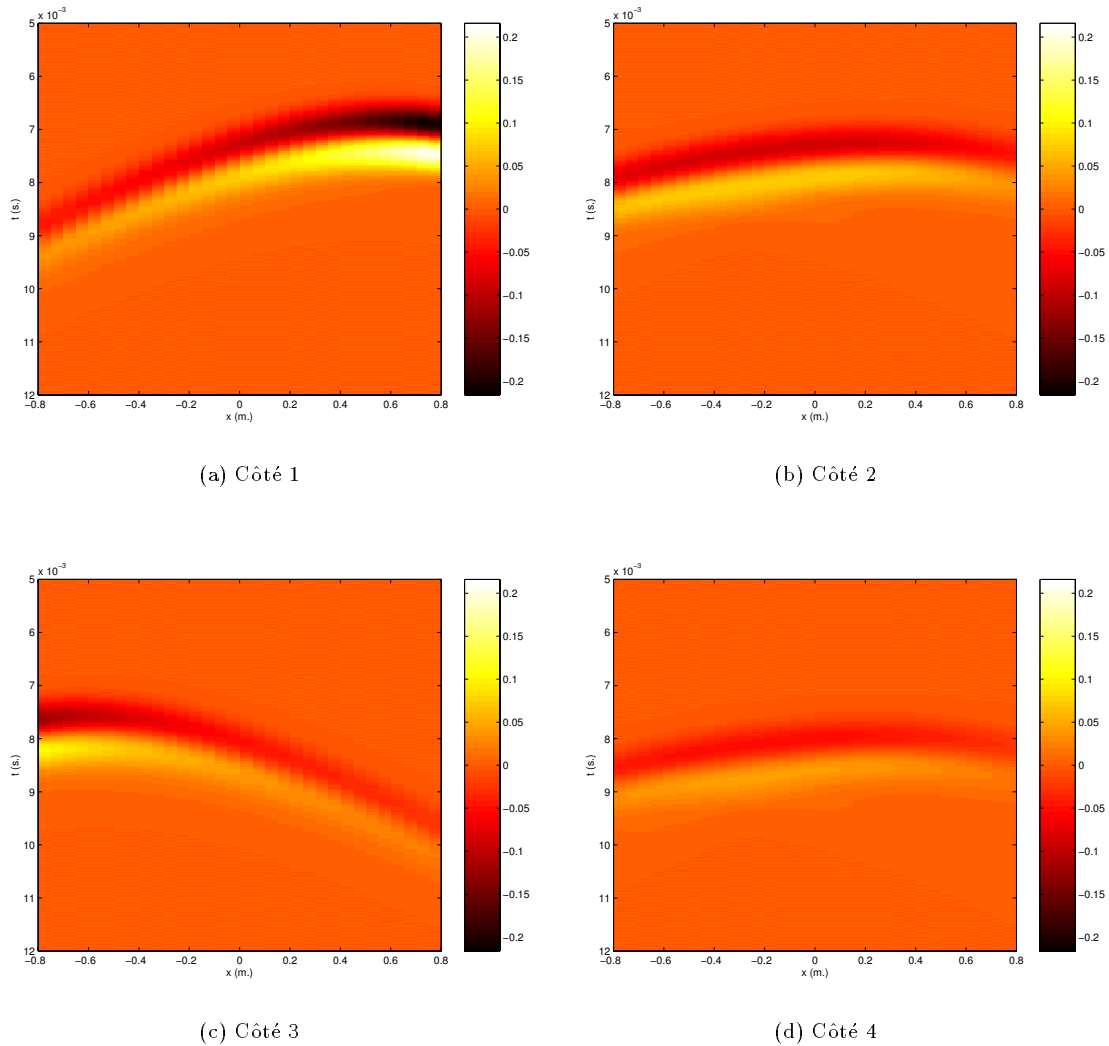


FIG. 5.18 - Mise en évidence des 4 ondes diffractées correspondant aux 4 côtés qui définissent le contour de l'ouverture — cf. Fig. 5.17 — (récepteurs en $y = -1$ m., source primaire en $s_0[0.25, 1., 0.25]$, $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires carré de côté $l = 1$ m., $N = 121$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.10, cf. Annexes E & F)

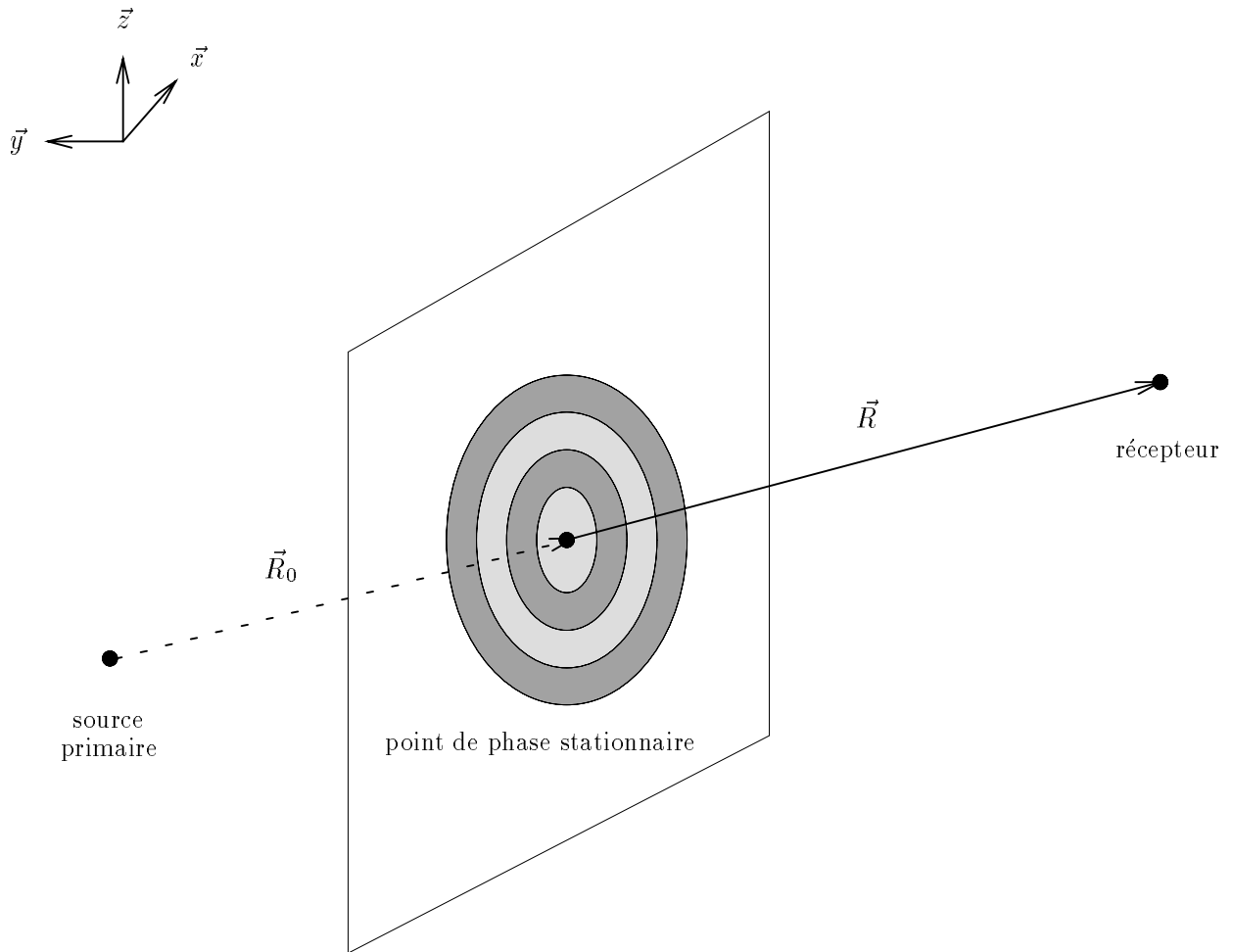


FIG. 5.19 - Zones de reconstruction de Huygens

un carré) étant à l'origine d'une onde diffractée identifiée par un front d'onde unique puisqu'il constitue une antenne linéaire de sources. De plus, on différencie bien les ondes émises par les côtés verticaux (côtés 1 et 3) de celles générées par les côtés horizontaux (côtés 2 et 4) qui sont parallèles à la ligne de réception (cf. Fig. 5.10).

D'autre part, en identifiant l'onde représentant le signal d'erreur à une distribution de sources, le modèle de Rubinowicz suggère un moyen pour *corriger l'erreur de troncature*: il suffit de disposer sur le pourtour du réseau de sources secondaires, des sources additionnelles, qui sont alimentées par des signaux définis par l'intégrale de Rubinowicz au lieu de l'intégrale de Kirchhoff et qui vont annuler l'onde diffractée résultant de la troncature à condition de les alimenter en opposition de phase.

En terme de correction de l'effet de troncature, le rôle de ces sources de Rubinowicz s'interprète de deux façons:

- elles annulent l'onde diffractée,
- elles se substituent aux sources absentes qui ont été éliminées par la troncature du réseau.

Cette seconde interprétation apporte un nouvel éclairage sur l'origine de l'onde diffractée, ainsi qu'au travail de reconstruction opéré par les sources secondaires dans leur ensemble. On se rend compte que la synthèse de l'onde primaire en un point est assurée pour l'essentiel par une seule des sources secondaires, à savoir la source située au point de phase stationnaire en vertu du Théorème de la Phase Stationnaire (cf. Annexe D).

Toutes les autres sources secondaires ne travaillent qu'à annuler l'onde diffractée de façon à restaurer l'onde primaire. Plus exactement, si on décompose le réseau de sources secondaires en cercles concentriques de rayons croissants et centrés sur le point de phase stationnaire, ces cercles définissant des *zones de construction de Huygens* (cf. Fig. 5.19), il apparaît que, si l'on ajoute une à une les contributions de chaque cercle dans l'ordre des rayons croissants, chaque cercle annule l'onde diffractée due au cercle précédent, tout en générant une nouvelle onde diffractée qui vient se superposer à l'onde primaire avec un retard croissant et une amplitude décroissante [Skudrzyk, 1971]. L'onde diffractée résultant de la troncature du réseau est ainsi repoussée de proche en proche jusqu'à ce qu'elle devienne négligeable par rapport à l'onde primaire. Par suite, les sources de Rubinowicz constituent un cas particulier de sources secondaires qui annulent l'onde diffractée sans générer de nouvelles ondes diffractées, parce que leur amplitude prend en compte les contributions de toutes les sources secondaires qui complèteraient le réseau de sources secondaires.

Contour de la fenêtre de diffraction virtuelle

Avant de conclure sur l'intégrale de Rubinowicz, quelques commentaires s'imposent quant à la détermination du contour sur lequel est appliquée l'intégrale de Rubinowicz. Tant que le réseau de sources secondaires est une distribution *continue*, son contour est défini sans ambiguïté. Cependant, en pratique, qu'il s'agisse de simulations numériques ou d'un réseau réel de sources secondaires, la distribution de sources secondaires est *discrète*. Or, lorsqu'on cherche à définir le contour d'un réseau discret, plusieurs solutions, qui sont illustrées sur la figure 5.20, sont possibles.

Un raisonnement simple permet de lever l'ambiguïté. Le réseau de sources secondaires étant la traduction physique de l'intégrale de Kirchhoff, un réseau discret correspond à une intégrale discrète. Par suite, le réseau détermine un maillage de la surface $\partial\Omega_0$, dans lequel on peut associer à chaque source secondaire, un élément de surface dont la source figure le centre. La réunion de tous ces éléments de surface forme une surface dont le contour est alors parfaitement défini (cf. Fig. 5.21) et sur lequel il convient d'appliquer l'intégrale de Rubinowicz⁴.

5.1.5 Influence de la troncature sur le champ restitué

Dès lors que la troncature du réseau est identifiée à un phénomène de diffraction, l'erreur de reconstruction résultant de la troncature s'interprète directement comme une onde diffractée qui vient se superposer à l'onde primaire. Cette onde diffractée, dans son évolution spatiale et temporelle, est déterminée par la géométrie du contour du réseau de sources secondaires. Par exemple, on a observé que la structure complexe de l'onde diffractée obtenue dans le cas d'un réseau carré (cf. Fig. 5.16) peut être décomposée en 4 ondes diffractées élémentaires (cf. Fig. 5.18), chacune d'elle étant associée à l'un des côtés du contour.

Par suite, l'influence de la troncature sur le champ restitué se traduit par la superposition à l'onde primaire d'une combinaison d'ondes diffractées dont les temps d'arrivée et les amplitudes dépendent uniquement de la géométrie du contour du réseau de sources secondaires. L'intégrale de Rubinowicz (cf. Equ. 5.26) montre que, par rapport à l'onde primaire, l'onde diffractée subit un retard τ et une atténuation a définis par, si R_0 désigne la distance directe entre la source primaire et le point récepteur:

$$\begin{cases} \tau &= \frac{R+\rho-R_0}{c} \\ a &= \frac{R_0}{R\rho} \end{cases}$$

Ainsi, agrandir la taille du réseau revient à augmenter la valeur du retard et de l'atténuation apportée à l'onde diffractée par rapport à l'onde primaire, ce qui réduit les perturbations engendrées.

4. Ce résultat mérite d'être précisé en portant le problème dans une problématique plus générale d'intégration numérique. La numérisation "brutale" de l'intégrale de Kirchhoff qui consiste à lui substituer une somme discrète, revient en effet à appliquer implicitement la méthode des rectangles. Or, on se rend compte qu'avec cette méthode d'intégration, les bornes d'intégration sont "floues", puisque deux contours différents conduisent à la même formule d'intégration. Aussi est-il délicat de justifier mathématiquement le choix d'un contour particulier, néanmoins le raisonnement exposé plus haut résout le problème de façon élégante. Il est d'ailleurs corroboré par les résultats de simulations numériques, ce qui tend à prouver que c'est la formule du point milieu qui intervient implicitement. Enfin, il convient de remarquer qu'avec des méthodes d'intégration plus sophistiquées, telles que la méthode des trapèzes ou la méthode de Simpson, cette incertitude sur les bornes d'intégration est levée, dans la mesure où la formule d'intégration distingue les sources réparties sur le pourtour du réseau, en lui affectant un poids plus faible, ce qui revient à appliquer au réseau une fenêtre de pondération spatiale.

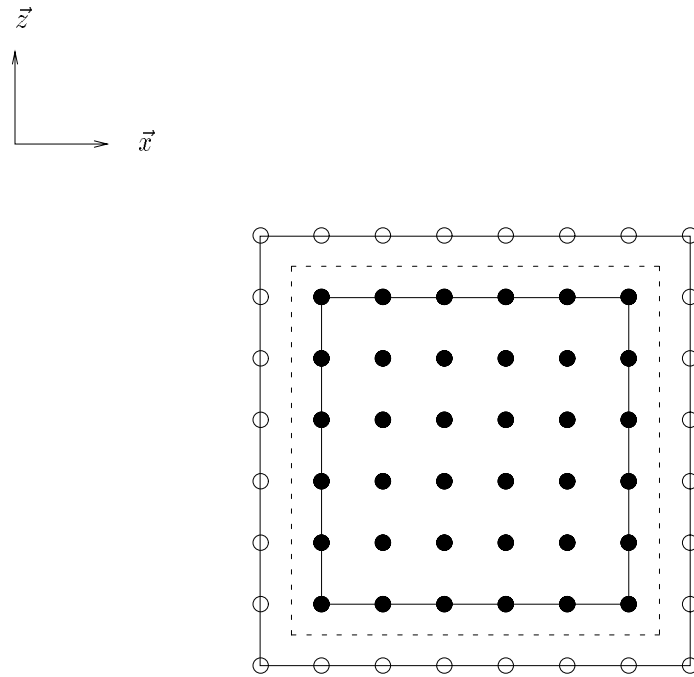


FIG. 5.20 - Détermination du contour d'un réseau discret de sources secondaires: Proposition de trois contours possibles

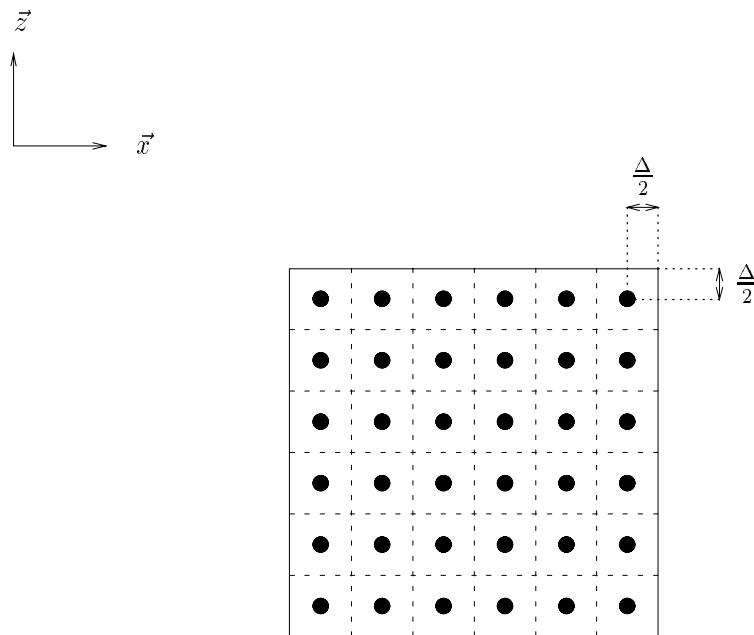


FIG. 5.21 - Maillage associé au réseau discret de sources secondaires: Mise en évidence du contour virtuel du réseau

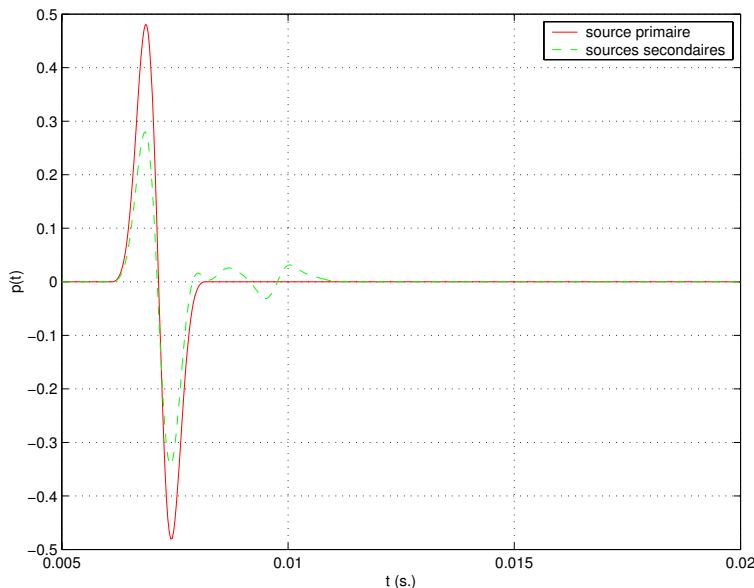


FIG. 5.22 - Onde primaire (trait continu) et onde reconstruite (trait pointillé): L'onde reconstruite est altérée par les ondes diffractées résultant de la troncature (récepteur en $\vec{r}[0.75, -1., 0.]$, source primaire en $s_0[0.25, 1., 0.25]$, $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires carré de côté $l = 1$ m., $N = 121$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.10, cf. Annexes E & F)

Il est intéressant d'analyser l'influence de l'onde diffractée *en fonction de la valeur de son retard* (cf. Fig. 5.22 & 5.23). Pour de très faibles retards, principalement dans le cas de petits réseaux de sources secondaires ou pour des positions excentrées de récepteurs situés au voisinage de la frontière entre zone éclairée et zone ombrée, l'onde diffractée chevauche la fin de l'onde primaire, de telle sorte qu'elle l'annule partiellement (cf. Fig. 5.23-a). Le principal effet observé est alors une atténuation de l'onde primaire (cf. Fig. 5.24). Ce phénomène dépend non seulement de la valeur du retard de l'onde diffractée, mais aussi de la longueur d'onde du champ acoustique reproduit: pour les grandes longueurs d'onde, il se produit quasiment systématiquement, alors que pour les petites longueurs d'onde, il disparaît quand le retard augmente (cf. Fig. 5.23-c & 5.25). Ces résultats dénotent la dépendance fréquentielle du phénomène.

Lorsque le retard entre l'onde directe et l'onde diffractée est suffisamment important pour que les supports temporels des deux ondes se dissocient parfaitement (cf. Fig. 5.23-c par exemple), la présence de l'onde diffractée se traduit par un *filtrage en peigne* du spectre restitué. Ce phénomène s'observe aussi en acoustique des salles pour les premières réflexions qui accompagnent l'onde directe perçue. Il induit sur le plan perceptif, une coloration spectrale du champ perçu. Cependant, dans notre cas, on observe que l'amplitude de l'onde diffractée est très atténuée par rapport à l'onde primaire, ce qui minimise l'effet de filtrage en peigne.

Par ailleurs, comme notre étude se situe dans le cadre d'un système de restitution sonore spatialisée, un autre effet perceptif potentiel concerne les erreurs de localisation des sources sonores, sur la base de l'*effet de sommation* utilisé en stéréophonie. L'onde primaire et l'onde diffractée constituent en effet deux ondes décalées dans le temps qui, en vertu de l'effet de sommation, peuvent être perçues comme une seule onde issue d'une source unique située à mi-chemin de la source primaire et de la source de Rubinowicz associée à l'onde diffractée. Dans notre cas cependant, on peut supposer que cet effet reste marginal, dans la mesure où, en général, le champ diffracté ne se compose pas d'une seule onde, mais de plusieurs ondes, qui proviennent de surcroît de directions réparties de part et d'autre de la source primaire. Une localisation floue des sources restituées, qui peut éventuellement se traduire par un sentiment de gêne des auditeurs, serait donc plutôt l'effet à craindre.

Enfin, lorsque le retard entre l'onde primaire et l'onde diffractée devient très important, un phénomène d'écho peut être perçu. Cependant, une telle situation ne se présente que pour des réseaux de sources secondaires de très grande taille, de telle sorte que le décalage temporel τ atteigne ou dépasse la valeur du seuil de perception de l'écho, qui est de l'ordre de 50 ms. Il faudrait considérer des réseaux dont les dimensions

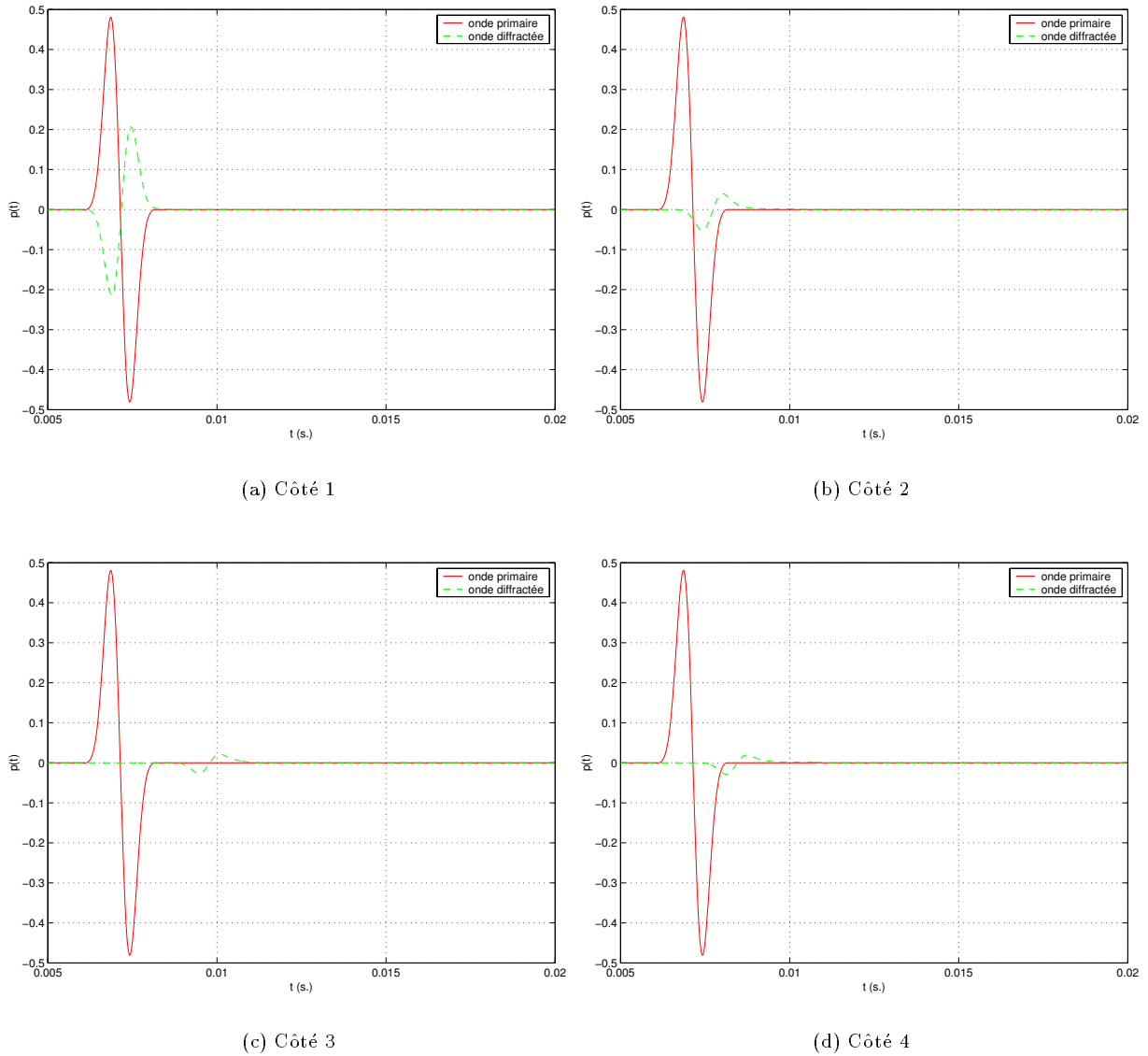


FIG. 5.23 - Onde primaire (trait continu) et ondes diffractées (trait pointillé) par le contour du réseau de sources secondaires: Visualisation des ondes diffractées associées aux différents côtés du carré constituant le contour du réseau — cf. Fig. 5.17 — (récepteur en $\vec{r}[0.75, -1., 0.]$, source primaire en $s_0[0.25, 1., 0.25]$, $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires carré de côté $l = 1$ m., $N = 121$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.10, cf. Annexes E & F)

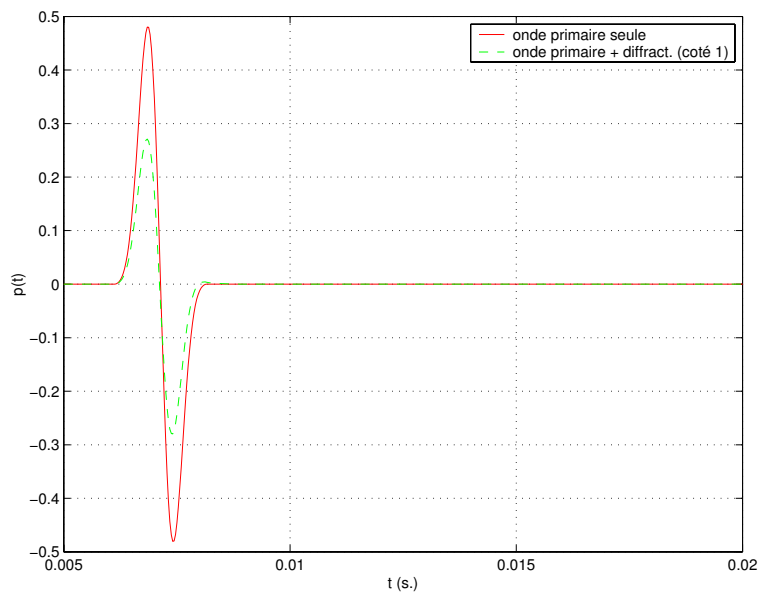


FIG. 5.24 - Interférence destructive entre l'onde primaire et l'onde diffractée émise par le côté 1 du contour — cf. Fig. 5.17 — (le trait continu et le trait pointillé représentent respectivement l'onde primaire seule et l'onde primaire sommée à l'onde diffractée): L'effet global est une atténuation de l'onde primaire (récepteur en $\vec{r}[0.75, -1., 0.]$, source primaire en $s_0[0.25, 1., 0.25]$, $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires carré de côté $l = 1$ m., $N = 121$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.10, cf. Annexes E & F)

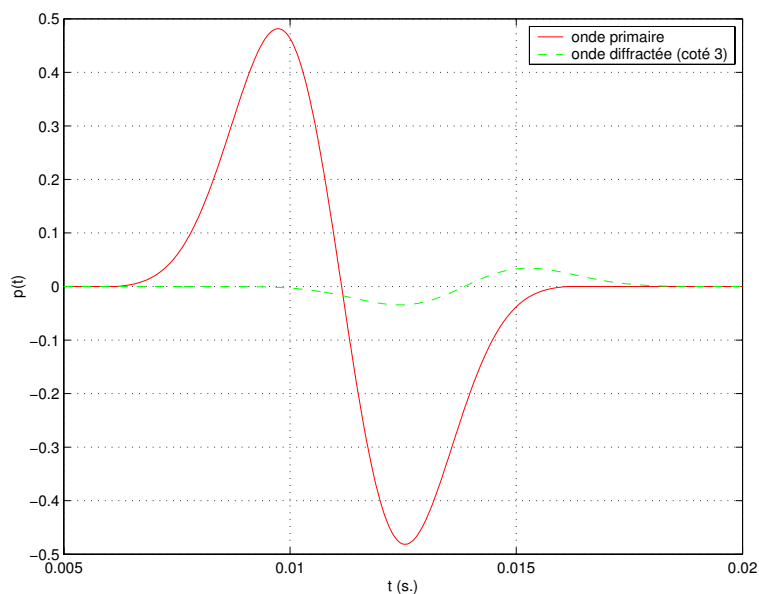


FIG. 5.25 - Onde primaire (trait continu) et onde diffractée (trait pointillé) par le côté 3 du contour — cf. Fig. 5.17 — à la fréquence de 100Hz: Les deux ondes se chevauchent partiellement alors qu'elles étaient dissociées pour $f = 500$ Hz (récepteur en $\vec{r}[0.75, -1., 0.]$, source primaire en $s_0[0.25, 1., 0.25]$, réseau de sources secondaires carré de côté $l = 1$ m., $N = 121$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.10, cf. Annexes E & F)

sont de l'ordre d'une ou plusieurs dizaines de mètres, ce qui n'est pas envisagé dans notre contexte. En outre, avec des réseaux de cette taille, l'onde diffractée est très atténuée, ce qui réduit d'autant le risque d'écho.

Cette étude qualitative de l'effet de troncature sur le champ restitué mérite d'être complétée, avant de chercher à le corriger, par une analyse quantitative du phénomène afin d'évaluer à quel degré il perturbe le processus de reconstruction et par suite de déterminer les situations où il peut être négligé et celles où il importe de le corriger. De même, il convient d'étudier l'incidence perceptive de la troncature du réseau de sources secondaires, notamment en terme de coloration spectrale et de localisation des sources. Une analyse quantitative du phénomène de troncature constitue donc la prochaine étape.

5.2 Quantification de l'effet de troncature

5.2.1 Critère d'erreur de troncature

On a défini l'erreur de troncature p_{tronc} comme la différence entre l'onde de pression synthétisée par les sources secondaires et l'onde primaire originale (cf. Equ. 5.24). Pour déterminer à quel degré cette erreur perturbe la reconstruction de l'onde primaire, il convient de rapporter son amplitude à celle de l'onde primaire. Par suite, on se donne comme critère d'erreur, l'équivalent d'un "rapport bruit à signal", qui évalue le rapport entre l'énergie du signal d'erreur de troncature E_{tronc} et l'énergie de l'onde primaire E_{pre} [Pernaux, 1999]:

$$e_{tronc}(\vec{r}) = \frac{E_{tronc}(\vec{r})}{E_{pre}(\vec{r})} \quad (5.27)$$

où l'énergie des différents signaux est donnée par:

$$E_i(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{+\infty} |p_i(\vec{r}, t)|^2 dt \quad \text{avec } i = pri, tronc$$

Ce rapport est exprimé en dB:

$$E_{tronc}(\vec{r}) = 10 \log_{10} \left[\frac{E_{tronc}(\vec{r})}{E_{pre}(\vec{r})} \right] \quad (5.28)$$

C'est ce critère que nous utiliserons pour quantifier l'effet de troncature, il nous servira également à comparer l'efficacité des différentes méthodes de réduction de la troncature (cf. Section 5.3). On note qu'il est donné pour une position de récepteur \vec{r} . Dans un souci de concision et pour une meilleure lisibilité des résultats, on a choisi de l'évaluer pour un ensemble de positions réparties à l'intérieur de la zone d'écoute (cf. Fig. 5.26) et de calculer la moyenne de toutes les valeurs ainsi obtenues, de façon à exprimer un critère d'erreur moyen \bar{E}_{tronc} représentatif de la zone d'écoute:

$$\bar{E}_{tronc} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N E_{tronc}(\vec{r}_i) \quad (5.29)$$

où les vecteurs \vec{r}_i pour $i = [1, 2, \dots, N]$ représentent les N positions de récepteurs sélectionnés sur la zone d'écoute.

5.2.2 Cas d'un réseau rectiligne de sources secondaires: Notions de troncature verticale et de troncature horizontale

Au cours de la section précédente, on a montré comment le réseau de sources secondaires, initialement représenté par une surface fermée $\partial\Omega_0$, peut être ramené à un réseau vertical plan formant un carré ou plus généralement un rectangle, dès lors que les sources à reproduire sont cantonnées dans un demi-espace. Dans un grand nombre d'applications et en particulier dans le cas d'un système de visioconférence, on peut supposer de plus que les sources primaires et les auditeurs sont situés dans le même plan horizontal. Sous cette hypothèse, le réseau rectangulaire se réduit à un segment de droite correspondant à l'intersection du

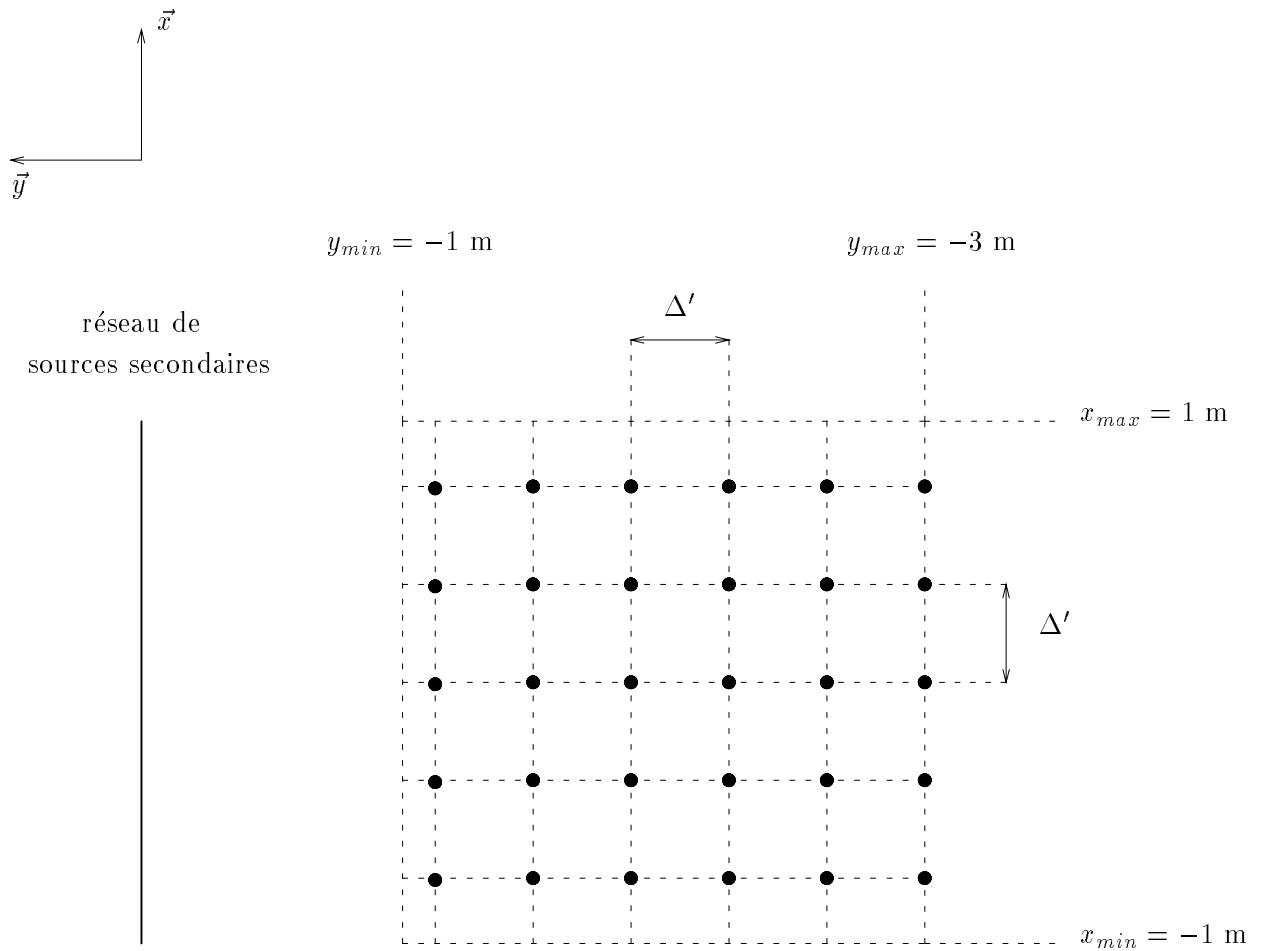


FIG. 5.26 - Positions des récepteurs sélectionnés pour l'évaluation du critère d'erreur moyenne de troncature dans le plan horizontal $z = 0$ ($\Delta' = 0.35$ m)

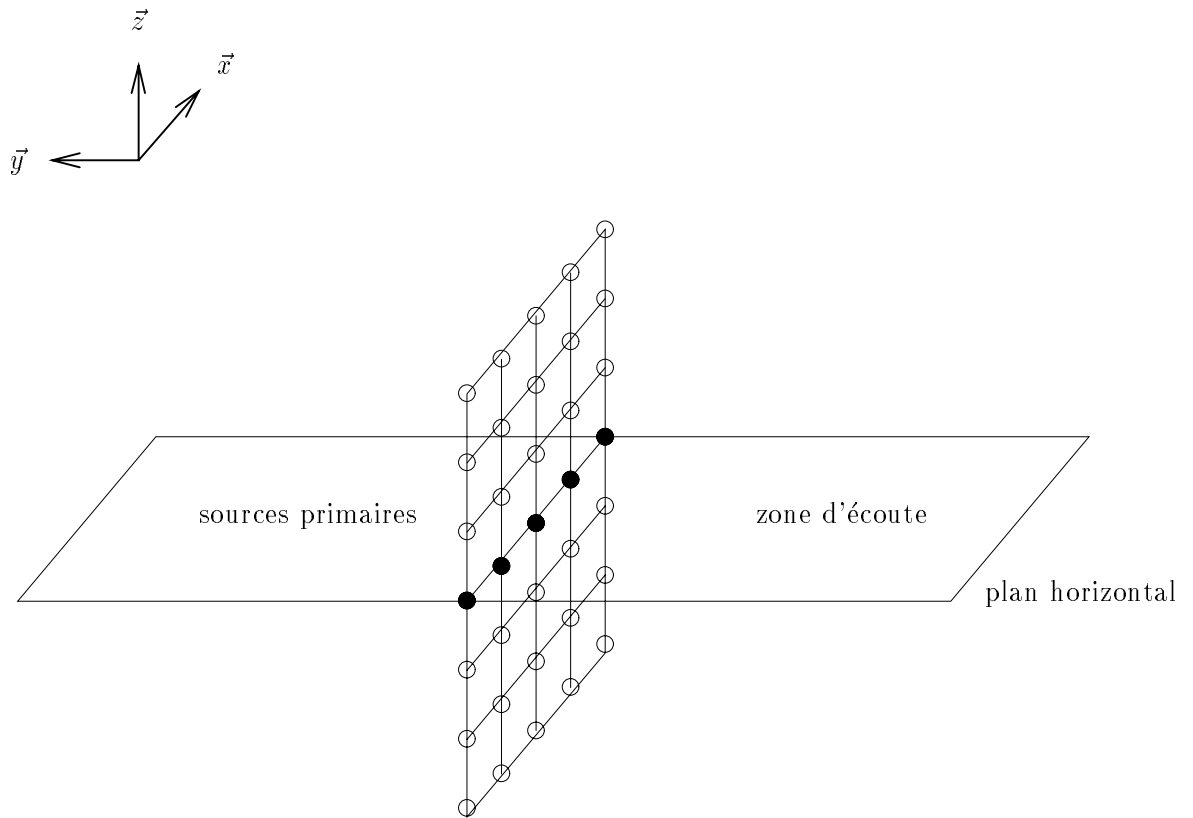


FIG. 5.27 - Restitution restreinte à un plan horizontal: Le réseau de sources secondaires se réduit à une ligne

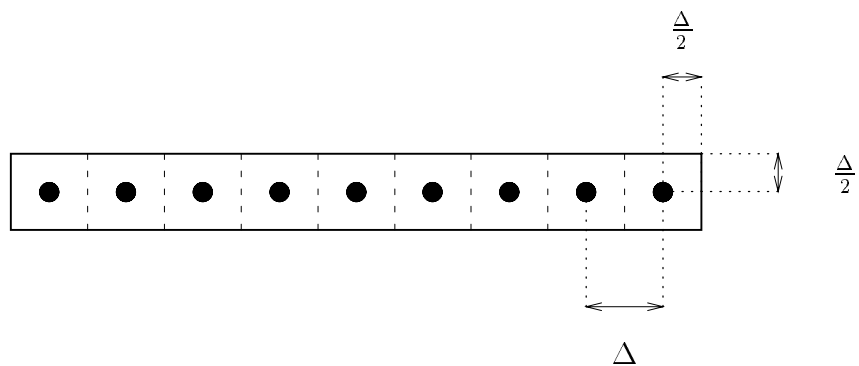


FIG. 5.28 - Contour du réseau rectiligne de sources secondaires pour le calcul de l'onde diffractée

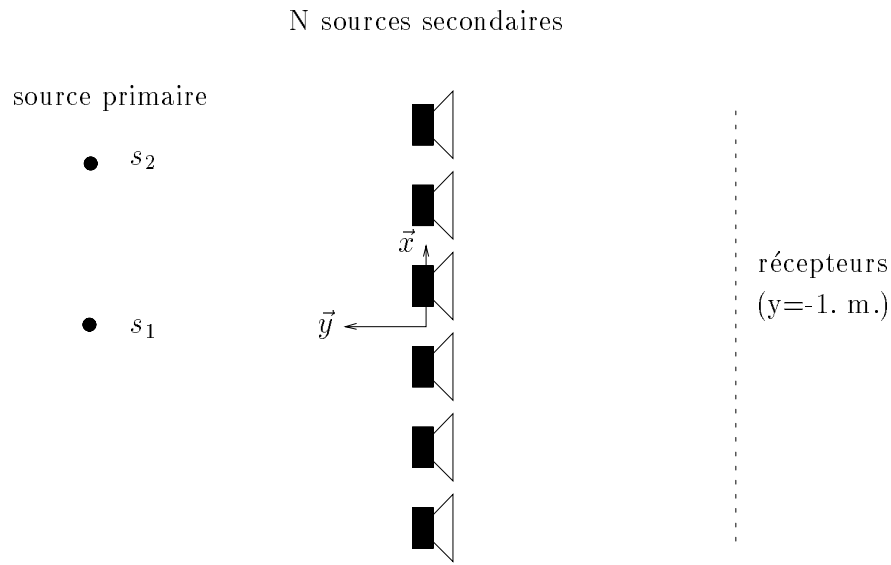


FIG. 5.29 - Troncature dans le cas d'un réseau 1D: Configuration de la source primaire, des sources secondaires et des récepteurs (récepteurs en $y = -1$ m., sources primaires en $s_1[0., 1., 0.]$ et $s_2[0.75, 1., 0.]$, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Annexes E & F)

réseau de sources et du plan d'écoute (cf. Fig. 5.27), conformément à l'approximation de la phase stationnaire (cf. Section. 3.4.1). Désormais, on va se placer dans cette hypothèse et on considère donc un *réseau rectiligne de sources secondaires*.

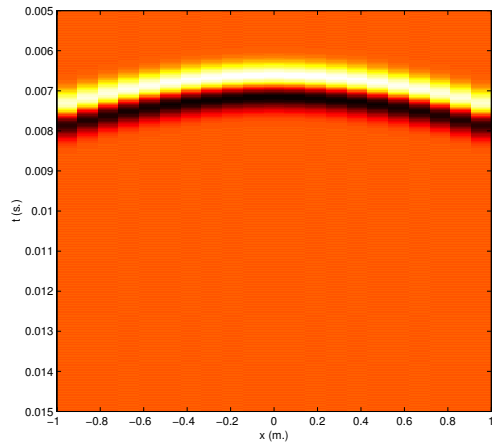
D'après ce qui précède, le signal d'erreur résultant de la troncature du réseau peut être analysé comme un champ diffracté, dans lequel on est capable d'identifier les ondes diffractées par les différents côtés du contour rectangulaire (cf. Fig. 5.18). Il est ainsi possible de dissocier dans le signal d'erreur (cf. Fig. 5.28):

- les ondes diffractées par les bords horizontaux du contour, qui sont associées au phénomène de *troncature verticale*,
- et les ondes diffractées par les bords verticaux du contour, qui sont associées au phénomène de *troncature horizontale*.

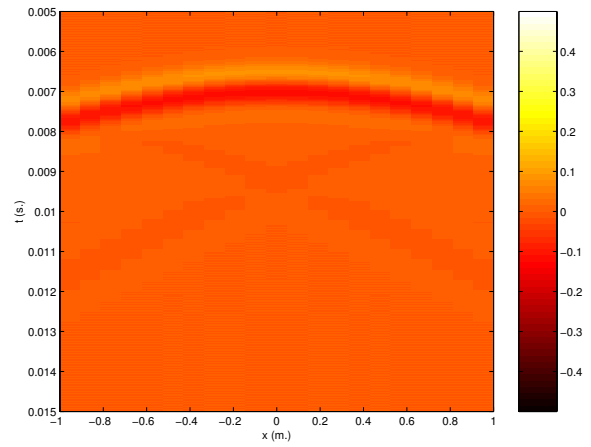
Cependant, cette distinction est arbitraire: elle n'est utile que dans la mesure où, lorsque l'on va chercher à réduire l'effet de troncature, on va pouvoir appliquer des méthodes de correction différente aux deux phénomènes.

5.2.3 Troncature verticale vs Troncature horizontale: Quantification de leurs effets

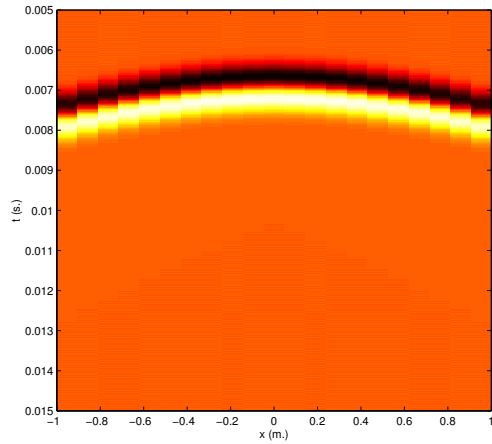
Il est intéressant d'évaluer le poids relatif des ondes diffractées provenant de la troncature verticale et de la troncature horizontale. On pressent que, dans le cas d'un réseau rectiligne, l'effet de la troncature verticale est prédominant. Les figures 5.30 et 5.31 reproduisent l'onde synthétisée par un réseau rectiligne dont la longueur totale mesure 2 mètres (cf. Fig. 5.29). Deux positions de source primaire ont été considérées: l'une est centrée par rapport au réseau, l'autre est excentrée. On observe que l'onde reconstruite est très atténuée par rapport à l'onde primaire, cependant la forme de l'onde est correcte. Cette atténuation est une conséquence de la troncature du réseau de sources secondaires et l'examen des ondes diffractées associées à la troncature verticale et horizontale (cf. Fig. 5.30c-d & 5.31c-d) montre que seule l'onde diffractée résultant de la troncature verticale en est responsable. Cette dernière se superpose en effet en opposition de phase à l'onde directe et, comme elle présente une forte amplitude et un faible retard, elle l'annule presque complètement. En comparaison, l'onde diffractée résultant de la troncature horizontale est insignifiante. On note cependant



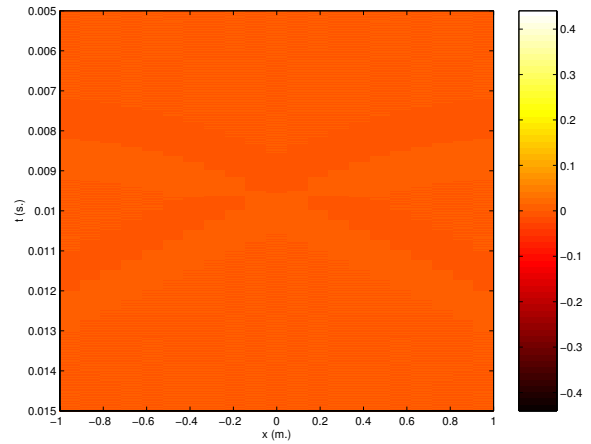
(a) Onde primaire



(b) Onde reconstruite



(c) Onde diffractée due à la troncature verticale



(d) Onde diffractée due à la troncature horizontale

FIG. 5.30 - Troncature verticale et troncature horizontale: Source primaire centrée située en s_1 (récepteurs en $y = -1\text{m.}$, $f = 500\text{ Hz}$, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1\text{ m.}$, cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)

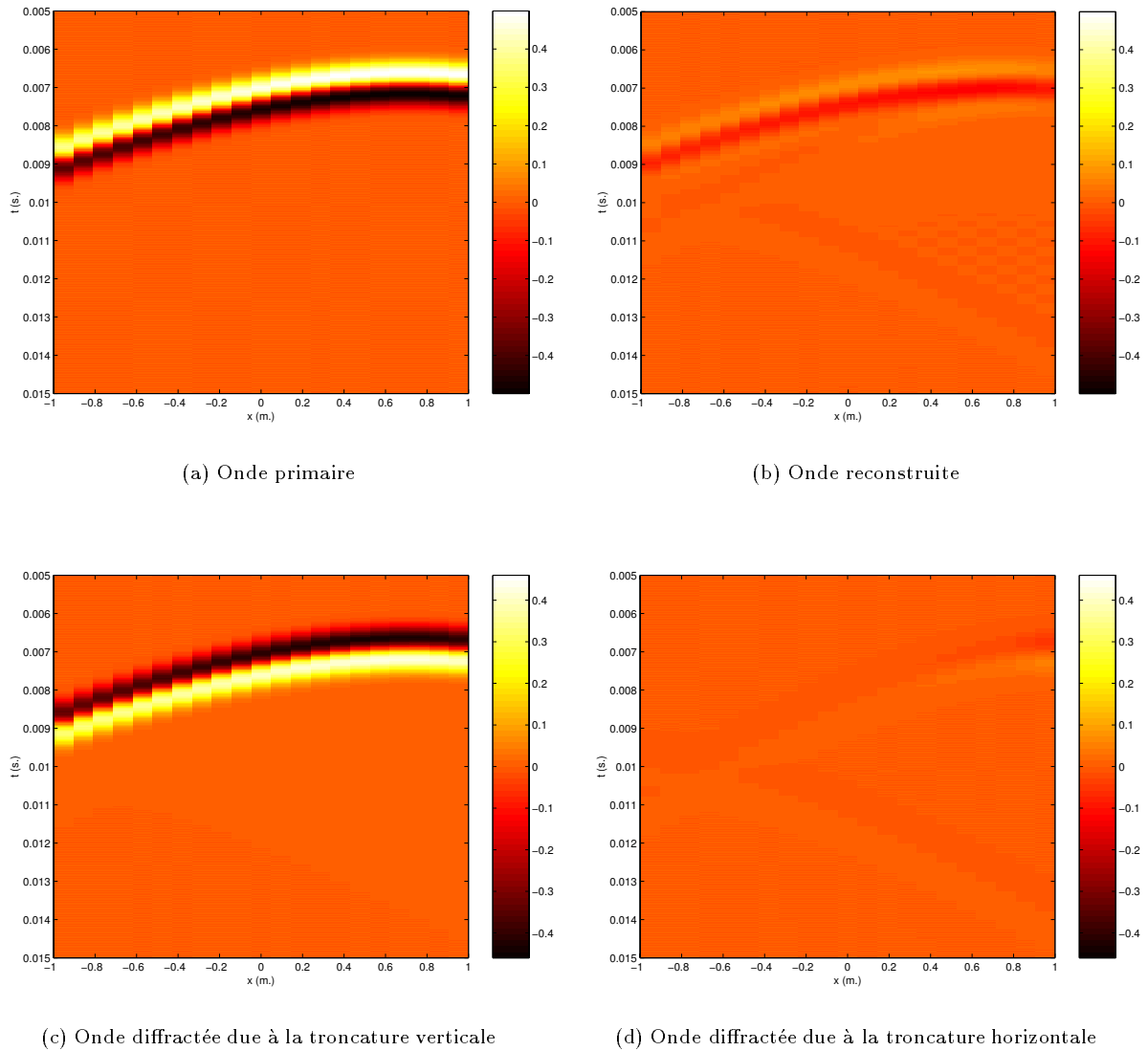


FIG. 5.31 - Troncature verticale et troncature horizontale: Source primaire excentrée située en s_2 (récepteurs en $y = -1\text{m.}$, $f = 500\text{ Hz}$, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1\text{ m.}$, cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)

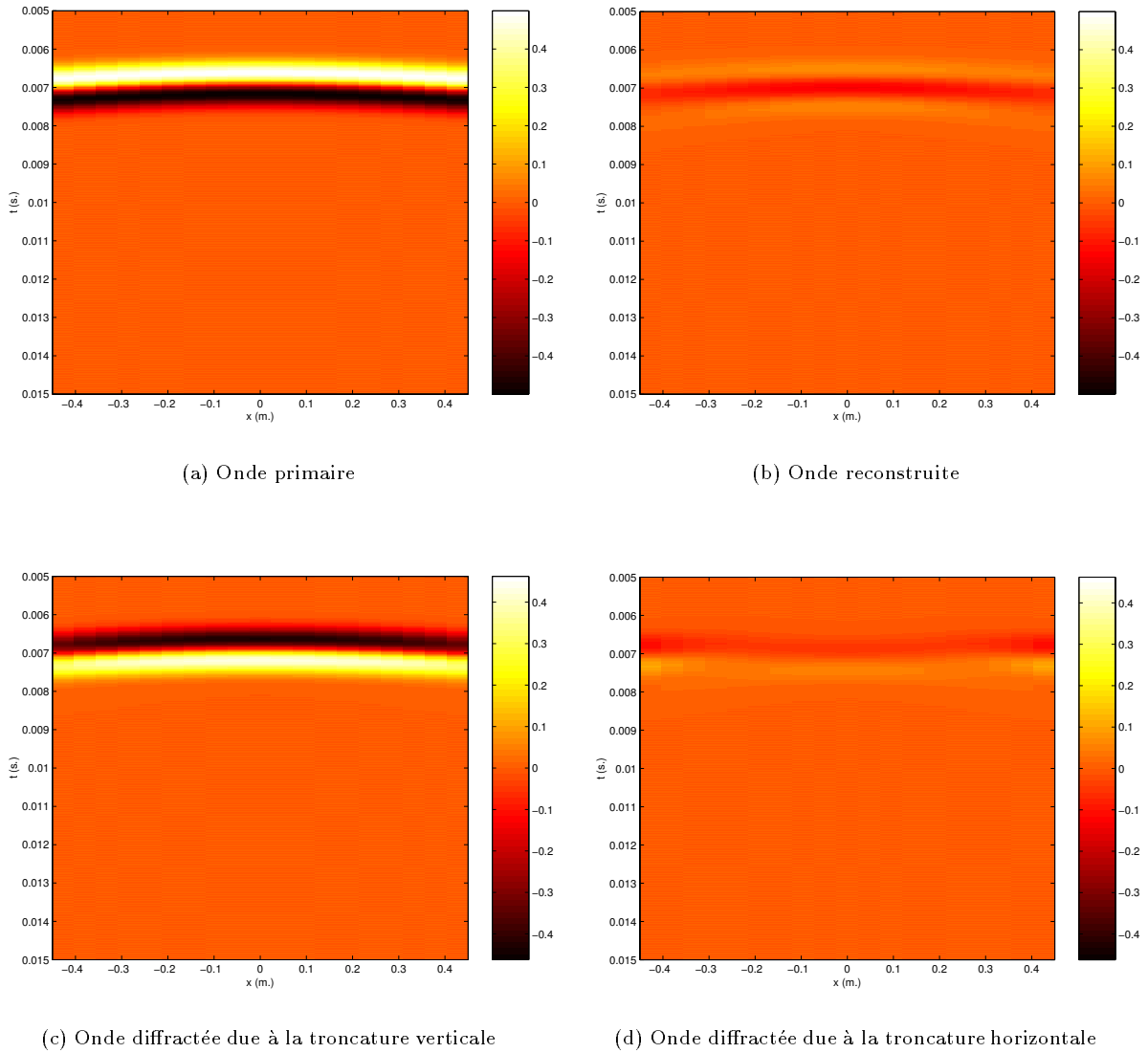


FIG. 5.32 - Troncature verticale et troncature horizontale: Réseau tronqué à $N = 6$ sources secondaires (récepteurs en $y = -1\text{m.}$, source primaire en s_1 , $f = 500\text{ Hz}$, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 6$ sources espacées de $\Delta = 0.1\text{ m.}$, cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)

que, si la source primaire est excentrée, l'onde diffractée horizontale issue de l'extrémité la plus proche de la source est légèrement renforcée (cf. Fig. 5.31-d). De la même façon, pour un réseau de faible longueur (cf. Fig. 5.32), l'effet de la troncature horizontale est plus marqué, même si la troncature verticale reste le phénomène prédominant. Il en ressort que l'élément majeur à traiter pour un réseau rectiligne est le problème de la troncature verticale.

Ce résultat est confirmé par l'évaluation du *critère d'erreur de troncature* E_{tronc} . Les figures 5.33, 5.34 et 5.35 reproduisent sa valeur moyenne et l'écart type associé pour l'ensemble des positions de récepteurs définis sur la figure 5.26. On considère les valeurs obtenues pour l'antenne de longueur $L = 2$ m pour les deux positions de sources primaires s_1 (Fig. 5.33) et s_2 (Fig. 5.34), ainsi que pour une antenne de petite taille $L = 0.5$ m (Fig. 5.35). On note d'abord que l'erreur de troncature totale atteint un niveau très proche de 0 dB, c'est-à-dire que l'onde diffractée totale possède un niveau comparable à celui de l'onde primaire. Quand on compare les contributions de la troncature verticale et de la troncature horizontale, les courbes montrent bien que l'essentiel de l'erreur de troncature provient de la troncature verticale, quelle que soit la fréquence. Pour la grande antenne ($L = 2$ m), l'erreur de troncature verticale est de l'ordre de 0 dB contre des valeurs comprises entre -30 et -35 dB pour la troncature horizontale. En d'autres termes, pour cette antenne, l'erreur de troncature provient quasi-exclusivement de la troncature verticale. Pour la petite antenne ($L = 0.5$ m), l'erreur de troncature horizontale se renforce légèrement pour atteindre -15 dB. L'erreur de troncature continue néanmoins d'être largement dominée par la troncature verticale.

5.2.4 Conclusion

Dans l'onde synthétisée par une antenne rectiligne de haut-parleurs, deux types de troncature interviennent: la troncature verticale et la troncature horizontale. On vient de voir que, dès que l'antenne atteint une longueur suffisante ($L > 1$ m), l'effet de la troncature horizontale est négligeable, de sorte que l'erreur de troncature est principalement gouvernée par les effets de la troncature verticale. Pour compléter cette étude, la prochaine étape consisterait à quantifier l'effet de troncature sur le plan perceptif au moyen de tests d'écoute. En particulier, il faudrait déterminer dans quelles situations et à quel degré l'effet de troncature est sensible. Par ailleurs, il conviendrait d'analyser les phénomènes perceptifs associés à l'effet de troncature, notamment s'il induit des colorations spectrales ou s'il influence la localisation des sources.

A présent, différentes approches de réduction de l'effet de troncature vont être présentées.

5.3 Solutions pour réduire l'effet de troncature

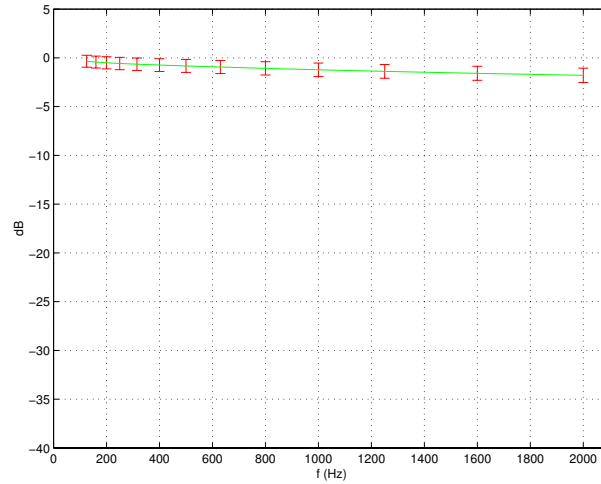
5.3.1 Annulation de l'onde diffractée par des sources de Rubinowicz [Pernaux, 1999]

Principe

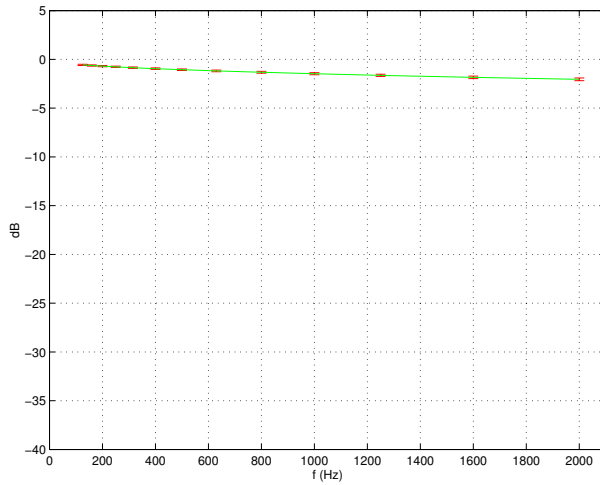
Une fois la troncature ramenée à un problème de diffraction, l'erreur de troncature s'exprime comme la superposition d'une onde diffractée à l'onde primaire originale. De plus, grâce à l'intégrale de Rubinowicz (Equ. 5.26), cette onde diffractée se décrit comme l'onde émise par une distribution de *sources virtuelles* réparties sur le bord du réseau de sources secondaires.

Par suite, on se propose de corriger l'effet de troncature en disposant en bordure du réseau des *sources réelles* dont les signaux d'alimentation sont définis à partir de l'intégrale de Rubinowicz de façon à annuler l'onde diffractée. En d'autres termes, au réseau de sources secondaires initial est associé un réseau additionnel correctif disposé à la périphérie du réseau principal et destiné à compenser l'effet de troncature. Toutefois, il faut noter que les sources de Rubinowicz ne sont capables d'annuler l'onde diffractée que dans la zone éclairée: dans la zone d'ombre, elles contribuent à le renforcer (cf. page 236), ce qui ne constitue pas un véritable problème, dans la mesure où corriger l'effet de troncature dans la zone non éclairée n'a pas de sens. Il est plus pertinent le réseau de sources secondaires afin d'élargir la zone d'écoute.

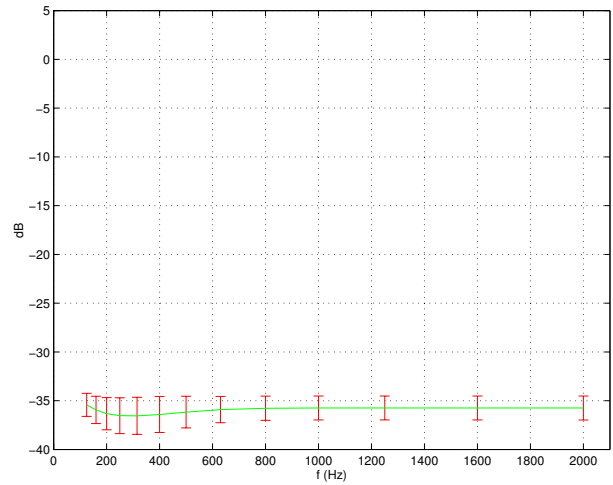
Cette approche présente l'inconvénient notable d'augmenter le nombre de sources impliquées dans le travail de reconstruction de l'onde acoustique: ainsi un réseau rectiligne de N sources secondaires requiert de l'ordre de $2 \times N$ sources correctives de Rubinowicz en sus. On rappelle cependant que le domaine de restitution n'englobe pas tout l'espace, mais a été restreint à un plan horizontal. Or, si la source primaire et le point



(a) Erreur totale

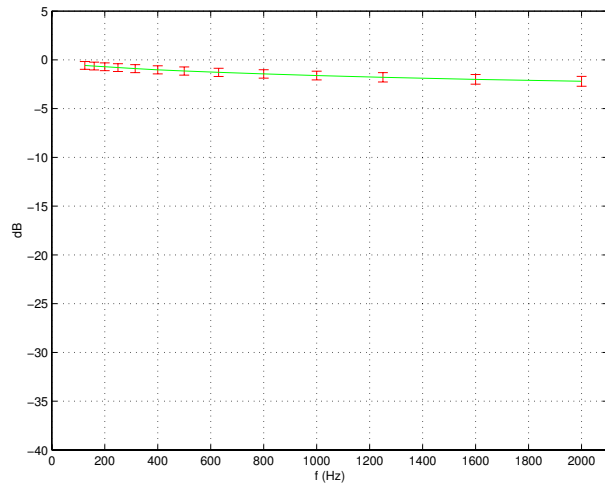


(b) Troncature verticale

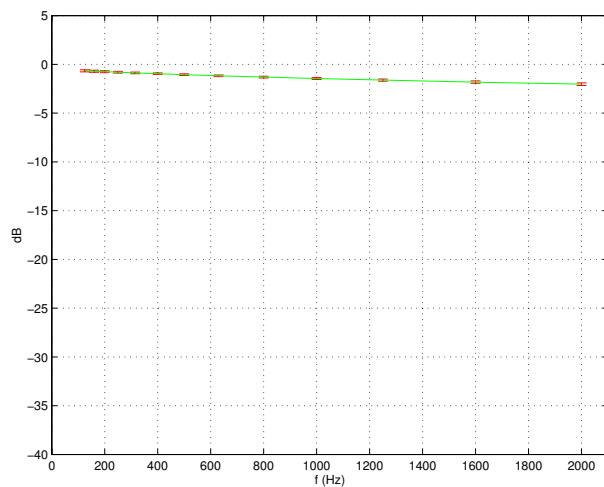


(c) Troncature horizontale

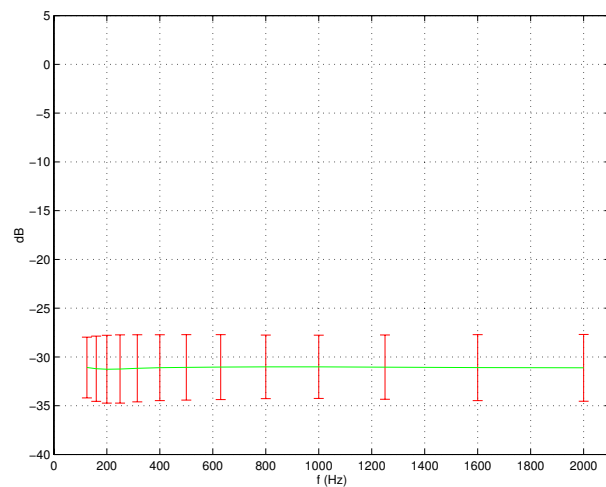
FIG. 5.33 - Erreur de troncature moyenne \bar{E}_{tronc} en fonction de la fréquence (cf. Equ. 5.29) pour une source primaire centrée située en s_1 : Erreur totale, erreur résultant de la troncature verticale seule et erreur résultant de la troncature horizontale seule — la valeur de l'écart-type est représentée par des barres verticales — (source primaire en s_1 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29 & 5.26, cf. Annexes E & F)



(a) Erreur totale

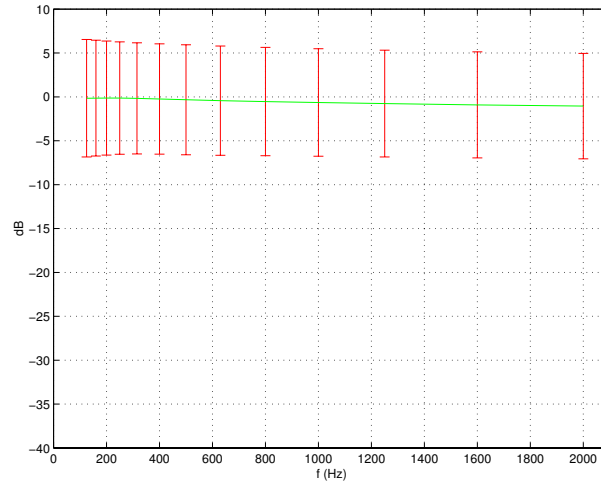


(b) Troncature verticale

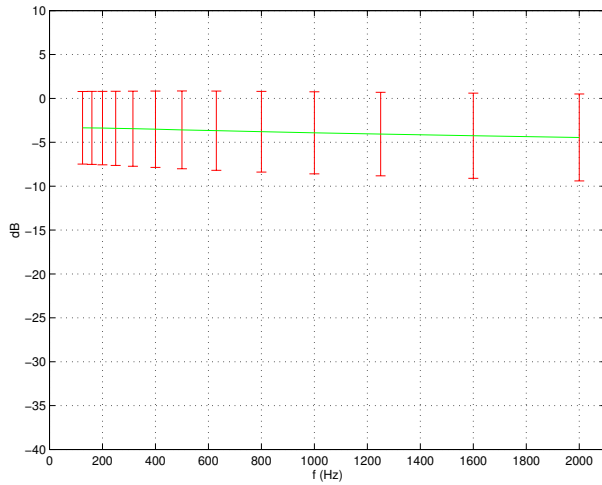


(c) Troncature horizontale

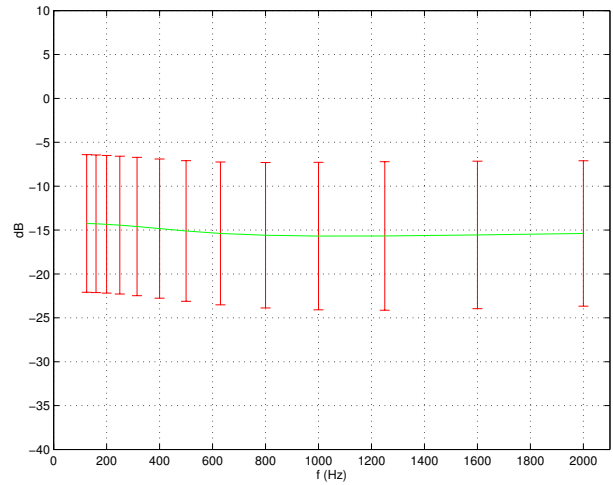
FIG. 5.34 - Erreur de troncature moyenne \bar{E}_{tronc} en fonction de la fréquence (cf. Equ. 5.29) pour une source primaire centrée située en s_2 : Erreur totale, erreur résultant de la troncature verticale seule et erreur résultant de la troncature horizontale seule — la valeur de l'écart-type est représentée par des barres verticales — (source primaire en s_2 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29 & 5.26, cf. Annexes E & F)



(a) Erreur totale



(b) Troncature verticale



(c) Troncature horizontale

FIG. 5.35 - Erreur de troncature moyenne \bar{E}_{tronc} en fonction de la fréquence (cf. Equ. 5.29) pour un réseau tronqué à $N = 6$ sources secondaires: Erreur totale, erreur résultant de la troncature verticale seule et erreur résultant de la troncature horizontale seule — la valeur de l'écart-type est représentée par des barres verticales — (source primaire en s_1 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 6$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29 & 5.26, cf. Annexes E & F)

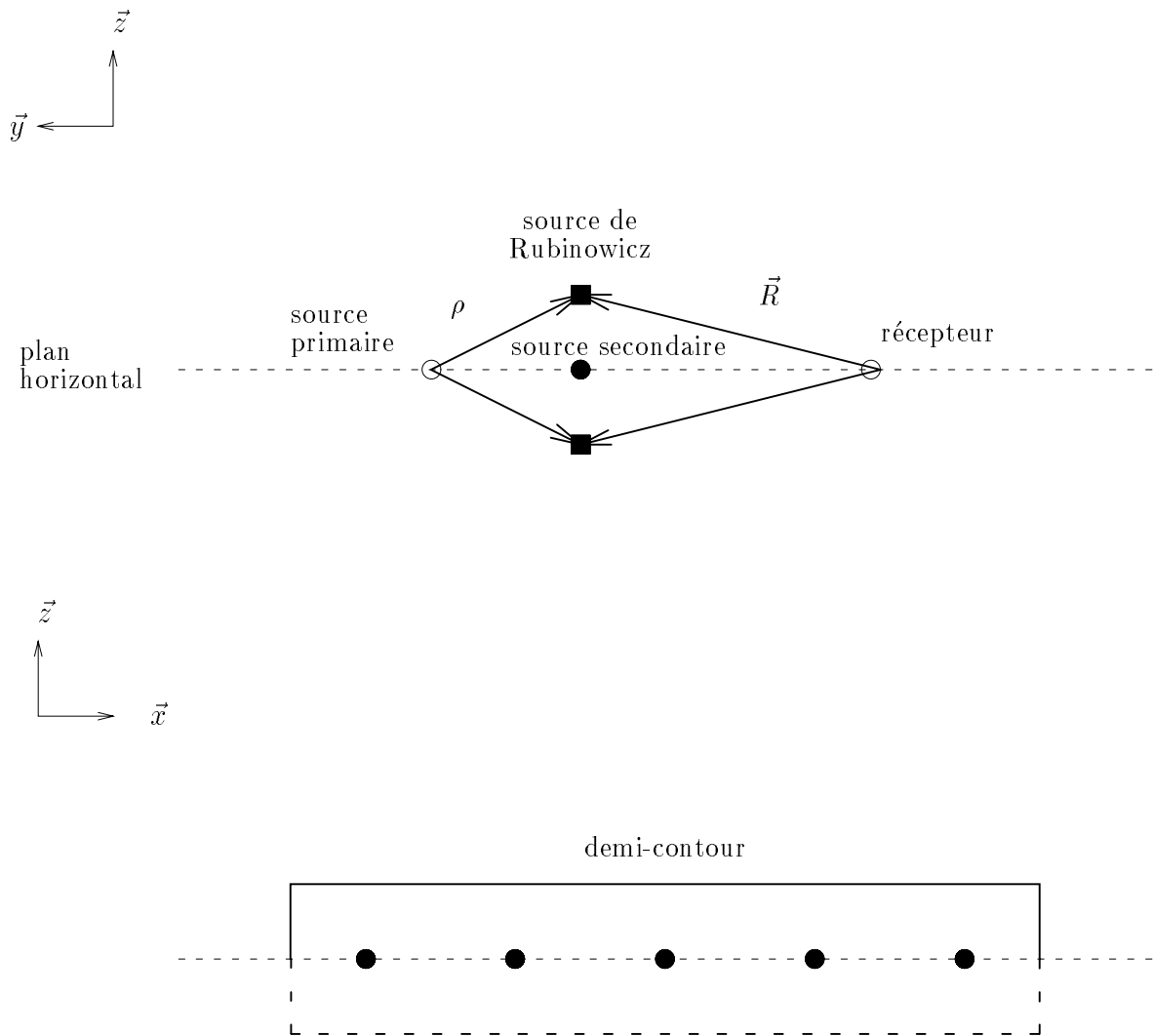


FIG. 5.36 - Symétrie verticale des sources de Rubinowicz: Le nombre de sources correctives peut être divisé par deux si la source primaire, les sources secondaires et le point récepteur appartiennent au même plan horizontal

récepteur appartiennent à ce plan, il apparaît, compte tenu des propriétés de symétrie de rayonnement des sources de Rubinowicz, que les sources de Rubinowicz symétriques par rapport au plan horizontal contribuent de façon identique à l'annulation de l'onde diffractée, de sorte que la correction de l'effet de troncature peut être assurée par des sources disposées sur une moitié du contour seulement, à condition de doubler leur amplitude⁵ (cf. Fig. 5.36). Par suite, un réseau rectiligne de N sources secondaires ne nécessite plus que de l'ordre de N sources de Rubinowicz additionnelles, ce qui correspond à un *doublement du nombre total de sources*.

Cependant, on constate que la correction obtenue avec un réseau de sources de Rubinowicz échantillonné avec un pas Δ égal à celui utilisé pour le réseau de sources secondaires n'est pas parfaite. Pour l'améliorer, il convient de suréchantillonner le réseau de sources de Rubinowicz, par exemple en divisant par deux le pas d'échantillonnage ($\frac{\Delta}{2}$), mais le nombre de sources correctives est doublé. La principale limitation à la méthode des sources de Rubinowicz réside donc dans le nombre de sources additionnelles qu'elle rajoute au réseau de sources secondaires. Dans ce qui suit, une solution à ce problème sera proposée avec le concept de *source de Rubinowicz virtuelle*.

Implémentation d'une source de Rubinowicz

Annuler l'onde diffractée par des sources de Rubinowicz est dans son principe très simple, mais la *réalisation pratique* d'une source de Rubinowicz constitue un problème assez délicat. En première approximation, une source de Rubinowicz (cf. Equ. 5.26) peut être assimilée à un *monopôle* et son amplitude correspond au signal de pression induit par la source primaire à sa position. Les sources de Rubinowicz doivent donc être reliées à des microphones de pression chargés d'enregistrer l'onde primaire sur le contour du réseau de sources secondaires. La source théorique de Rubinowicz comporte également un terme de directivité défini par (cf. Fig. 5.14):

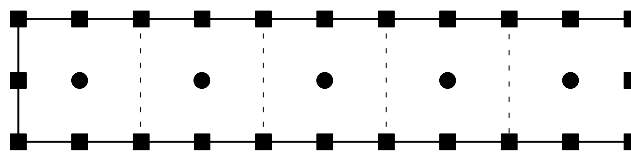
$$\eta_{Rubinowicz}(\vec{\rho}, \vec{R}) = \frac{\cos(\vec{R}, \vec{n}) \sin(\vec{\rho}, \vec{dl})}{1 + \cos(\vec{R}, \vec{\rho})} \quad (5.30)$$

cependant il implique une directivité irréalisable stricto sensu (cf. page 237): en premier lieu de part sa complexité qui s'écarte notablement des caractéristiques "classiques" de directivité de sources, mais surtout parce qu'elle mêle inextricablement les directivités des sources et des capteurs qui leur sont associés. Les comportements des sources et des capteurs ne peuvent être dissociés qu'à condition de considérer soit une source omnidirective associée à un capteur directif dont la directivité est assujettie à la position du récepteur, soit un capteur omnidirectif associé à une source directive dont la directivité est assujettie à la position de la source primaire.

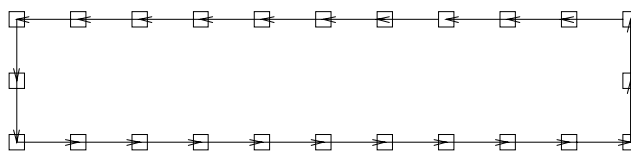
La seconde solution implique qu'on dispose d'une source électro-acoustique dont la directivité suit la loi décrite par l'équation 5.30, ce qui semble assez difficile. De plus, le fait que cette directivité soit assujettie à la position de la source primaire signifie qu'il faudrait orienter la source de Rubinowicz en fonction de la position de la source primaire et, par suite, la réorienter à chacun de ses mouvements. Il faudrait en outre autant de sources de Rubinowicz que de sources primaires. La première solution est plus séduisante, d'autant qu'avec le concept de source notionnelle, la prise de son est simulée: le terme de directivité est donc implémenté sur un capteur virtuel et non sur un transducteur réel. Il suffit d'ajouter dans le module de simulation de prise de son, un gain dont la valeur est définie en fonction de $\vec{\rho}$ et \vec{R} conformément à l'équation 5.30. Cependant, il reste la dépendance en fonction de la position d'écoute via le vecteur \vec{R} : elle implique d'appliquer un gain différent pour chaque position d'écoute, ce qui est impossible en pratique, dès lors que plusieurs auditeurs sont présents simultanément et qu'ils peuvent se déplacer au sein de la zone d'écoute⁶. Par suite, on est contraint d'appliquer une valeur unique de gain à chaque source de Rubinowicz. La solution la plus simple consiste à appliquer la valeur de gain correspondant à une position d'écoute unique, qui peut être définie comme le centre de la zone d'écoute. On remarque qu'alors le problème de la discontinuité du facteur directif de la source de Rubinowicz (cf. Equ. 5.30 & Page 5.1.4) ne se pose plus, puisque la configuration critique où il diverge est évitée si la position d'écoute *moyenne*, qui est utilisée pour le calcul des gains des sources

5. D'un point de vue physique, ce résultat traduit le fait que les ondes diffractées par les deux bords horizontaux du contour sont identiques, dès lors que la source primaire, les sources secondaires et le point récepteur sont situés dans le même plan horizontal.

6. Le problème a déjà été rencontré pour appliquer la correction de la Phase Stationnaire (cf. Sections 3.4.1 & 6.2.3).



(a) Position des sources de Rubiniowicz



(b) Vecteurs de contour associés

FIG. 5.37 - Géométrie du réseau de sources de Rubiniowicz : Contour 1 de référence (N.B.: les sources de Rubiniowicz sont espacées de $\frac{\Delta}{2}$).

de Rubiniowicz, est choisie au centre de la zone d'écoute. Par ailleurs, il serait intéressant d'étudier s'il n'est pas possible d'optimiser la correction de l'effet de troncature sur une zone d'écoute étendue en introduisant au niveau de chaque source de Rubiniowicz un *filtre calculé par des techniques de filtrage inverse* [Kirkeby & Nelson, 1993] [Nelson, 1994] [Kirkeby *et al.*, 1996].

Les figures 5.38 et 5.39 illustrent comment l'effet de troncature (troncature verticale et horizontale) est corrigé par les sources de Rubiniowicz pour deux positions de sources primaires, s_1 et s_2 . Le réseau de sources de Rubiniowicz est représenté sur la figure 5.37. On note que l'espacement entre les sources de Rubiniowicz vaut $\frac{\Delta}{2}$ et non Δ , comme pour les sources secondaires. On a reproduit l'onde synthétisée avec des sources de Rubiniowicz idéales (*correction idéale*), c'est-à-dire dont le gain varie idéalement en fonction de la position d'écoute, et l'onde obtenue avec des sources de Rubiniowicz dont le gain est calculé pour une position d'écoute unique (*correction moyenne*), en l'occurrence le point $\vec{r} = [0., -1., 0.]$. Avec les sources de Rubiniowicz idéales, l'effet de troncature est parfaitement corrigé. En revanche, lorsque le gain appliqué est défini pour une position d'écoute moyenne, la correction n'est plus aussi performante. L'effet de troncature est bien compensé au niveau du point $\vec{r} = [0., -1., 0.]$ et des positions adjacentes, mais la correction devient de moins en moins efficace au fur et à mesure qu'on s'en éloigne. Il faut cependant reconnaître que la correction de l'effet de troncature reste performante sur une zone qui s'étend à plusieurs dizaines de centimètres de part et d'autre du point de référence $\vec{r} = [0., -1., 0.]$. Bien que la dépendance en fonction de la position d'écoute ne soit pas prise en compte, la correction apportée par les sources de Rubiniowicz reste donc efficace.

Les résultats précédents sont complétés par une évaluation de l'erreur de troncature \bar{E}_{tronc} résiduelle après correction et moyennée sur la zone d'écoute définie sur la figure 5.26. Les valeurs obtenues sont reproduites sur la figure 5.40 pour les deux positions de sources primaires, s_1 et s_2 . Avec les sources de Rubiniowicz idéales, le niveau de l'erreur de troncature est ramené de 0 dB à -50 dB dans les basses fréquences, jusqu'à environ 500 Hz. Pour les fréquences supérieures, l'erreur de troncature augmente rapidement, d'une part en raison de l'effet de repliement spectral qui vient se superposer à l'effet de troncature dès qu'on se rapproche de la fréquence d'aliasing ($f_{al} = 1.7$ kHz). D'autre part, on va voir que les performances des sources de Rubiniowicz sont sensibles à leur espacement, même si ce dernier vérifie le critère de Shannon. Le travail d'annulation de l'onde diffractée par les sources de Rubiniowicz est, en effet, fortement amélioré si on suréchantillonne le réseau de sources de Rubiniowicz avec un pas de $\frac{\Delta}{2}$ au lieu Δ qui serait la valeur imposée par la condition de Shannon. La correction des sources de Rubiniowicz commence donc à se détériorer bien en dessous de la fréquence d'aliasing f_{al} . Avec la correction moyenne, l'erreur de troncature est ramenée de 0 dB à -20 dB seulement. Même si elle n'est pas à la hauteur des sources idéales, une telle réduction reste malgré

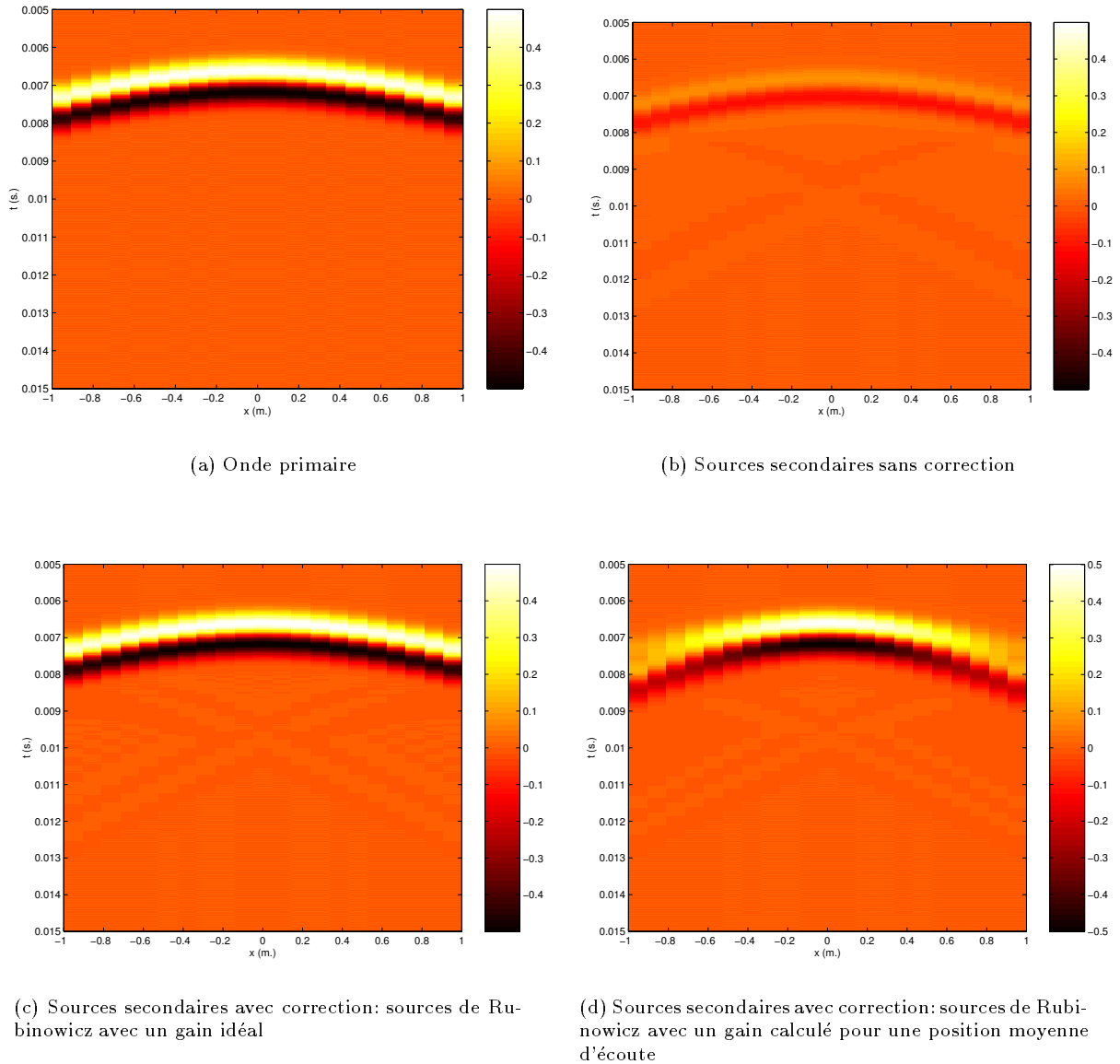


FIG. 5.38 - Correction de la troncature par les sources de Rubinowicz (source primaire en s_1): Correction idéale et correction approchée définie pour une position moyenne d'écoute (récepteurs en $y = -1\text{m.}$, source primaire en s_1 , $f = 500\text{ Hz}$, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1\text{ m.}$, cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)

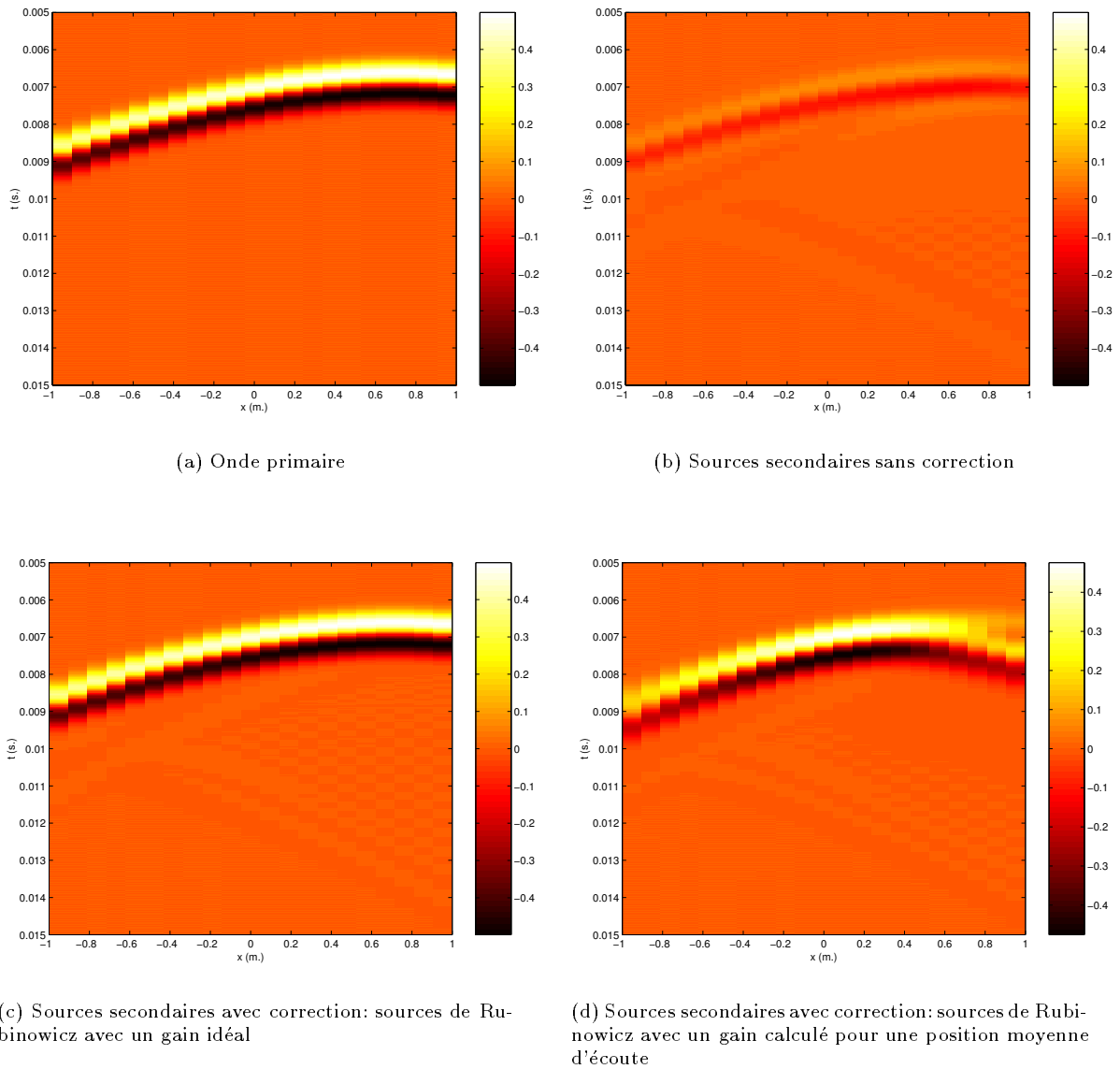


FIG. 5.39 - Correction de la troncature par les sources de Rubinowicz (source primaire en s_2): Correction idéale et correction approchée définie pour une position moyenne d'écoute (récepteurs en $y = -1\text{m.}$, source primaire en s_2 , $f = 500\text{ Hz}$, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1\text{ m.}$, cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)

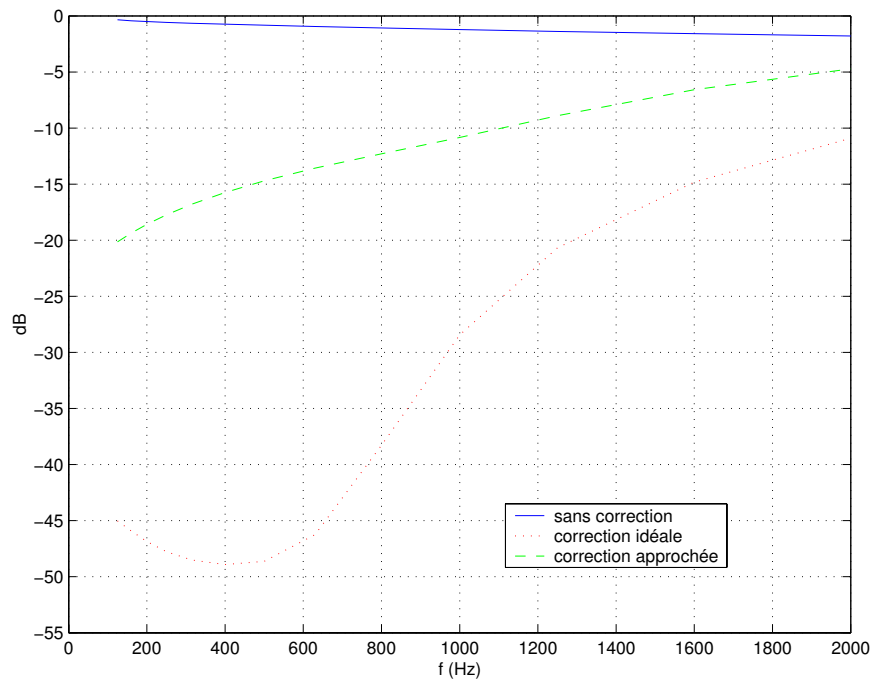
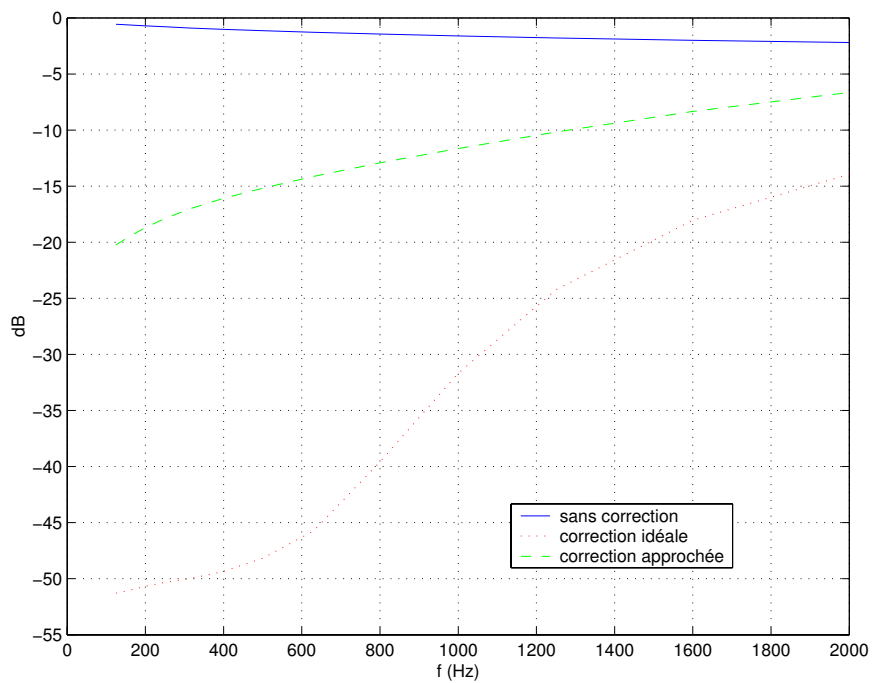
(a) Source primaire en s_1 (b) Source primaire en s_2

FIG. 5.40 - Correction de la troncature par les sources de Rubinowicz: Erreur de troncature moyenne \bar{E}_{tronc} avant correction et après correction ($f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29 & 5.26, cf. Annexes E & F)

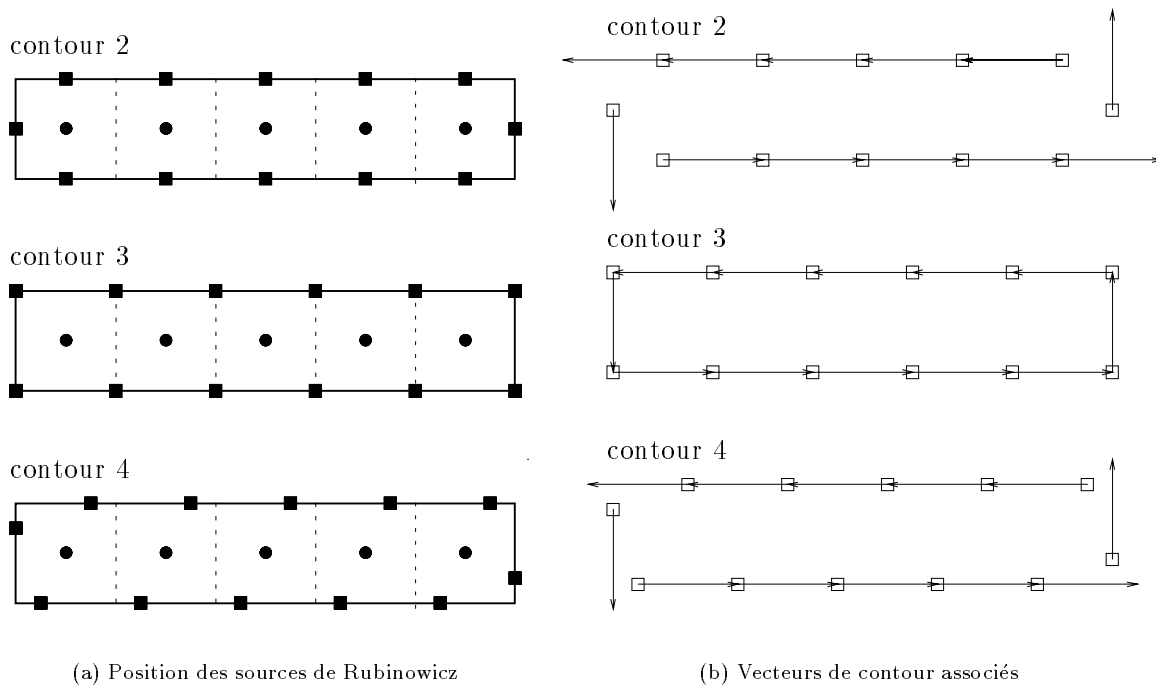


FIG. 5.41 - Différentes façons d'échantillonner le contour du réseau de sources secondaires pour positionner les sources de Rubinowicz

tout considérable. L'énergie de l'onde diffractée est divisée par un facteur 100, ce qui la rend perceptivement inaudible par rapport à l'onde primaire. De plus, on note que la valeur de l'erreur résiduelle de troncature est beaucoup plus stable en fonction de la fréquence qu'avec les sources idéales. L'écart-type associé à l'erreur moyenne E_{tronc} est en revanche plus important avec la correction moyenne qu'avec la correction idéale, comment on pouvait s'y attendre.

Positionnement des sources de Rubinowicz

Le contour du réseau de sources secondaires le long duquel doivent se répartir les sources de Rubinowicz est défini sans ambiguïté (cf. Fig. 5.28), mais il existe une infinité de façons de l'échantillonner pour obtenir une distribution discrète de sources de Rubinowicz, comme l'illustre la figure 5.41. La question de l'espacement entre les sources de Rubinowicz se pose également. Il convient donc d'étudier l'influence du positionnement des sources de Rubinowicz sur l'annulation de l'onde diffractée.

La figure 5.42 compare la correction de l'erreur de troncature pour trois configurations de sources de Rubinowicz définies par les contours 1, 2 et 3 (cf. Figures 5.37 & 5.41). On note que, dans le cas du contour 1, la distribution de sources de Rubinowicz est suréchantillonnée d'un facteur 2, c'est-à-dire que les sources de Rubinowicz sont espacées de $\frac{\Delta}{2}$, où Δ désigne la valeur initiale de l'espacement entre sources appliqué aux contours 2 et 3. Les résultats obtenus avec les contours 2 et 3 indiquent que les performances des sources de Rubinowicz sont peu sensibles à la répartition des sources correctrices le long du contour. En revanche, le suréchantillonnage du réseau améliore considérablement l'efficacité des sources de Rubinowicz: avec le contour 1, l'erreur résiduelle de troncature atteint en effet un niveau de -50 dB, alors qu'elle reste plafonnée à -25 dB avec les contours 2 et 3. Cependant, l'amélioration ne joue que sur les basses fréquences: lorsque la fréquence augmente, la courbe du contour 1 converge vers les courbes des contours 2 et 3. On peut considérer en première approximation que l'effet du suréchantillonnage à $\frac{\Delta}{2}$ ne se manifeste que jusqu'à la fréquence $\frac{f_{at}}{2} = 850$ Hz.

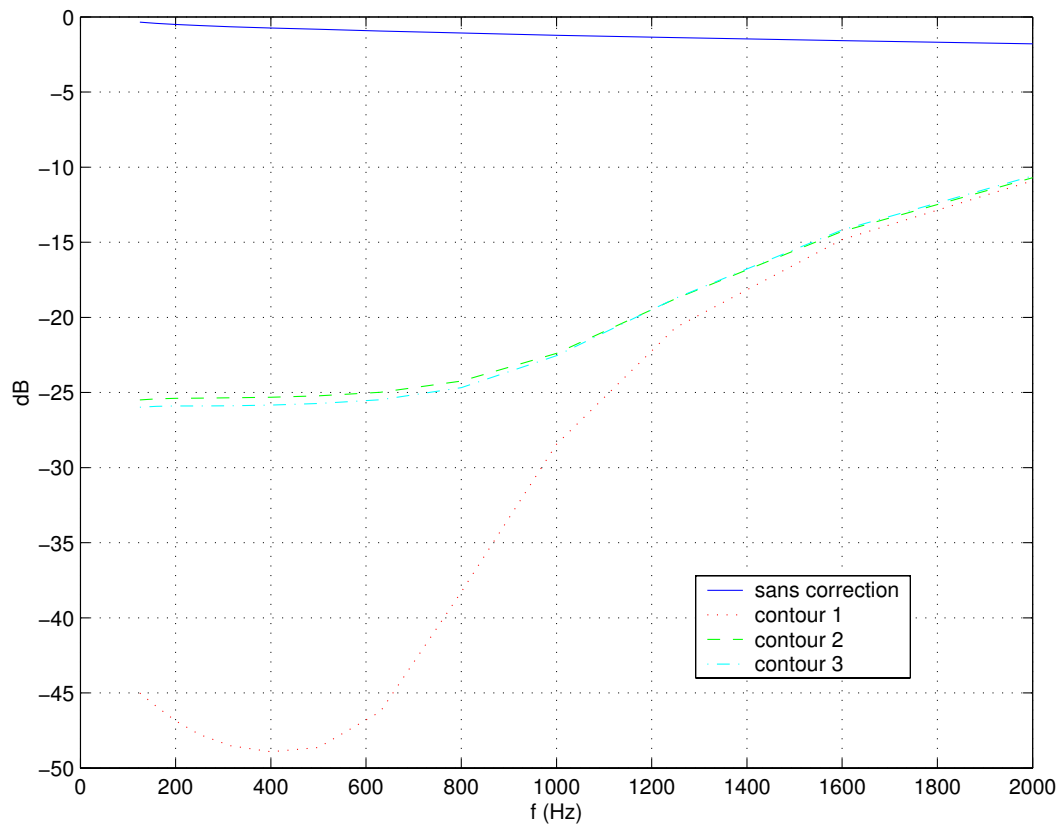


FIG. 5.42 - Correction de la troncature par les sources de Rubinowicz: Erreur de troncature moyenne \bar{E}_{tronc} avant correction et après correction pour différentes distributions de sources de Rubinowicz (source primaire en s_1 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29 & 5.26, cf. Annexes E & F)

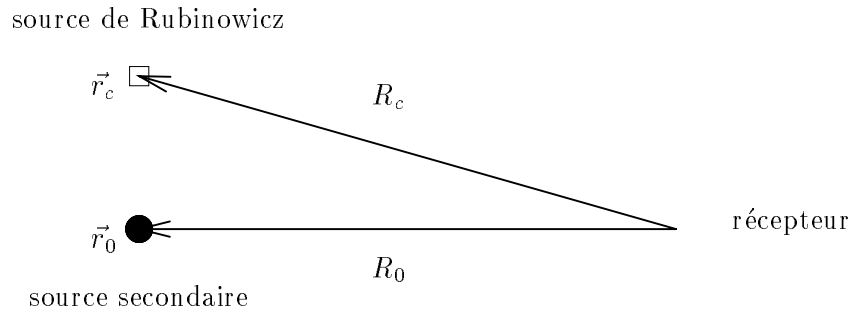


FIG. 5.43 - Concept de source de Rubinowicz virtuelle: La source de Rubinowicz située en \vec{r}_c est synthétisée par la source secondaire placée au point \vec{r}_0

Concept de source de Rubinowicz virtuelle [Pernaux, 1999]

Les sources de Rubinowicz constituent une approche performante pour annuler l'onde diffractée générée par la troncature, cependant cette méthode nécessite un nombre important des sources complémentaires. Afin de pallier cet inconvénient, on se propose de *synthétiser des sources de Rubinowicz virtuelles* à partir des sources secondaires du réseau existant.

Supposons, par exemple, qu'on veuille synthétiser une source de Rubinowicz censée être située en \vec{r}_c avec une source secondaire placée au point \vec{r}_0 . Il suffit d'ajouter dans le signal alimentant la source secondaire, le signal associé à la source de Rubinowicz, en essayant de corriger au préalable les différences de positionnement des deux sources. Il est évident que, pour obtenir le meilleur résultat, la position de la source secondaire doit être la plus proche possible de la position théorique de la source de Rubinowicz. La source de Rubinowicz et la source secondaire étant toutes les deux des monopôles, aucun problème de directivité n'intervient et, dans la substitution d'une source secondaire à une source de Rubinowicz, seule la *différence de distance de propagation* (cf. Fig. 5.43), qui se traduit par:

- une différence de temps de propagation:

$$\Delta_\tau = \tau_c - \tau_0 = \frac{R_c - R_0}{c} \quad \text{avec} \quad R_c = |\vec{r}_c - \vec{r}| \quad \text{et} \quad R_0 = |\vec{r}_0 - \vec{r}|$$

- et une différence d'atténuation due à la divergence sphérique:

$$\Delta_A = \frac{A_c}{A_0} = \frac{R_0}{R_c}$$

doit être prise en compte. En entrée de la source secondaire, le signal associé à la source de Rubinowicz subit donc un retard Δ_τ et un gain Δ_A .

Cependant, ces valeurs dépendent de la position \vec{r} du récepteur: or, une seule valeur définie pour une position unique de récepteur peut être appliquée au niveau d'une source secondaire. Ainsi, comme précédemment pour le terme de directivité des sources de Rubinowicz ou encore l'approximation de la Phase Stationnaire, la compensation ne peut être effectuée exactement qu'en un seul point d'écoute. On retient deux solutions:

- appliquer le retard et le gain associé à une position d'écoute moyenne située au centre de la zone d'écoute,
- introduire des techniques de filtrage inverse, les traitements associés au terme de directivité de la source de Rubinowicz et au concept de source virtuelle pouvant être mis en œuvre par le même filtre.

Méthodes alternatives aux sources de Rubinowicz

L'annulation de l'onde diffractée par des sources de Rubinowicz constitue une approche originale de réduction de l'effet de troncature. Il existe d'autres méthodes dont certaines ont été mises en œuvre dans le cadre des travaux menés à l'U.T.D.

Dans ce qui suit, on va s'intéresser à trois approches alternatives à l'approche de Rubinowicz:

- une méthode également basée sur l'annulation de l'onde diffractée, mais qui considère, au lieu des sources de Rubinowicz, des sources de Fresnel, ces dernières étant obtenues à partir d'un calcul approché de l'intégrale de diffraction,
- l'approximation de la Phase Stationnaire qui peut être vue comme une méthode de réduction de l'effet de *troncature verticale*,
- une méthode de pondération spatiale des sources situées au voisinage des extrémités du réseau de sources secondaires afin de réduire les effets de bord induit par sa troncature, cette méthode ne pouvant être appliquée à l'effet de *troncature horizontale*, dans le cas d'un réseau 1D horizontal.

Ces approches seront comparées à la méthode d'annulation de l'onde diffractée par les sources de Rubinowicz, en évaluant à la fois leurs performances en terme de réduction de l'erreur de troncature et leur facilité d'implémentation.

5.3.2 Annulation de l'onde diffractée par des sources de Fresnel

Calcul du signal d'erreur de troncature à partir d'un problème de Rayleigh

Dans cette approche, qui s'inspire des travaux de l'U.T.D. [Start, 1997], l'intégrale de diffraction, qui exprime l'onde diffractée induite par troncature, est calculée en utilisant l'approximation de Fresnel [Bruneau, 1983]. Dans ce but, la géométrie du problème est modifiée par rapport au problème de Rubinowicz: on reprend en effet le problème de Rayleigh, c'est-à-dire que l'espace de restitution représente un espace semi-infini limité par un plan vertical infini (cf. Annexe C).

Selon l'intégrale de Rayleigh I (cf. Section 3.2.5), l'onde primaire peut être reconstruite *exactement* à condition de disposer des sources monopolaires sur un plan vertical *infini*:

$$p_{pri}(\vec{r}, \omega) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \vec{\nabla}_0 p(\vec{r}_0, \omega) \cdot \vec{n} \frac{e^{-jkR}}{2\pi R} dx_0 dz_0 \quad \forall \vec{r} \in \Omega_2 \quad (5.31)$$

L'onde p_{sec} , qui est restitué par une distribution tronquée de sources secondaires (cf. Fig. 5.44), s'écrit:

$$p_{sec}(\vec{r}, \omega) = \int_{x_{min}}^{x_{max}} \int_{z_{min}}^{z_{max}} \vec{\nabla}_0 p(\vec{r}_0, \omega) \cdot \vec{n} \frac{e^{-jkR}}{2\pi R} dx_0 dz_0 \quad \forall \vec{r} \in \Omega_2 \quad (5.32)$$

Par suite, le signal d'erreur de troncature p_{tronc} s'obtient comme la différence entre l'onde secondaire restituée et l'onde primaire originale:

$$\begin{aligned} p_{tronc} &= p_{sec} - p_{pri} \\ &= \iint_P \vec{\nabla}_0 p(\vec{r}_0, \omega) \cdot \vec{n} \frac{e^{-jkR}}{2\pi R} dx_0 dz_0 \end{aligned} \quad (5.33)$$

où la surface P représente la surface complémentaire du réseau de sources secondaires dans le plan infini $y_0 = 0$ (cf. Fig. 5.44). Or, il faut bien avoir présent à l'esprit que cette erreur de troncature est la même que celle obtenue dans le problème de Rubinowicz (cf. Equ. 5.24 & 5.25). *Elle est seulement formulée différemment à partir d'une autre géométrie du problème.*

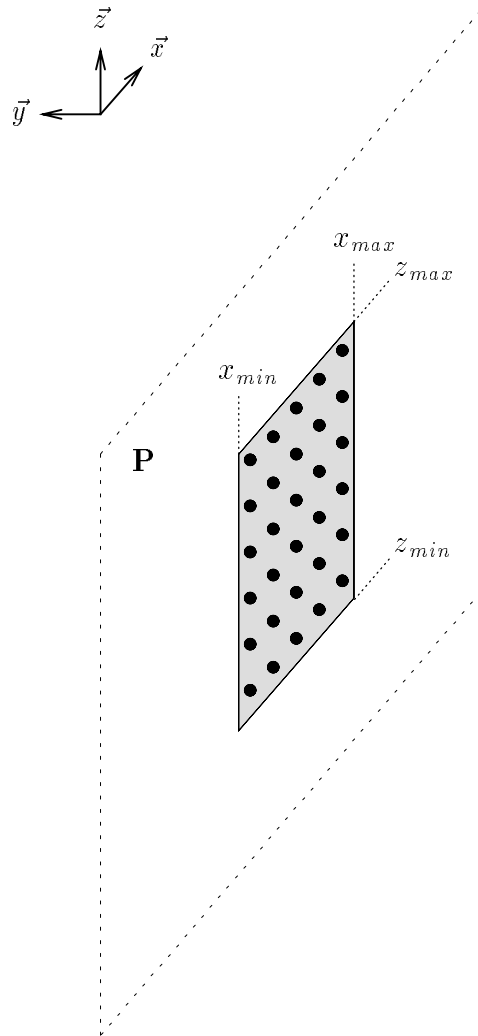


FIG. 5.44 - Problème de Rayleigh: Restitution par un réseau tronqué de sources secondaires

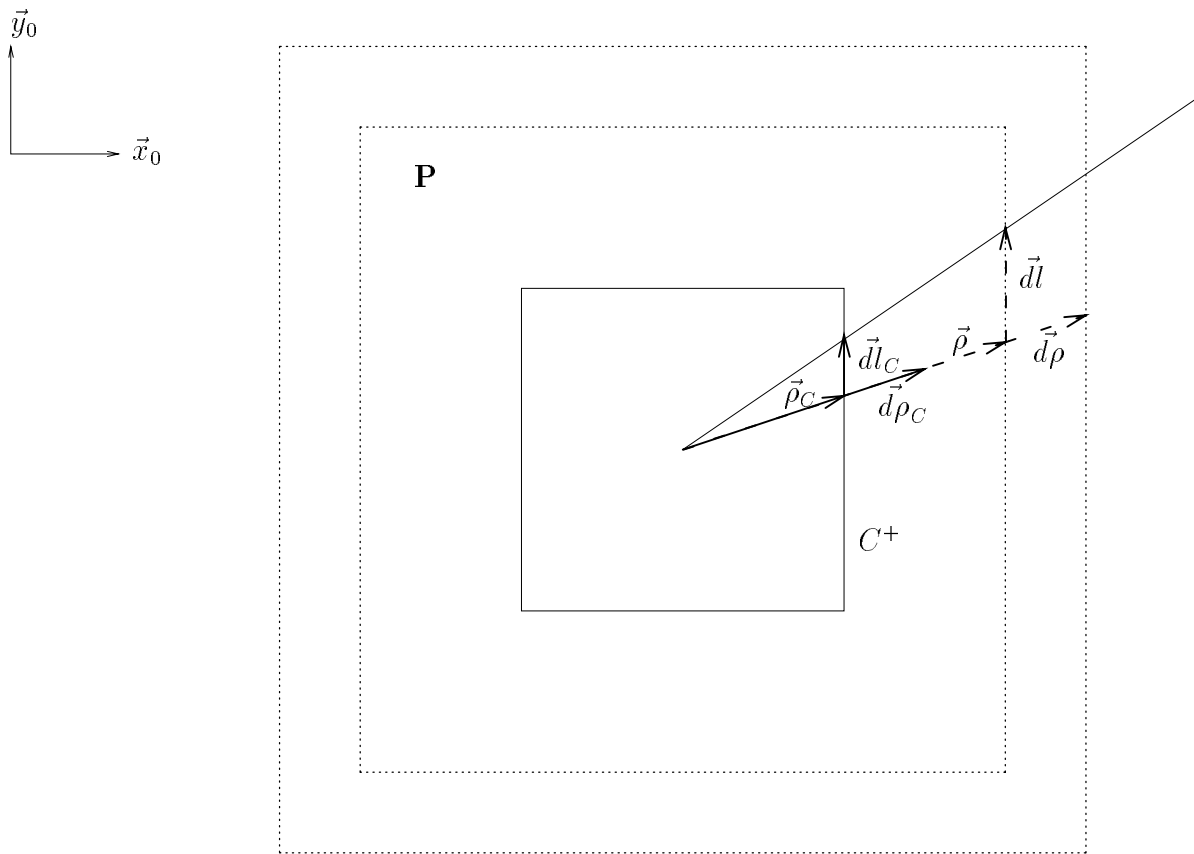


FIG. 5.45 - Intégration sur la surface P en utilisant l'approximation de Fresnel: Définition d'un repère adapté (on remarque que $\rho = \sqrt{x_0^2 + z_0^2}$)

Approximation de Fresnel

Dans tout ce qui suit, on suppose que la source primaire est un monopôle, c'est-à-dire que:

$$p_{pri}(\vec{r}_0, \omega) = A_0(\omega) \frac{e^{-jkR_0}}{4\pi R_0}$$

$$\vec{\nabla}_0 p_{pri}(\vec{r}_0, \omega) \cdot \vec{n} = A_0(\omega) \frac{\vec{R}_0 \cdot \vec{n}}{R_0} (1 + jkR_0) \frac{e^{-jkR_0}}{4\pi R_0^2}$$

La surface P est munie d'un nouveau repère (cf. Fig. 5.45), afin d'exprimer l'intégrale double (Equ. 5.33) sous la forme suivante:

$$p_{tronc}(\vec{r}, \omega) = \oint_{C^+} dl_C \int_{\rho_C}^{+\infty} d\rho A_0(\omega) \frac{\vec{R}_0 \cdot \vec{n}}{R_0} (1 + jkR_0) \frac{1}{4\pi R_0^2} \frac{1}{2\pi R} e^{-jk(R+R_0)} \quad (5.34)$$

L'intégrale portant sur la variable ρ est de la forme:

$$I = \int_{\rho_C}^{+\infty} f(\rho) e^{j\phi(\rho)} d\rho \quad (5.35)$$

où la fonction $f(\rho)$ et le terme de phase $\phi(\rho)$ sont respectivement définis par:

$$f(\rho) = \frac{\vec{R}_0 \cdot \vec{n}}{R_0} (1 + jkR_0) \frac{1}{4\pi R_0^2} \frac{1}{2\pi R} \quad (5.36)$$

$$\phi(\rho) = -k(R + R_0) \quad (5.37)$$

Or, sur cette intégrale, on peut appliquer l'*approximation de Fresnel* (cf. Annexe H). Cette dernière est basée sur un développement limité à l'ordre 2 du terme de phase au voisinage de la borne finie ρ_C :

$$\phi(\rho) = \phi(\rho_C) + (\rho - \rho_C)\phi'(\rho_C) + \frac{1}{2} (\rho - \rho_C)^2 \phi''(\rho_C) + \dots \quad (5.38)$$

qui peut encore s'écrire:

$$\phi(\rho) = \phi(\rho_C) + \mu_C (\gamma^2 - \gamma_C^2)$$

avec:

$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma = \sqrt{\frac{|\phi''(\rho_C)|}{2}} \left[\rho - \rho_C + \frac{\phi'(\rho_C)}{\phi''(\rho_C)} \right] \\ \gamma_C = \gamma|_{\rho=\rho_C} \\ = \mu_C \frac{\phi'(\rho_C)}{\sqrt{2|\phi''(\rho_C)|}} \\ \mu_C = \text{signe}[\phi''(\rho_C)] \end{array} \right.$$

En introduisant ce développement limité dans l'intégrale I , il vient:

$$I \simeq f(\rho_C) e^{j\phi(\rho_C)} e^{-j\mu_C \gamma_C^2} \int_{\rho_C}^{+\infty} e^{j\mu_C \gamma^2} d\rho \quad (5.39)$$

L'intégrale restante peut être exprimée en fonction des intégrales de Fresnel (cf. Annexe H):

$$I \simeq f(\rho_C) e^{j\phi(\rho_C)} e^{-j\mu_C \gamma_C^2} \frac{1}{\sqrt{\pi|\phi''(\rho_C)|}} \left[\frac{1}{2} (1 + j\mu_C) - C \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \gamma_C \right) - j\mu_C S \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \gamma_C \right) \right] \quad (5.40)$$

Par analogie avec l'approximation de la Phase Stationnaire (cf. Annexe D) où la valeur d'une intégrale est approchée par la valeur de son intégrand au point de phase stationnaire, l'approximation de Fresnel consiste à approcher une intégrale définie sur un intervalle semi-infini $[\rho_C, +\infty]$, par la valeur de son intégrand évalué à sa borne finie $\rho = \rho_C$, moyennant un facteur correctif.

Sources de Fresnel

Ainsi, comme dans l'approche de Rubinowicz, l'*intégrale double* exprimant le signal d'erreur de troncature (Equ. 5.34) se réduit, grâce à l'approximation de Fresnel, à une *intégrale simple appliquée sur le contour du réseau de sources secondaires*:

$$p_{tronc}(\vec{r}, \omega) = \oint_C A_0(\omega) \frac{\vec{R}_0 \cdot \vec{n}}{R_0} (1 + jkR_0) \frac{e^{-jkR_0}}{4\pi R_0^2} \eta_{Fresnel}(\vec{R}_0, \vec{R}) \frac{e^{-jkR}}{2\pi R} dl \quad (5.41)$$

où le terme $\eta_{Fresnel}(\vec{R}_0, \vec{R})$ est un facteur correctif qui découle de la simplification de l'intégrale double en une intégrale simple:

$$\eta_{Fresnel}(\vec{\rho}, \vec{R}) = \frac{e^{-j\mu_c \gamma^2}}{\sqrt{\pi|\phi''(\rho)|}} \left[\frac{1}{2} (1 + \mu_c j) - C \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} |\gamma| \right) - j\mu_c S \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} |\gamma| \right) \right] \quad (5.42)$$

Dans cette dernière expression, l'indice C a été omis, puisque le point \vec{r}_0 appartient explicitement au contour C. Les dérivées première ϕ' et seconde ϕ'' du terme de phase sont données par:

$$\phi'(\rho) = -\frac{k}{\rho} \left[x_0 \left(\frac{x_0 - x_s}{R_0} + \frac{x_0 - x}{R} \right) + z_0 \left(\frac{z_0 - z_s}{R_0} + \frac{z_0 - z}{R} \right) \right] \quad (5.43)$$

$$\begin{aligned} \phi''(\rho) = -\frac{k}{\rho^2} & \left\{ x_0^2 \left[\frac{(y_0 - y_s)^2 + (z_0 - z_s)^2}{R_0^3} + \frac{(y_0 - y)^2 + (z_0 - z)^2}{R^3} \right] \right. \\ & + z_0^2 \left[\frac{(x_0 - x_s)^2 + (y_0 - y_s)^2}{R_0^3} + \frac{(x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2}{R^3} \right] \\ & \left. + 2x_0 z_0 \left[\frac{(x_0 - x_s)(z_0 - z_s)}{R_0^3} + \frac{(x_0 - x)(z_0 - z)}{R^3} \right] \right\} \quad (5.44) \end{aligned}$$

L'intégrale définie par l'équation 5.41 rappelle en tout point la forme de l'intégrale de Rubinowicz (cf. Equ. 5.26). En effet, l'onde diffractée résultant de la troncature s'identifie à une onde émise par une distribution de sources, dites *sources de Fresnel*, qui sont réparties sur le contour du réseau de sources secondaires. Ces sources de Fresnel sont des monopôles décrits par le terme:

$$\frac{e^{-jkR}}{2\pi R}$$

qui sont alimentés par des microphones à gradient de pression destinés à capter le gradient de la pression:

$$A_0(\omega) \vec{\nabla}_0 p(\vec{r}_0, \omega) \cdot \vec{n} = \frac{\vec{R}_0 \cdot \vec{n}}{R_0} (1 + jkR_0) \frac{e^{-jkR_0}}{4\pi R_0^2}$$

En outre, l'amplitude des sources est pondérée par le terme correctif $\eta_{Fresnel}$ dont l'expression analytique est assez complexe en comparaison de celui obtenu avec l'intégrale de Rubinowicz. On note que, comme $\eta_{Rubinowicz}$, ce terme correctif présente l'inconvénient de dépendre de la position du récepteur.

La conséquence directe de ce résultat est une seconde méthode de correction de l'effet de troncature, qui reste basée sur l'idée d'annuler l'onde diffractée par des sources additionnelles disposées sur le contour du réseau de sources secondaires, mais il s'agit cette fois de sources de Fresnel au lieu de sources de Rubinowicz. Dans l'approche de Fresnel, les sources de contour se substituent véritablement aux sources secondaires absentes. Il faut cependant remarquer que, du fait du développement limité, l'approximation de Fresnel privilégie les sources secondaires situées sur le contour C et à son voisinage immédiat, ce qui semble néanmoins valide, étant donné que, de toutes les sources éliminées par la troncature, celles placées sur le bord du réseau apportent certainement la contribution la plus importante.

On note enfin qu'à la différence de Rubinowicz, la modélisation de l'erreur de troncature par l'approche de Fresnel (Equ. 5.41) n'est pas valable uniquement dans la zone éclairée, mais aussi dans la zone d'ombre. D'ailleurs, l'approche de Fresnel ne distingue pas la zone éclairée de la zone d'ombre dans l'espace de restitution. Par la même, le problème de divergence du terme correctif qui a été rencontré pour les sources de Rubinowicz au niveau de la surface du cône est évité. Avec les sources de Fresnel, on est donc capable

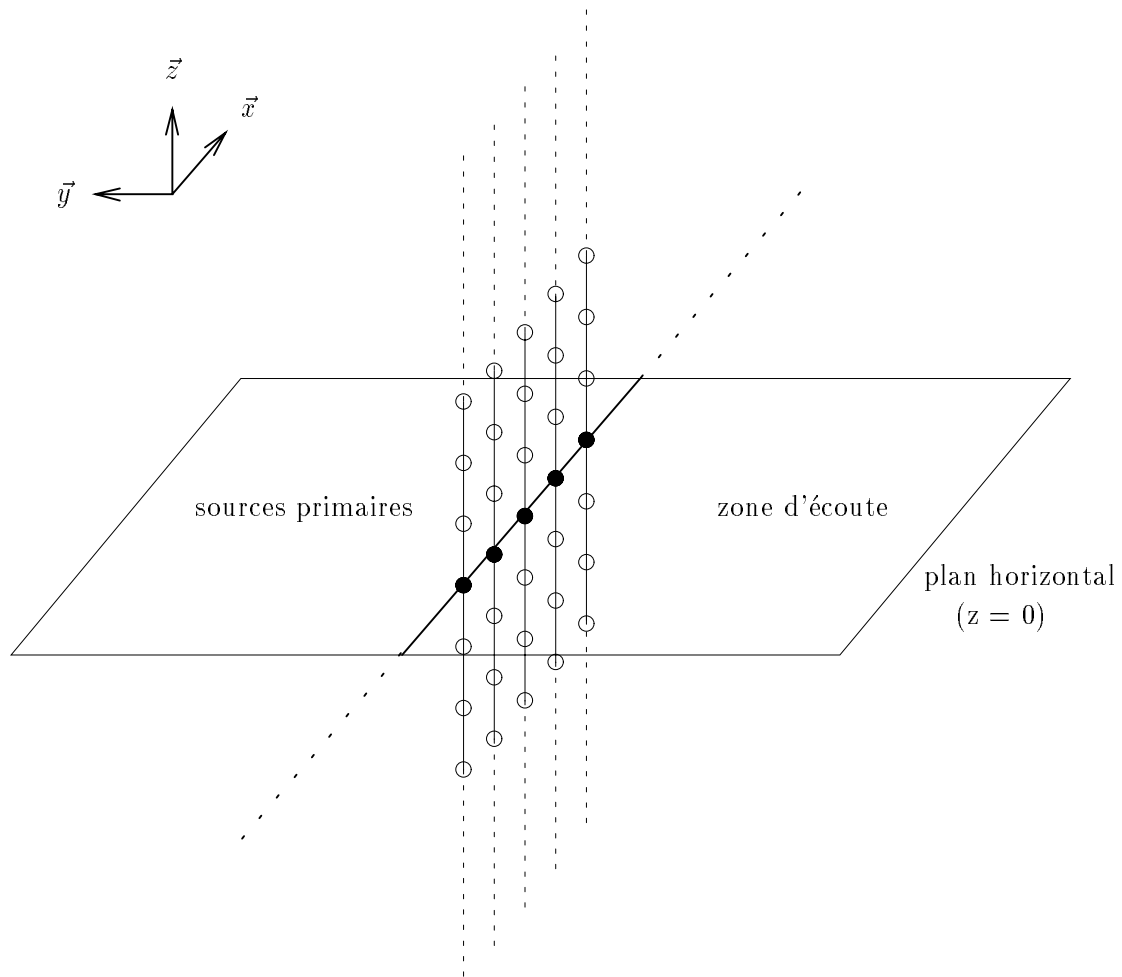


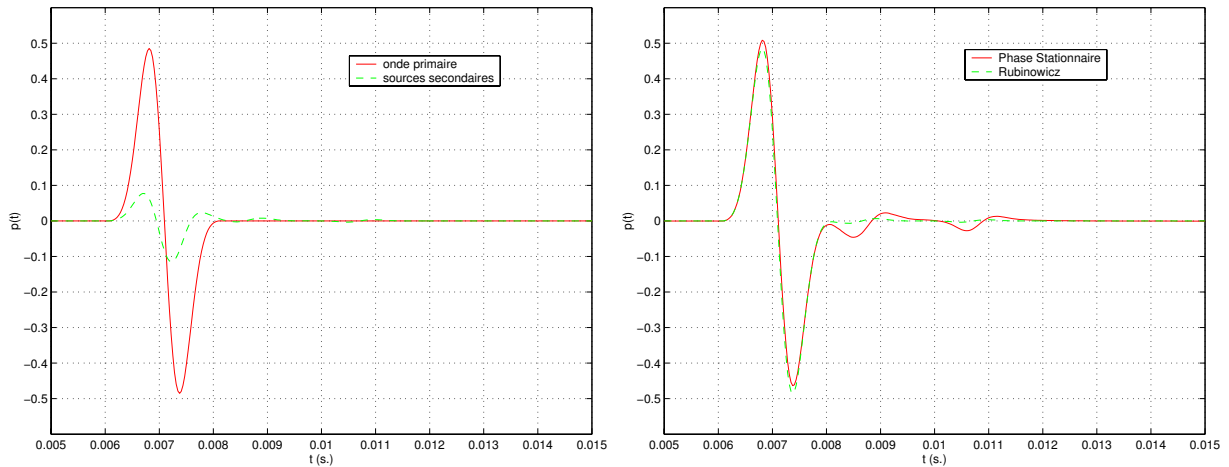
FIG. 5.46 - Approximation de la Phase Stationnaire appliquée à l'intégrale de Rayleigh: Le plan vertical infini se réduit à une droite horizontale infinie.

d'annuler l'onde diffractée dans tout le demi-espace en regard du réseau de sources secondaires. Dans la zone d'ombre, les sources de Fresnel ne sont pas seulement chargées d'annuler l'onde diffractée, mais elles vont aussi travailler à reconstruire l'onde primaire, puisqu'elles se substituent aux sources secondaires absentes et en particulier à la source secondaire située au point de phase stationnaire. La reconstruction de l'onde primaire ne sera toutefois correcte que dans la limite où le point de phase stationnaire reste proche du bord du réseau de sources secondaires.

5.3.3 Approximation de la Phase Stationnaire (troncature verticale)

Lien entre l'approximation de la Phase Stationnaire et la troncature du réseau de sources secondaires

Dans l'approximation de la Phase Stationnaire, la distribution de sources secondaires est ramenée d'un réseau 2D (une surface) à un réseau 1D (une courbe), sous l'hypothèse que l'espace au sein duquel évoluent les sources primaires et les auditeurs se limite à un plan horizontal, au lieu d'un volume 3D (cf. Chapitre 3). Ainsi, dans l'intégrale de Rayleigh, les sources secondaires sont réparties le long d'un *plan vertical infini* qui devient une *droite horizontale infinie* après l'approximation de la Phase Stationnaire (cf. Fig. 5.46). Cette simplification dérive de l'idée que les sources secondaires appartenant à cette droite, qui définit l'intersection



(a) Onde primaire et onde synthétisée par les sources secondaires sans correction de la troncature

(b) Onde synthétisée par les sources secondaires avec correction de la troncature (approximation de la Phase Stationnaire ou sources de Rubinowicz)

FIG. 5.47 - Correction de la troncature verticale par l'approximation de la Phase Stationnaire: Onde reconstruite au point $\vec{r} = [0.5, -1., 0.]$ (source primaire en s_1 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)

entre le réseau de sources secondaires et le plan d'écoute, apportent une contribution prépondérante dans le travail de reconstruction. C'est d'ailleurs aussi cette idée qui a guidé notre démarche dans la troncature du réseau de sources secondaires.

Au delà de la possibilité de réduire le réseau de sources, le théorème de la Phase Stationnaire n'est rien d'autre qu'une méthode alternative pour compenser l'effet de troncature verticale en corrigeant l'amplitude des sources secondaires. Une fois reliée au problème de troncature, l'approximation de la Phase Stationnaire prend un nouvel éclairage: elle s'interprète comme une méthode de correction de la troncature du réseau de sources secondaires qui, dans notre configuration d'un réseau rectiligne horizontal, ne s'applique qu'à la troncature verticale.

Lien entre l'approximation de la Phase Stationnaire et les sources de Rubinowicz

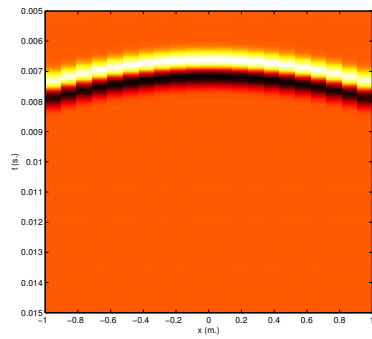
On rappelle (cf. Section 5.2) que la troncature verticale est associée à une onde diffractée de forte amplitude qui vient se superposer quasi-simultanément et en opposition de phase à l'onde primaire, de telle sorte que le principal effet observé sur l'onde reconstruite par les sources secondaires est une importante atténuation de l'onde (cf. Fig. 5.47a). La correction de la Phase Stationnaire consiste à appliquer à chaque source secondaire le gain suivant:

$$\eta_{PS}(\vec{R}_0, \vec{R}) = \sqrt{\frac{2\pi}{jk}} \sqrt{\frac{R_0 R_1}{R_0 + R_1}} \quad (5.45)$$

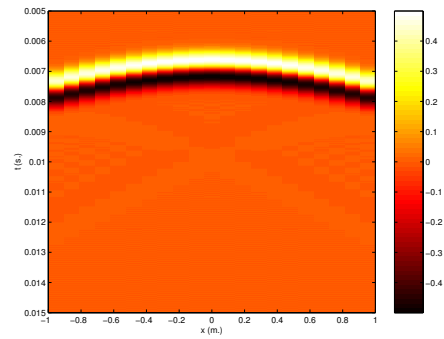
Du point de vue de sa mise en œuvre, la correction de la Phase Stationnaire est donc très séduisante par rapport à l'approche des sources de Rubinowicz, puisqu'elle se réduit à une correction de gain des sources secondaires et ne nécessite aucune source supplémentaire.

La figure 5.47b visualise l'onde reconstruite après correction par l'approximation de la Phase Stationnaire. A titre de comparaison, on a également reproduit l'onde obtenue en corrigeant la troncature verticale par des sources de Rubinowicz destinées à annuler l'onde diffractée verticale⁷. Sur ces courbes, on se rend bien

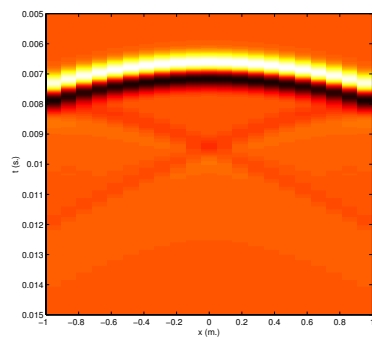
7. Dans toute cette section, les simulations pour les sources de Rubinowicz sont basées sur une correction idéale, c'est-à-dire que le facteur de directivité $\eta_{Rubinowicz}$ varie idéalement avec la position du récepteur.



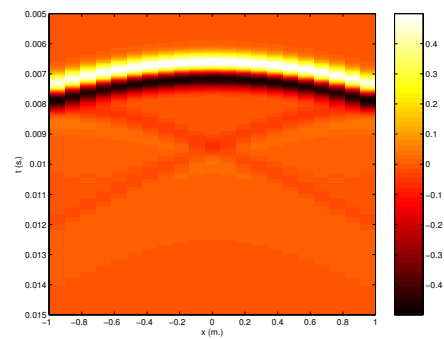
(a) Onde Primaire



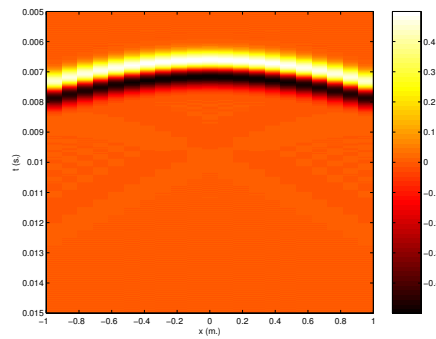
(b) Onde synthétisée par les sources secondaires sans correction de la troncature



(c) Onde synthétisée par les sources secondaires avec la correction de la Phase Stationnaire (correction idéale)

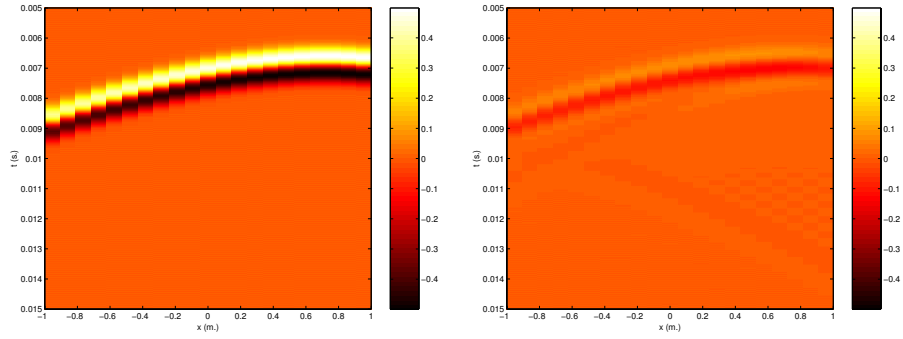


(d) Onde synthétisée par les sources secondaires avec la correction de la Phase Stationnaire (correction définie pour une position moyenne d'écoute)



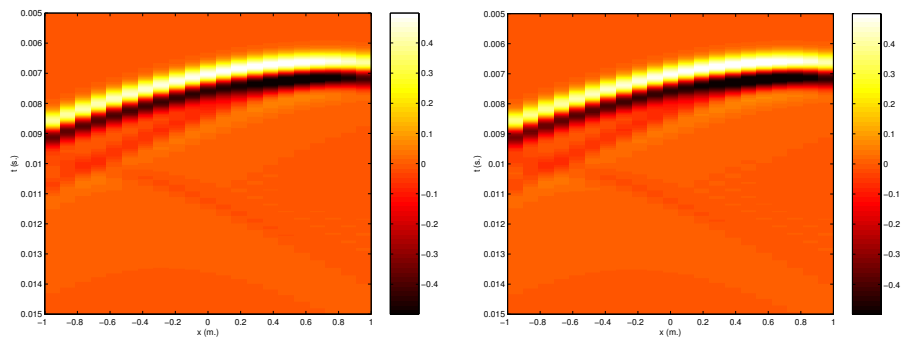
(e) Onde synthétisée par les sources secondaires associées à des sources de Rubinowicz pour annuler l'onde diffractée verticale

FIG. 5.48 - Correction de la troncature verticale par l'approximation de la Phase Stationnaire pour une source primaire centrée située en s_1 : Correction idéale et correction définie pour une position moyenne d'écoute, Comparaison avec l'annulation de l'onde diffractée verticale par des sources de Rubinowicz (récepteurs en $y = -1$ m., source primaire en s_1 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)



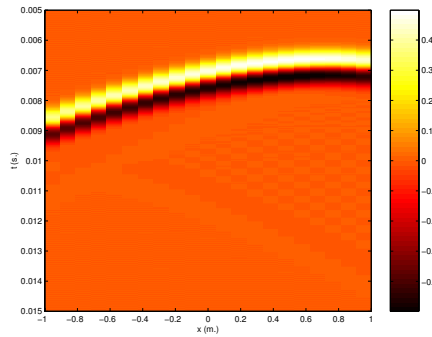
(a) Onde Primaire

(b) Onde synthétisée par les sources secondaires sans correction de la troncature



(c) Onde synthétisée par les sources secondaires avec la correction de la Phase Stationnaire (correction idéale)

(d) Onde synthétisée par les sources secondaires avec la correction de la Phase Stationnaire (correction définie pour une position moyenne d'écoute)



(e) Onde synthétisée par les sources secondaires associées à des sources de Rubinowicz pour annuler l'onde diffractée verticale

FIG. 5.49 - Correction de la troncature verticale par l'approximation de la Phase Stationnaire pour une source primaire excentrée située en s_2 : Correction idéale et correction définie pour une position moyenne d'écoute, Comparaison avec l'annulation de l'onde diffractée verticale par des sources de Rubinowicz (récepteurs en $y = -1\text{m.}$, source primaire en s_2 , $f = 500\text{ Hz}$, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1\text{ m.}$, cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)

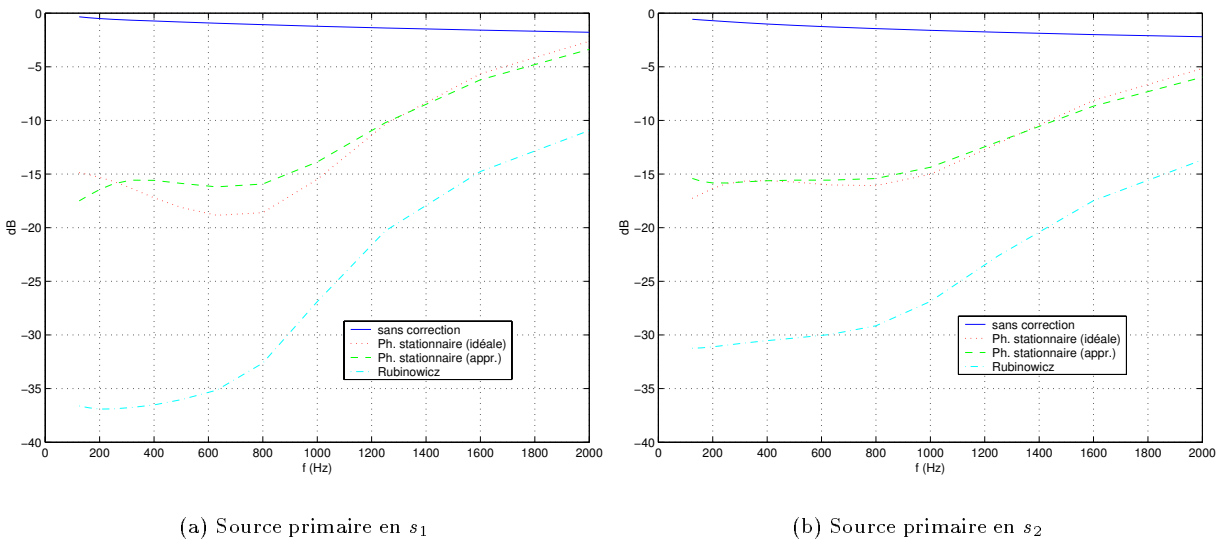


FIG. 5.50 - Erreur de troncature moyenne avant et après correction de la Phase Stationnaire: Correction idéale et correction approchée calculée pour une position moyenne d'écoute ($f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29 & 5.26, cf. Annexes E & F)

compte que les processus de correction mise en jeu par les deux méthodes sont différents. L'approximation de la Phase Stationnaire agit essentiellement comme un gain qui vient compenser l'atténuation de l'onde primaire. Ainsi l'onde synthétisée est globalement amplifiée, de telle sorte que l'onde diffractée associée à la troncature horizontale, dont on soupçonnait à peine l'existence avant correction, émerge brusquement, une fois appliquée la correction de la Phase Stationnaire. En revanche, le rôle des sources de Rubinowicz se borne à annuler l'onde diffractée verticale, sans affecter l'onde diffractée horizontale. La remontée de l'onde diffractée horizontale avec la correction de la Phase Stationnaire est encore mieux mise en évidence sur les figures 5.48c et 5.49c qui illustrent l'onde synthétisée par les sources secondaires le long de la ligne $y = -1$ m en fonction du temps.

Mise en œuvre d'une correction moyenne

Sur les figures 5.48 et 5.49, on a reproduit d'une part l'onde reconstruite avec la correction de la phase stationnaire appliquée idéalement, c'est-à-dire que le facteur de gain η_{PS} affecté à chaque source secondaire dépend de la position du récepteur considéré, et d'autre part l'onde obtenue lorsque le facteur de gain appliqué est calculé pour une position moyenne d'écoute, en l'occurrence le point $\vec{r} = [0., -1., 0.]$. On a vu en effet (cf. Chapitre 3) que l'implémentation du gain correctif de la Phase Stationnaire est impossible stricto sensu, puisque théoriquement il dépend de la position du récepteur, comme le terme directif des sources de Rubinowicz. Par suite, seul un facteur de gain unique correspondant à une position moyenne d'écoute peut être appliqué en pratique. Les figures 5.48c-d pour une source primaire centrée située en $s_1 = [0., 1., 0.]$ et 5.49c-d pour une source primaire excentrée située en $s_2 = [0.75, 1., 0.]$ comparent l'onde reconstruite avec la correction idéale et la correction moyenne. Les résultats sont sensiblement identiques.

Afin de compléter cette évaluation, l'erreur moyenne de troncature \bar{E}_{tronc} sur la zone d'écoute définie sur la figure 5.26 a aussi été calculée. Elle est représentée en fonction de la fréquence sur la figure 5.50. Les courbes obtenues confirment que l'approximation de la Phase Stationnaire est nettement moins performante que les sources de Rubinowicz. Avec la correction de la Phase Stationnaire, l'erreur de troncature est en effet ramenée à seulement -15 dB contre -30 dB pour les sources de Rubinowicz. Deux raisons l'expliquent: d'une part, l'onde diffractée verticale est moins bien atténuée et d'autre part, l'onde diffractée horizontale est amplifiée. Cet effet pervers de la correction de la Phase Stationnaire en réduit l'intérêt. Il revient à supprimer un problème en en créant un autre, puisque l'onde diffractée horizontale qui pouvait être négligée

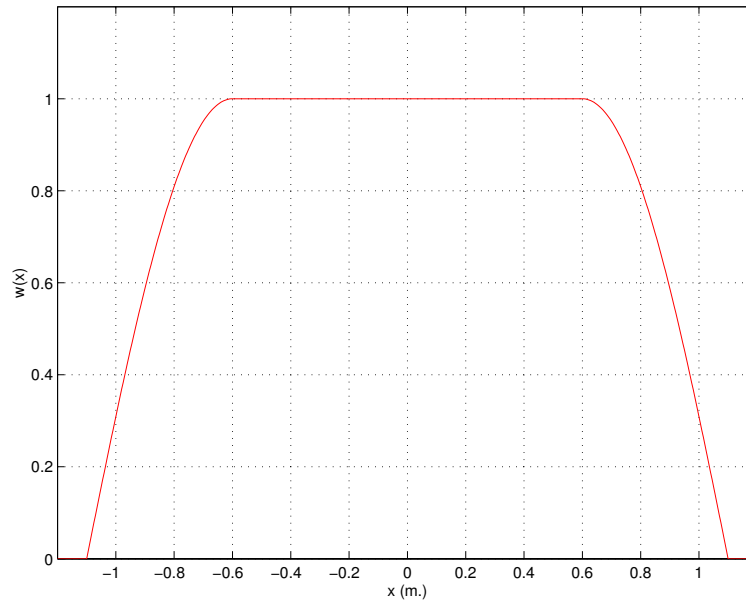


FIG. 5.51 - Fenêtre de pondération spatiale $w(x)$ appliquée à un réseau rectiligne de sources secondaires [Start, 1997]

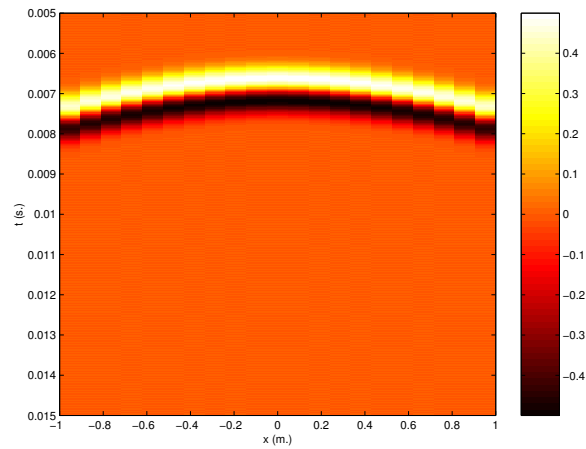
avant correction, doit à présent être prise en compte et si possible corrigée. En revanche, on note que, lorsque le facteur correctif est calculé pour une position moyenne de récepteur, les performances de la correction de la Phase Stationnaire restent sensiblement aussi bonnes que pour la correction idéale. En comparaison, on a observé pour les sources de Rubinowicz que l'erreur de troncature est notablement moins bien corrigée avec la correction moyenne qu'avec la correction idéale (cf. Fig. 5.40). On se rend compte ici que, sur la base des corrections moyennes, les performances des deux méthodes sont en fait sensiblement équivalentes, du moins sur le plan quantitatif. Sur le plan qualitatif, les signaux d'erreur s'avèrent en effet être très différents, puisqu'avec la correction de la Phase Stationnaire, se pose le problème de l'émergence de l'onde diffractée horizontale (cf. Fig. 5.48 & 5.49). A ce stade, pour départager les deux approches, il conviendrait de les comparer au moyen de tests d'écoute.

5.3.4 Fenêtre de pondération spatiale (troncature horizontale)

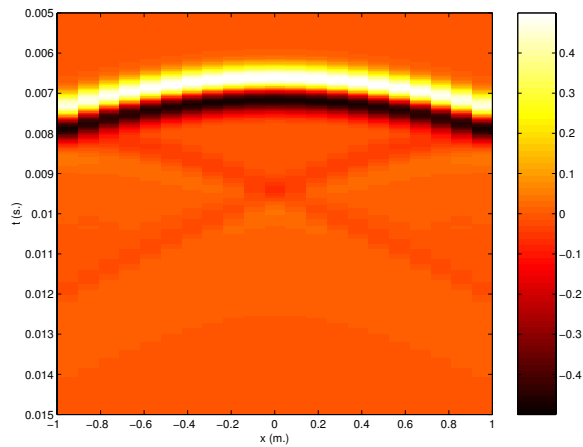
Une méthode classique pour minimiser les effets de la troncature spatiale consiste à pondérer les sources secondaires situées sur les bords du réseau, de manière à adoucir la transition (cf. page 222). Dans le cas d'un réseau 1D, comme l'antenne rectiligne que nous considérons ici, cette approche ne peut être appliquée qu'à la troncature horizontale, puisque dans sa dimension verticale, le réseau se réduit à une seule source. Or, on a vu que, dans la plupart des cas, l'onde diffractée horizontale peut être négligée. Cependant, lorsqu'on applique la correction de la Phase Stationnaire, l'onde diffractée horizontale se voit amplifiée jusqu'à ne plus devenir négligeable. On peut alors avoir recours aux techniques de pondération spatiale pour réduire son amplitude. Cette solution est largement utilisée par l'équipe du laboratoire d'Acoustique de l'U.T.D. dans les systèmes de *Wavefield Synthesis* qu'elle a développés, attendu qu'elle applique systématiquement l'approximation de la Phase Stationnaire.

Dans la littérature, plusieurs fonctions de pondérations sont proposées [Thomas, 1995], mais, dans les antennes qu'elle a développées, l'équipe de l'U.T.D. n'en a étudié qu'une seule, la pondération par une fonction harmonique appliquée à chacune des extrémités de l'antenne sur 20% de sa longueur totale (cf. Fig. 5.51) [Start, 1997]. Dans le cadre de cette étude, nous nous en limiterons à cette fenêtre de pondération.

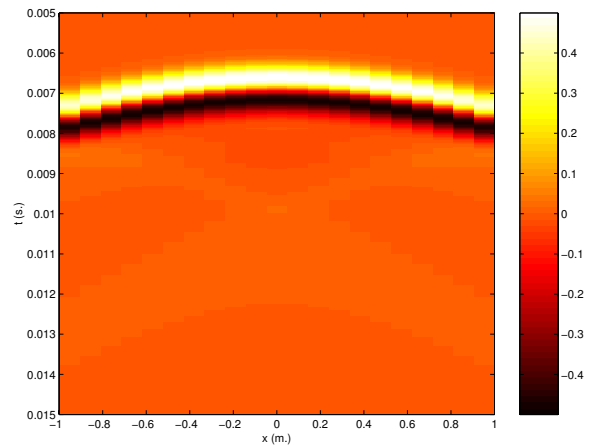
Il convient de noter qu'à la différence des approches d'annulation de l'onde diffractée (sources de Rubinowicz ou de Fresnel), la pondération spatiale tend à réduire la proportion des sources utiles, c'est-à-dire contribuant directement au travail de reconstruction de l'onde primaire, dans le nombre total de sources se-



(a) Onde Primaire

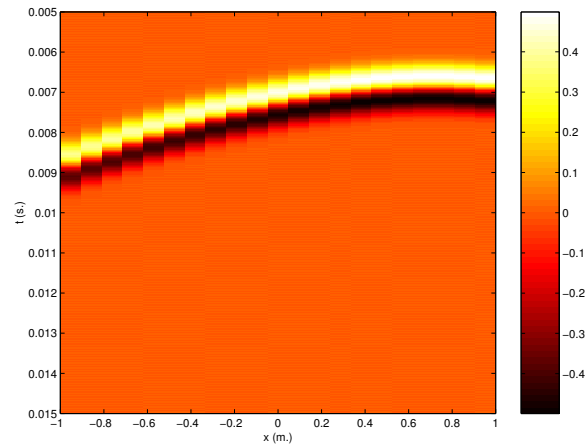


(b) Onde synthétisée: Approximation de la Phase Stationnaire sans pondération spatiale du réseau

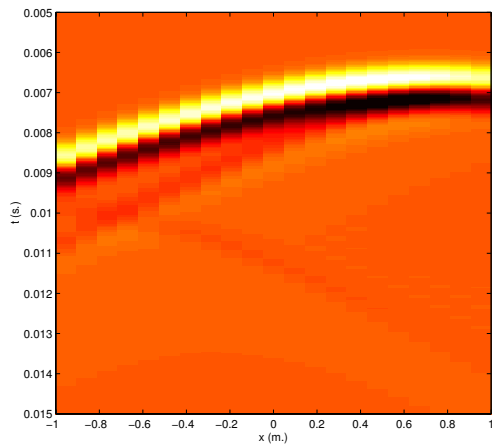


(c) Onde synthétisée: Approximation de la Phase Stationnaire avec pondération spatiale du réseau

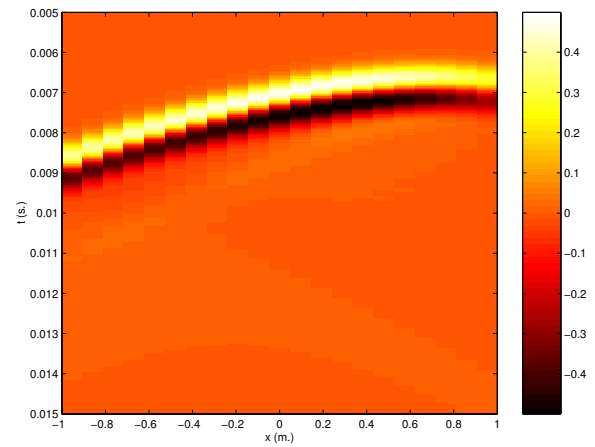
FIG. 5.52 - Correction de la troncature horizontale par pondération spatiale du réseau: Source primaire centrée située en s_1 (récepteurs en $y = -1\text{m.}$, source primaire en s_1 , $f = 500\text{ Hz}$, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1\text{ m.}$, cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)



(a) Onde Primaire



(b) Onde synthétisée: Approximation de la Phase Stationnaire sans pondération spatiale du réseau



(c) Onde synthétisée: Approximation de la Phase Stationnaire avec pondération spatiale du réseau

FIG. 5.53 - Correction de la troncature horizontale par pondération spatiale du réseau: Source primaire excentrée située en s_2 (récepteurs en $y = -1\text{m.}$, source primaire en s_2 , $f = 500\text{ Hz}$, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1\text{ m.}$, cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)

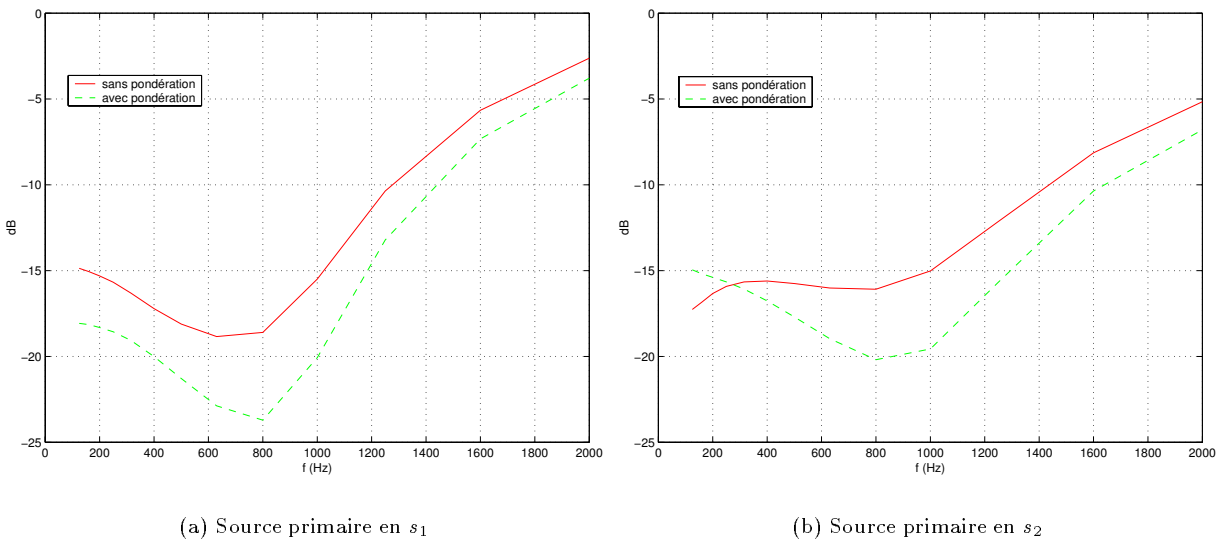


FIG. 5.54 - Erreur moyenne de troncature avant et après pondération spatiale du réseau de sources secondaires ($f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29 & 5.26, cf. Annexes E & F)

condaires. Ainsi, avec la fonction de pondération précédente (cf. Fig. 5.51), sur les $N = 21$ sources présentes, il ne reste que $N' = 13$ sources utiles après pondération, tandis qu'avec l'approche de Rubinowicz, seulement deux sources sont détournées pour l'annulation de l'onde diffractée, et ce quelle que soit la longueur du réseau de sources secondaires.

Les figures 5.52 et 5.53 illustrent l'onde synthétisée par les sources secondaires avec et sans pondération spatiale du réseau pour les deux positions de source primaire s_1 et s_2 . La troncature verticale est corrigée par l'approximation de la Phase Stationnaire. On observe que la pondération spatiale du réseau permet de bien atténuer l'onde diffractée horizontale. En termes d'erreur résiduelle de troncature \bar{E}_{tronc} , les performances sont représentées sur la figure 5.54. La pondération du réseau de sources secondaires apporte une réduction de l'onde diffractée de l'ordre de 3 à 5 dB. Il faudrait évaluer par des tests d'écoute si cette réduction est perceptivement sensible.

5.4 Conclusion

La mise en œuvre d'un réseau 1D rectiligne de sources secondaires introduit une erreur de troncature. D'un point de vue physique, le phénomène de troncature s'identifie à un phénomène de diffraction: l'erreur de troncature se traduit par la superposition à l'onde primaire d'une onde diffractée qui aurait été émise par des sources distribuées le long du contour du réseau de sources secondaires. On peut alors distinguer dans l'onde diffractée totale, l'onde diffractée verticale et l'onde diffractée horizontale. Quantitativement, pour un réseau rectiligne, pourvu qu'il soit de longueur raisonnable ($L > 1$ m), l'onde diffractée horizontale est négligeable par rapport à l'onde diffractée verticale. Il convient donc de traiter en priorité la troncature verticale.

Pour corriger l'effet de troncature, plusieurs solutions ont été envisagées:

- une solution originale basée sur la modélisation des ondes diffractées par l'intégrale de Rubinowicz et qui consiste à annuler l'onde diffractée par des sources réparties sur le contour du réseau de sources secondaires,
- une solution alternative dans laquelle les ondes diffractées sont modélisées au moyen d'intégrales de Fresnel,

- l'approximation de la Phase Stationnaire qui ne nécessite pas des sources correctives additionnelles et consiste à appliquer un facteur correctif aux sources secondaires elles-mêmes,
- une pondération spatiale du réseau destinée à adoucir la transition au niveau de ses bords.

Les deux premières solutions s'appliquent aussi bien à la troncature verticale qu'horizontale. La troisième ne s'applique en revanche qu'à la troncature verticale et la dernière solution à la troncature horizontale. A l'exception de la méthode des sources de Fresnel qui est très proche de celle des sources de Rubinowicz, les performances des différentes solutions ont été évaluées au moyen de simulations numériques. Les résultats mettent en évidence l'intérêt de la méthode des sources de Rubinowicz. Elle présente cependant l'inconvénient de requérir un grand nombre de sources correctives additionnelles. De ce point de vue, l'approximation de la Phase Stationnaire est plus intéressante, puisqu'elle ne nécessite aucune source supplémentaire, mais sa correction est moins efficace. En outre, elle contribue à amplifier l'onde diffractée horizontale. Dans une première étape, il est donc possible de l'utiliser, mais les sources de Rubinowicz proposent une alternative qui pourra être mise en œuvre dans de futurs travaux, surtout si le concept de sources de Rubinowicz virtuelles s'avère être exploitable. L'ensemble de ces conclusions est aussi subordonné à une évaluation subjective des effets de la troncature.

Références Bibliographiques

- BRUNEAU M. (1983). *Introduction aux théories de l'acoustique*. Université du Maine, Le Mans.
- DE VRIES D., START E.W. & VALSTAR V.G. (1994). The Wave Field Synthesis Concept Applied to Sound Reinforcement: Restrictions and Solutions. *In: Proceedings of the A.E.S. 96th Convention*.
- KIRKEBY O. & NELSON P.A. (1993). Reproduction of Plane Wave Sound Fields. *J. Acoust. Soc. Am.*, **94**, pp. 2992–3000.
- KIRKEBY O., NELSON P.A., ORDUNA-BUSTAMANTE F. & HAMADA H. (1996). Local Sound Field Reproduction Using Digital Signal Processing. *J. Acoust. Soc. Am.*, **100**, pp. 1584–1593.
- NELSON P.A. (1994). Active Control of Acoustic Fields and the Reproduction of Sound. *J. Sound Vib.*, **177**(4), pp. 447–477.
- PERNAUX J.-M. (1999). *Restitution sonore spatialisée par antenne de haut-parleurs selon un procédé holo-phonique: Etude des phénomènes de diffraction et mise en œuvre d'une solution basée sur l'annulation du champ diffracté*. Rapp. tech. D.E.A. A.T.I.A.M., Université de la Méditerranée, AIX MARSEILLE II.
- SKUDRZYK E. (1971). *The Foundations of Acoustics, Basic Mathematics and Basic Acoustics*. Springer-Verlag, Wien New York.
- START E. (1997). *Direct Sound Enhancement by Wave Field Synthesis*. Ph.D. Thesis, Faculty of Applied Physics, Delft, Pays-Bas.
- THOMAS Y. (1995). *Signaux et systèmes linéaires*. Masson, Paris.
- VERHEIJEN E. (1997). *Sound reproduction by wave field synthesis*. Ph.D. Thesis, Faculty of Applied Physics, Delft, Pays-Bas.

Table des Illustrations

5.1	Reproduction d'un champ sonore par des sources secondaires distribuées sur une surface fermée (cas d'un cube)	217
5.2	Numérotation des faces du cube	218
5.3	Troncature de la distribution de sources secondaires de Kirchhoff (seule la face 1 du cube est conservée)	219
5.4	Reproduction d'un champ sonore par un plan infini de sources secondaires (Intégrales de Rayleigh)	220
5.5	Reproduction par un plan fini de sources secondaires (approche de Rayleigh avec troncature)	221
5.6	Effets de la troncature sur le spectre d'une onde plane p_0 ($P_0 = 1$, $(k_x, k_z) = (\pi, \pi)$, $y_0 = 0$): Influence de la taille de la fenêtre de troncature	223
5.7	Fenêtre de troncature pondérée par une fonction sinusoïdale	224
5.8	Analogie entre troncature et diffraction: Réseau tronqué et réseau infini masqué par un écran percé d'une ouverture	225
5.9	Phénomène de diffraction: A l'onde directe se superpose une onde diffractée générée par les bords de l'ouverture	226
5.10	Mise en évidence de l'onde diffractée par un réseau 2D carré: Configuration de la source primaire, des sources secondaires et des récepteurs (les récepteurs sont situés dans le plan horizontal défini par l'équation $z = 0$ — récepteurs en $y = -1$ m., source primaire en $s_0[0.25, 1., 0.25]$ —, les sources secondaires sont réparties sur un réseau plan vertical de forme carrée centré sur l'origine du repère — réseau carré de côté $l = 1$ m., $N = 121$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m. —, cf. Annexes E & F)	228
5.11	Onde de pression originale et onde synthétisée par un réseau carré de sources secondaires: Le front d'onde est suivi d'une onde résiduelle qui correspond à l'onde diffractée (récepteurs en $y = -1$ m., source primaire en $s_0[0.25, 1., 0.25]$, $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires carré de côté $l = 1$ m., $N = 121$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.10, cf. Annexes E & F)	229
5.12	Géométrie du problème de Rubinowicz	230
5.13	Repère associé à la surface K du cône	232
5.14	Notations relatives à l'intégrale de Rubinowicz (la normale \vec{n} est perpendiculaire aux vecteurs $\vec{\rho}$ et \vec{dl})	234
5.15	Géométrie de Rubinowicz appliquée au problème de troncature d'un réseau de sources secondaires	235
5.16	Comparaison entre l'erreur de troncature et l'onde diffractée par une ouverture carrée obtenue par le modèle de Rubinowicz (récepteurs en $y = -1$ m., source primaire en $s_0[0.25, 1., 0.25]$, $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires carré de côté $l = 1$ m., $N = 121$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.10, cf. Annexes E & F)	238
5.17	Contour de l'ouverture associée au réseau tronqué de sources secondaires	239
5.18	Mise en évidence des 4 ondes diffractées correspondant aux 4 côtés qui définissent le contour de l'ouverture — cf. Fig. 5.17 — (récepteurs en $y = -1$ m., source primaire en $s_0[0.25, 1., 0.25]$, $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires carré de côté $l = 1$ m., $N = 121$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.10, cf. Annexes E & F)	240
5.19	Zones de reconstruction de Huygens	241
5.20	Détermination du contour d'un réseau discret de sources secondaires: Proposition de trois contours possibles	243
5.21	Maillage associé au réseau discret de sources secondaires: Mise en évidence du contour virtuel du réseau	243
5.22	Onde primaire (trait continu) et onde reconstruite (trait pointillé): L'onde reconstruite est altérée par les ondes diffractées résultant de la troncature (récepteur en $r[0.75, -1., 0.]$, source primaire en $s_0[0.25, 1., 0.25]$, $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires carré de côté $l = 1$ m., $N = 121$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.10, cf. Annexes E & F)	244

5.23 Onde primaire (trait continu) et ondes diffractées (trait pointillé) par le contour du réseau de sources secondaires: Visualisation des ondes diffractées associées aux différents côtés du carré constituant le contour du réseau — cf. Fig. 5.17 — (récepteur en $\vec{r}[0.75, -1., 0.]$, source primaire en $s_0[0.25, 1., 0.25]$, $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires carré de côté $l = 1$ m., $N = 121$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.10, cf. Annexes E & F) 245

5.24 Interférence destructrice entre l'onde primaire et l'onde diffractée émise par le côté 1 du contour — cf. Fig. 5.17 — (le trait continu et le trait pointillé représentent respectivement l'onde primaire seule et l'onde primaire sommée à l'onde diffractée): L'effet global est une atténuation de l'onde primaire (récepteur en $\vec{r}[0.75, -1., 0.]$, source primaire en $s_0[0.25, 1., 0.25]$, $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires carré de côté $l = 1$ m., $N = 121$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.10, cf. Annexes E & F) 246

5.25 Onde primaire (trait continu) et onde diffractée (trait pointillé) par le côté 3 du contour — cf. Fig. 5.17 — à la fréquence de 100Hz: Les deux ondes se chevauchent partiellement alors qu'elles étaient dissociées pour $f = 500$ Hz (récepteur en $\vec{r}[0.75, -1., 0.]$, source primaire en $s_0[0.25, 1., 0.25]$, réseau de sources secondaires carré de côté $l = 1$ m., $N = 121$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.10, cf. Annexes E & F) 246

5.26 Positions des récepteurs sélectionnés pour l'évaluation du critère d'erreur moyenne de troncature dans le plan horizontal $z = 0$ ($\Delta' = 0.35$ m) 248

5.27 Restitution restreinte à un plan horizontal: Le réseau de sources secondaires se réduit à une ligne 249

5.28 Contour du réseau rectiligne de sources secondaires pour le calcul de l'onde diffractée 249

5.29 Troncature dans le cas d'un réseau 1D: Configuration de la source primaire, des sources secondaires et des récepteurs (récepteurs en $y = -1$ m., sources primaires en $s_1[0., 1., 0.]$ et $s_2[0.75, 1., 0.]$, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Annexes E & F) 250

5.30 Troncature verticale et troncature horizontale: Source primaire centrée située en s_1 (récepteurs en $y = -1$ m., $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F) 251

5.31 Troncature verticale et troncature horizontale: Source primaire excentrée située en s_2 (récepteurs en $y = -1$ m., $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F) 252

5.32 Troncature verticale et troncature horizontale: Réseau tronqué à $N = 6$ sources secondaires (récepteurs en $y = -1$ m., source primaire en s_1 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 6$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F) 253

5.33 Erreur de troncature moyenne \bar{E}_{tronc} en fonction de la fréquence (cf. Equ. 5.29) pour une source primaire centrée située en s_1 : Erreur totale, erreur résultant de la troncature verticale seule et erreur résultant de la troncature horizontale seule — la valeur de l'écart-type est représentée par des barres verticales — (source primaire en s_1 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29 & 5.26, cf. Annexes E & F) 255

5.34 Erreur de troncature moyenne \bar{E}_{tronc} en fonction de la fréquence (cf. Equ. 5.29) pour une source primaire centrée située en s_2 : Erreur totale, erreur résultant de la troncature verticale seule et erreur résultant de la troncature horizontale seule — la valeur de l'écart-type est représentée par des barres verticales — (source primaire en s_2 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29 & 5.26, cf. Annexes E & F) 256

5.35 Erreur de troncature moyenne \bar{E}_{tronc} en fonction de la fréquence (cf. Equ. 5.29) pour un réseau tronqué à $N = 6$ sources secondaires: Erreur totale, erreur résultant de la troncature verticale seule et erreur résultant de la troncature horizontale seule — la valeur de l'écart-type est représentée par des barres verticales — (source primaire en s_1 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 6$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29 & 5.26, cf. Annexes E & F) 257

5.36 Symétrie verticale des sources de Rubinowicz: Le nombre de sources correctives peut être divisé par deux si la source primaire, les sources secondaires et le point récepteur appartiennent au même plan horizontal 258

5.37 Géométrie du réseau de sources de Rubinowicz: Contour 1 de référence (N.B.: les sources de Rubinowicz sont espacées de $\frac{\Delta}{2}$). 260

5.38	Correction de la troncature par les sources de Rubinowicz (source primaire en s_1): Correction idéale et correction approchée définie pour une position moyenne d'écoute (récepteurs en $y = -1\text{m.}$, source primaire en s_1 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)	261
5.39	Correction de la troncature par les sources de Rubinowicz (source primaire en s_2): Correction idéale et correction approchée définie pour une position moyenne d'écoute (récepteurs en $y = -1\text{m.}$, source primaire en s_2 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)	262
5.40	Correction de la troncature par les sources de Rubinowicz: Erreur de troncature moyenne \bar{E}_{tronc} avant correction et après correction ($f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29 & 5.26, cf. Annexes E & F)	263
5.41	Différentes façons d'échantillonner le contour du réseau de sources secondaires pour positionner les sources de Rubinowicz	264
5.42	Correction de la troncature par les sources de Rubinowicz: Erreur de troncature moyenne \bar{E}_{tronc} avant correction et après correction pour différentes distributions de sources de Rubinowicz (source primaire en s_1 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29 & 5.26, cf. Annexes E & F)	265
5.43	Concept de source de Rubinowicz virtuelle: La source de Rubinowicz située en \vec{r}_c est synthétisée par la source secondaire placée au point \vec{r}_0	266
5.44	Problème de Rayleigh: Restitution par un réseau tronqué de sources secondaires	268
5.45	Intégration sur la surface P en utilisant l'approximation de Fresnel: Définition d'un repère adapté (on remarque que $\rho = \sqrt{x_0^2 + z_0^2}$)	269
5.46	Approximation de la Phase Stationnaire appliquée à l'intégrale de Rayleigh: Le plan vertical infini se réduit à une droite horizontale infinie.	272
5.47	Correction de la troncature verticale par l'approximation de la Phase Stationnaire: Onde reconstruite au point $\vec{r} = [0.5, -1., 0.]$ (source primaire en s_1 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)	273
5.48	Correction de la troncature verticale par l'approximation de la Phase Stationnaire pour une source primaire centrée située en s_1 : Correction idéale et correction définie pour une position moyenne d'écoute, Comparaison avec l'annulation de l'onde diffractée verticale par des sources de Rubinowicz (récepteurs en $y = -1\text{m.}$, source primaire en s_1 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)	274
5.49	Correction de la troncature verticale par l'approximation de la Phase Stationnaire pour une source primaire excentrée située en s_2 : Correction idéale et correction définie pour une position moyenne d'écoute, Comparaison avec l'annulation de l'onde diffractée verticale par des sources de Rubinowicz (récepteurs en $y = -1\text{m.}$, source primaire en s_2 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)	275
5.50	Erreur de troncature moyenne avant et après correction de la Phase Stationnaire: Correction idéale et correction approchée calculée pour une position moyenne d'écoute ($f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29 & 5.26, cf. Annexes E & F)	276
5.51	Fenêtre de pondération spatiale $w(x)$ appliquée à un réseau rectiligne de sources secondaires [Start, 1997]	277
5.52	Correction de la troncature horizontale par pondération spatiale du réseau: Source primaire centrée située en s_1 (récepteurs en $y = -1\text{m.}$, source primaire en s_1 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)	278
5.53	Correction de la troncature horizontale par pondération spatiale du réseau: Source primaire excentrée située en s_2 (récepteurs en $y = -1\text{m.}$, source primaire en s_2 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)	279

5.54 Erreur moyenne de troncature avant et après pondération spatiale du réseau de sources secondaires ($f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29 & 5.26, cf. Annexes E & F) 280

Chapitre 6

Prototype de système holophonique pour la visioconférence

Dieu seul et nous pouvons.

(Devise des exécuteurs)

Dieu seul et nous pouvons: Les Très-Edifiantes et Très-Inopinées Mémoires des Pibrac de Bellerocaille
M. Folco - Ed. du Seuil, 1991

Sommaire

6.1 Contexte de visioconférence	293
6.1.1 Géométrie du réseau	293
6.1.2 Echantillonnage spatial du réseau	295
6.1.3 Troncature du réseau	295
6.1.4 Equation intégrale	295
6.2 Description du prototype	296
6.2.1 Restitution sonore	296
Choix des haut-parleurs	296
Caractéristiques des haut-parleurs	298
Réponse en fréquence de haut-parleurs	299
Diagramme de directivité des haut-parleurs	299
6.2.2 Prise de son	303
6.2.3 Traitement du signal	303
Mise en œuvre des sources notionelles	305
Correction de la phase stationnaire	306
Filtre d'égalisation des haut-parleurs	307
6.3 Expérimentations	311
6.3.1 Montage expérimental	311
6.3.2 Protocole de mesure	316
6.3.3 Chambre anéchoïque	316
6.3.4 Studio de visioconférence	316
6.3.5 Repliement spectral	322
6.4 Conclusion	322
Références Bibliographiques	327

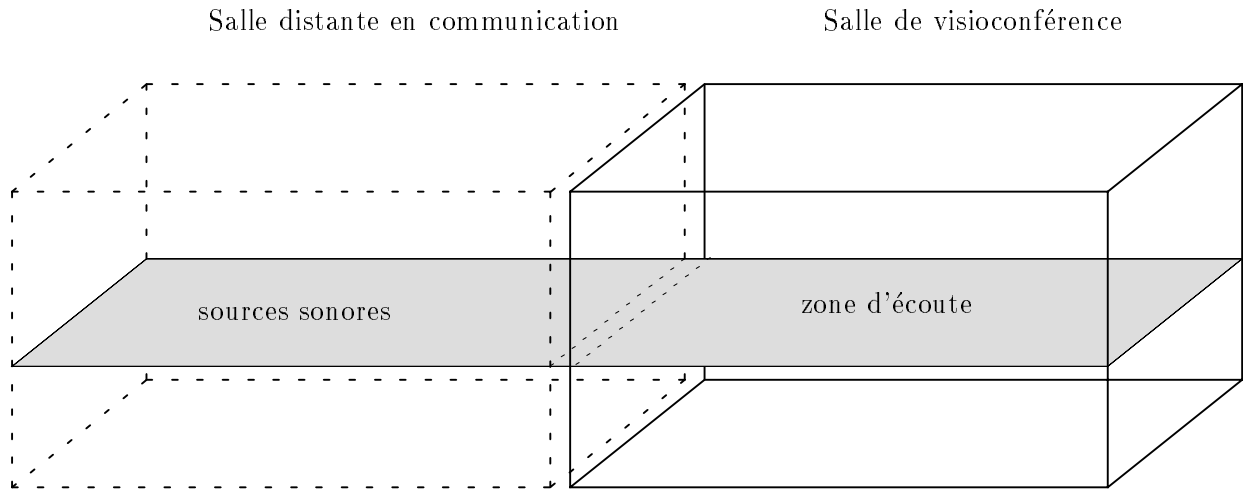


FIG. 6.1 - Spécificités du contexte de visioconférence

Au cours des trois chapitres qui précèdent, l'approche holophonique a été analysée d'un point de vue *théorique*. Le présent chapitre va montrer comment *appliquer le concept d'holophonie à un contexte de visioconférence* et mettre au point un prototype d'holophonie adapté à la prise et la restitution sonore spatialisée pour la visioconférence. Une première partie décrit ce prototype qui a été réalisé au sein du laboratoire d'Acoustique du C.N.E.T. Une fois construit, le système a été installé successivement dans une chambre anéchoïque et dans un studio de visioconférence. Les résultats d'expérimentations menées au C.N.E.T. avec ce prototype d'holophonie seront présentés en fin de chapitre.

6.1 Contexte de visioconférence

La conception du prototype d'holophonie prend en compte les spécificités de la situation de visioconférence à partir de l'analyse réalisée au cours des chapitres précédents (cf. Chapitres 3, 4 & 5) qui ont mis en évidence les performances et les limitations de l'holophonie.

On identifie *deux points spécifiques à la visioconférence* (cf. Fig. 6.1):

- les sources sonores — les locuteurs — et les auditeurs sont cantonnés dans un plan horizontal,
- les sources sonores n'entourent pas l'auditeur, mais appartiennent exclusivement au demi-espace situé derrière l'écran vidéo.

6.1.1 Géométrie du réseau

Le premier point permet d'appliquer l'approximation de la phase stationnaire (cf. Chapitre 3): au lieu d'un réseau 2D de sources secondaires, on considère donc un *réseau 1D*. D'après le second point, il n'est pas nécessaire d'entourer la zone d'écoute par un réseau fermé: puisque les sources sonores sont situées exclusivement dans le demi-espace frontal des auditeurs, on se contente d'un *réseau rectiligne* placé derrière l'écran vidéo. De plus, on sait que, dans ces conditions, les contributions des réseaux monopolaires et dipolaires sont équivalentes, ce qui nous autorise à supprimer le terme dipolaire dans les sources secondaires. Chaque source secondaire ne comporte ainsi que le *terme monopolaire*, c'est-à-dire un monopôle alimenté par un microphone à gradient de pression.

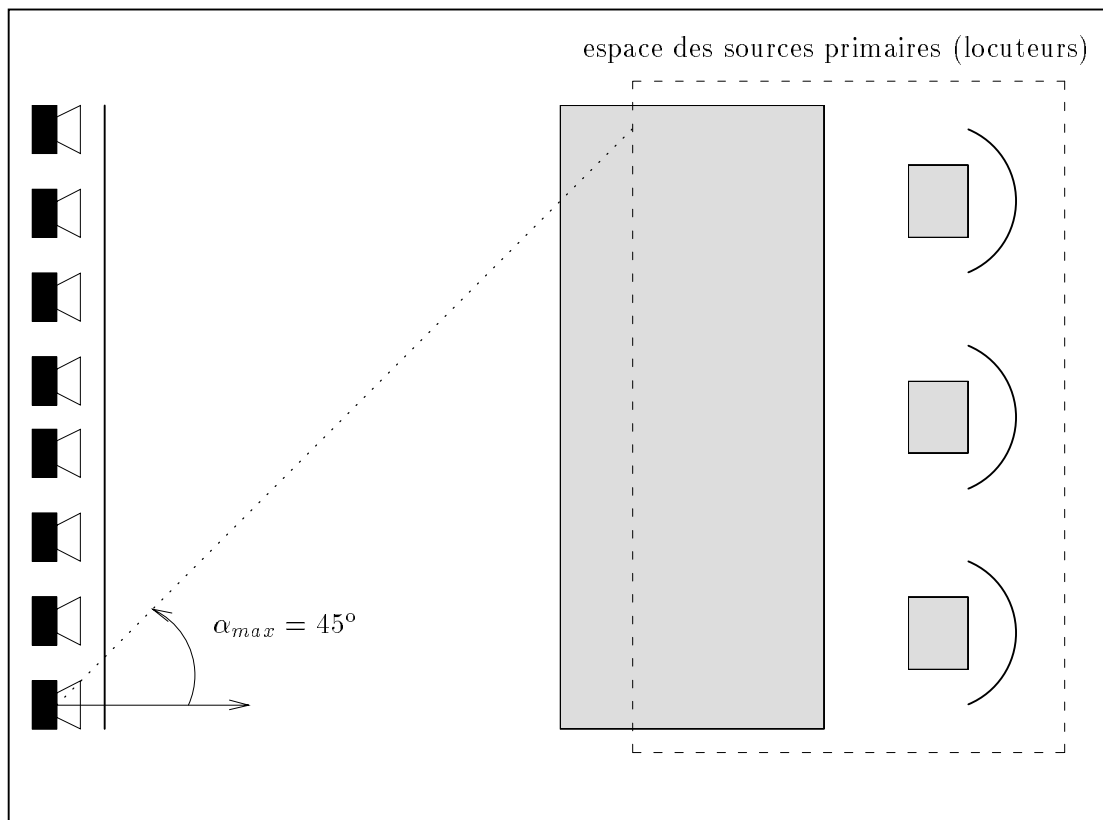


FIG. 6.2 - Angle maximal d'incidence α_{max} des ondes primaires sur le réseau de sources secondaires en situation de visioconférence

6.1.2 Echantillonnage spatial du réseau

Le réseau rectiligne monopolaire ainsi obtenu est ensuite discrétisé avec un pas d'échantillonnage valant :

$$\Delta = 0.15 \text{ cm}$$

ce qui fixe la fréquence d'aliasing à (cf. Chapitre 4) :

$$f_{al} = \frac{c}{2\Delta} \simeq 1.1 \text{ kHz}$$

pour une onde plane se propageant parallèlement à la ligne des sources secondaires. Cependant, dans notre configuration (cf. Fig. 6.2), l'incidence des ondes primaires sur le réseau excède rarement 45° . Si on admet que l'angle maximal d'incidence des ondes primaires sur le réseau vaut :

$$\alpha_{max} = 45^\circ$$

la fréquence d'aliasing est relevée à (cf. Chapitre 4) :

$$f_{al} = \frac{c}{2\Delta \sin \alpha_{max}} \simeq 1.6 \text{ kHz}$$

Cette valeur est bien supérieure au seuil de 1.5 kHz qui a été identifié par les études psychoacoustiques effectuées au laboratoire d'Acoustique de l'U.T.D. comme la valeur minimale de la fréquence d'aliasing permettant de préserver la qualité de la restitution sonore, notamment en termes de localisation des sources virtuelles [Start, 1997]. Ainsi le repliement de spectre spatial se produit pour les hautes fréquences, mais il ne détériore pas sensiblement la qualité du rendu de l'image sonore. Dans la version initiale du prototype, on n'a pas cherché à réduire les effets du repliement spectral par des techniques de filtrage anti-repliement, par exemple en utilisant des microphones directifs ou en pondérant le réseau de haut-parleurs (cf. Chapitre 4). Ce point pourra être traité dans les versions ultérieures, mais il conviendra de procéder au préalable à des tests psychoacoustiques afin de quantifier les effets du repliement spectral et de déterminer s'ils sont perceptibles.

6.1.3 Troncature du réseau

Un réseau de $N = 16$ haut-parleurs au total est considéré, ce qui correspond à une longueur de :

$$L = (N - 1) \times \Delta = 2.25 \text{ m.}$$

D'après les travaux menés à l'U.T.D. [Start, 1997], cette taille rend négligeables les effets de la troncature du réseau, du moins en ce qui concerne sa troncature horizontale (cf. Chapitre 5). Aucune correction des effets de troncature horizontale n'est donc envisagée pour l'instant. De même, dans la version initiale du prototype, la troncature verticale n'est pas corrigée, mais on prévoit d'intégrer la correction de la phase stationnaire dans la prochaine version et, à plus long terme, on implantera également les solutions alternatives à l'approximation de la phase stationnaire qui ont été dégagées au cours du chapitre 5. On pourra ainsi comparer les performances des différentes méthodes proposées (cf. Chapitre 5), d'un point de vue à la fois objectif et subjectif. Comme pour le repliement spectral, cette étude méritera d'être précédée d'une évaluation de l'incidence psychoacoustique de la troncature.

6.1.4 Equation intégrale

En résumé, l'intégrale de Kirchhoff-Helmholtz (cf. Chapitre 3) appliquée au contexte de visioconférence devient :

$$p(\vec{r}, \omega) = \frac{1}{\sqrt{jk} 2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{\frac{\rho R}{\rho + R}} \frac{\partial p_0}{\partial y_0}(\vec{r}_0, \omega) \frac{e^{-jkR}}{2\pi R} \Big|_{y_0=z_0=0} dx_0 \quad (6.1)$$

où la pression p_0 correspond à l'onde primaire induite au niveau du réseau de sources secondaires. Le repère $(\vec{0}, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ a été choisi de telle sorte que le réseau de sources secondaires soit une droite infinie parallèle à

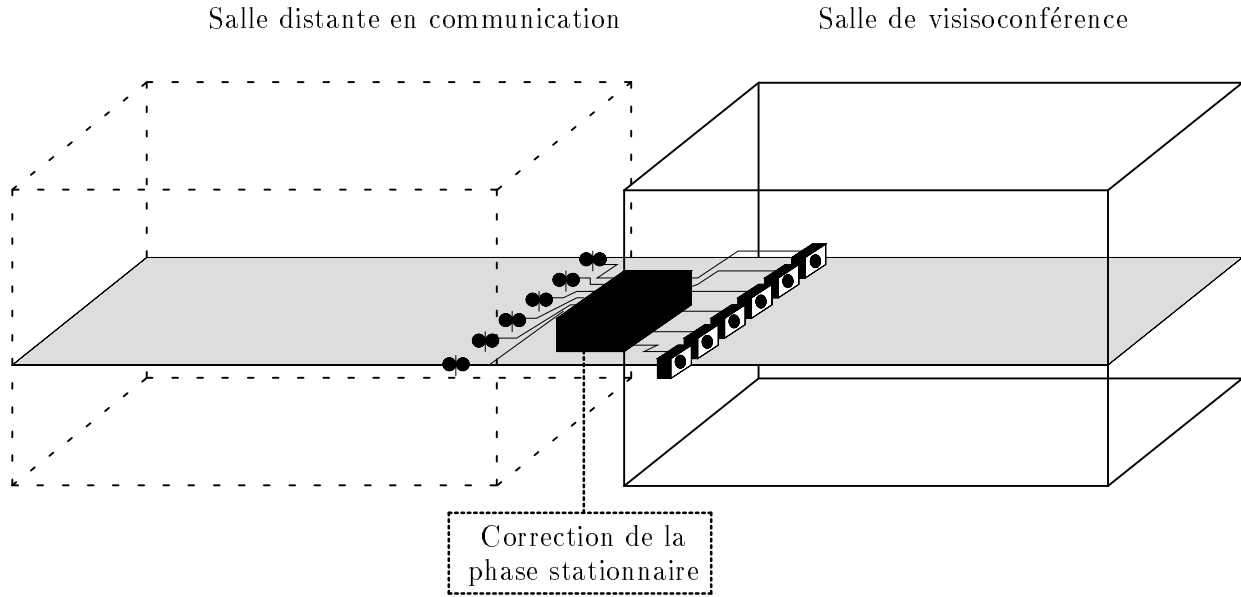


FIG. 6.3 - Système holophonique pour la visioconférence

l'axe \vec{x} passant par l'origine. On rappelle que les distances ρ et R représentent respectivement la distance séparant la source primaire d'une source secondaire et la distance séparant une source secondaire d'un point d'écoute. La position d'une source secondaire est repérée par le vecteur \vec{r}_0 . On reconnaît dans l'équation 6.1 l'intégrale de Rayleigh I à laquelle on a appliqué l'approximation de la phase stationnaire.

Après échantillonnage et troncature du réseau de sources secondaires (cf. Chapitre 4 & 5), l'équation 6.1 s'écrit:

$$p(\vec{r}, \omega) = \frac{\Delta}{\sqrt{jk} 2\pi} \sum_{n=1}^N \sqrt{\frac{\rho_n R_n}{\rho_n + R_n}} \frac{\partial p_0(\vec{r}_{0_n}, \omega)}{\partial y_0} \frac{e^{-jkR_n}}{2\pi R_n} \quad (6.2)$$

avec:

$$\begin{cases} \rho_n &= |\vec{r}_{0_n} - \vec{r}_s| \\ R_n &= |\vec{r}_{0_n} - \vec{r}| \end{cases}$$

On note que les vecteurs \vec{r}_s , \vec{r}_{0_n} et \vec{r} repèrent respectivement les positions de la source primaire, de la source secondaire indiquée n et du point d'écoute. Les coordonnées d'une source secondaire sont données par:

$$\vec{r}_{0_n} \begin{cases} x_0 &= (-\frac{N+1}{2} + n) \times \Delta \\ y_0 &= 0 \\ z_0 &= 0 \end{cases}$$

L'équation 6.2 définit le résultat que nous allons chercher à mettre en œuvre (cf. Fig. 6.3).

6.2 Description du prototype

6.2.1 Restitution sonore

Choix des haut-parleurs

Dans la salle de visioconférence, la restitution du son est assurée par une antenne rectiligne de haut-parleurs disposés derrière l'écran vidéo (cf. Fig. 6.4). Pour le prototype, le choix des haut-parleurs s'est porté

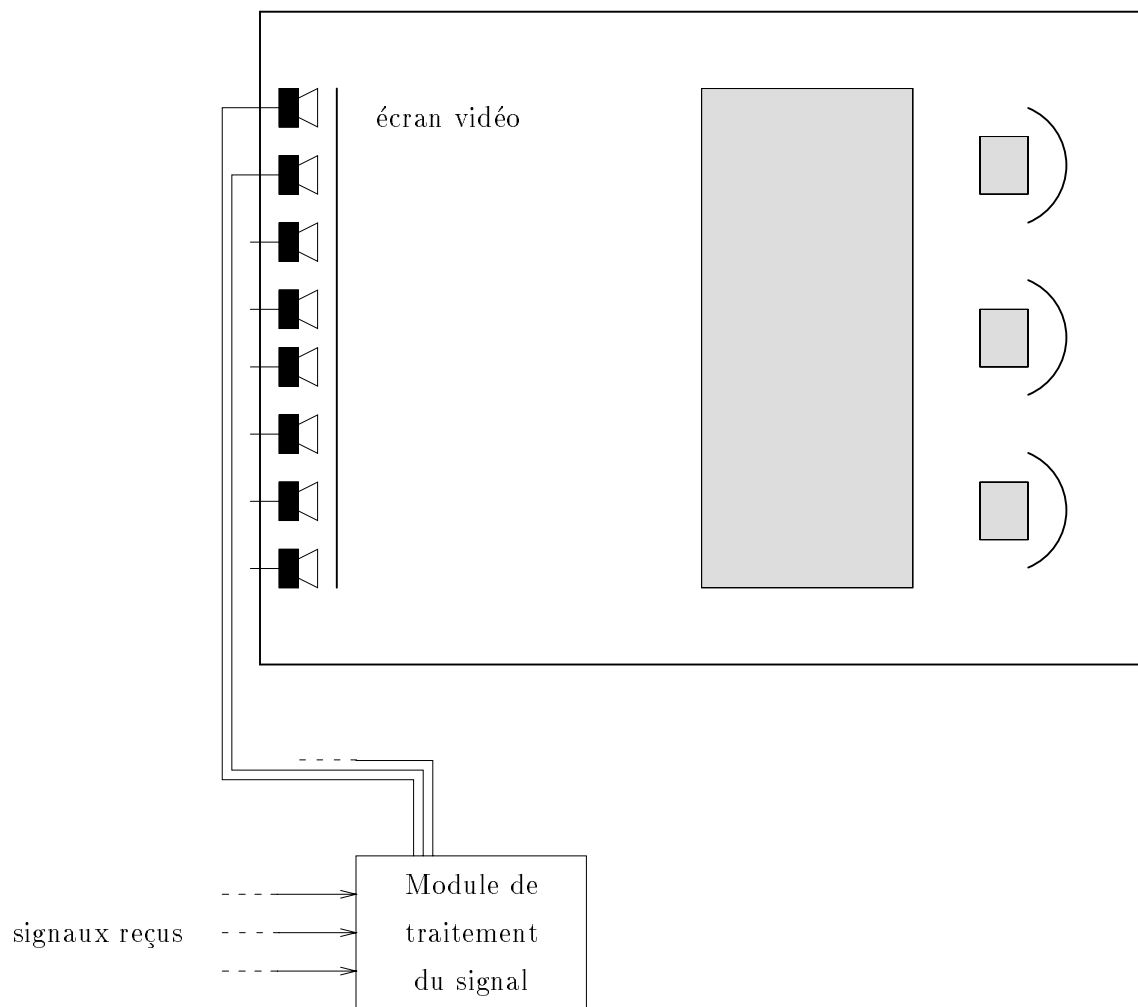
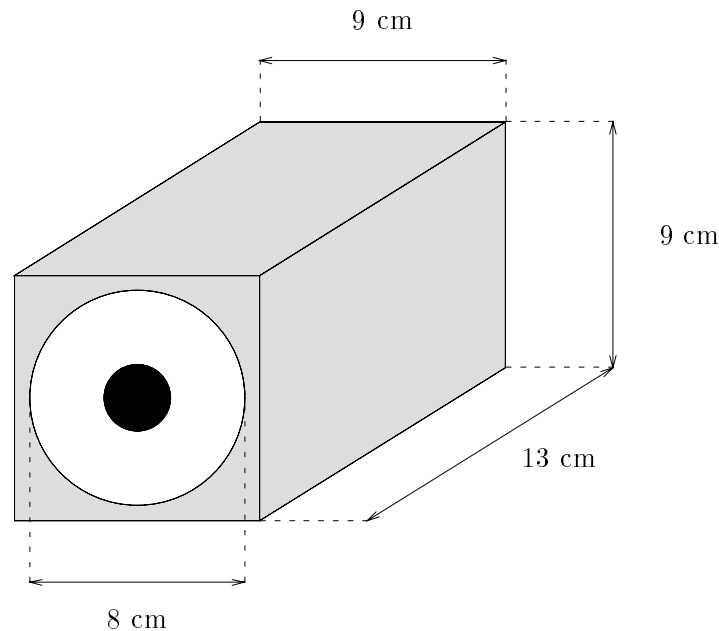


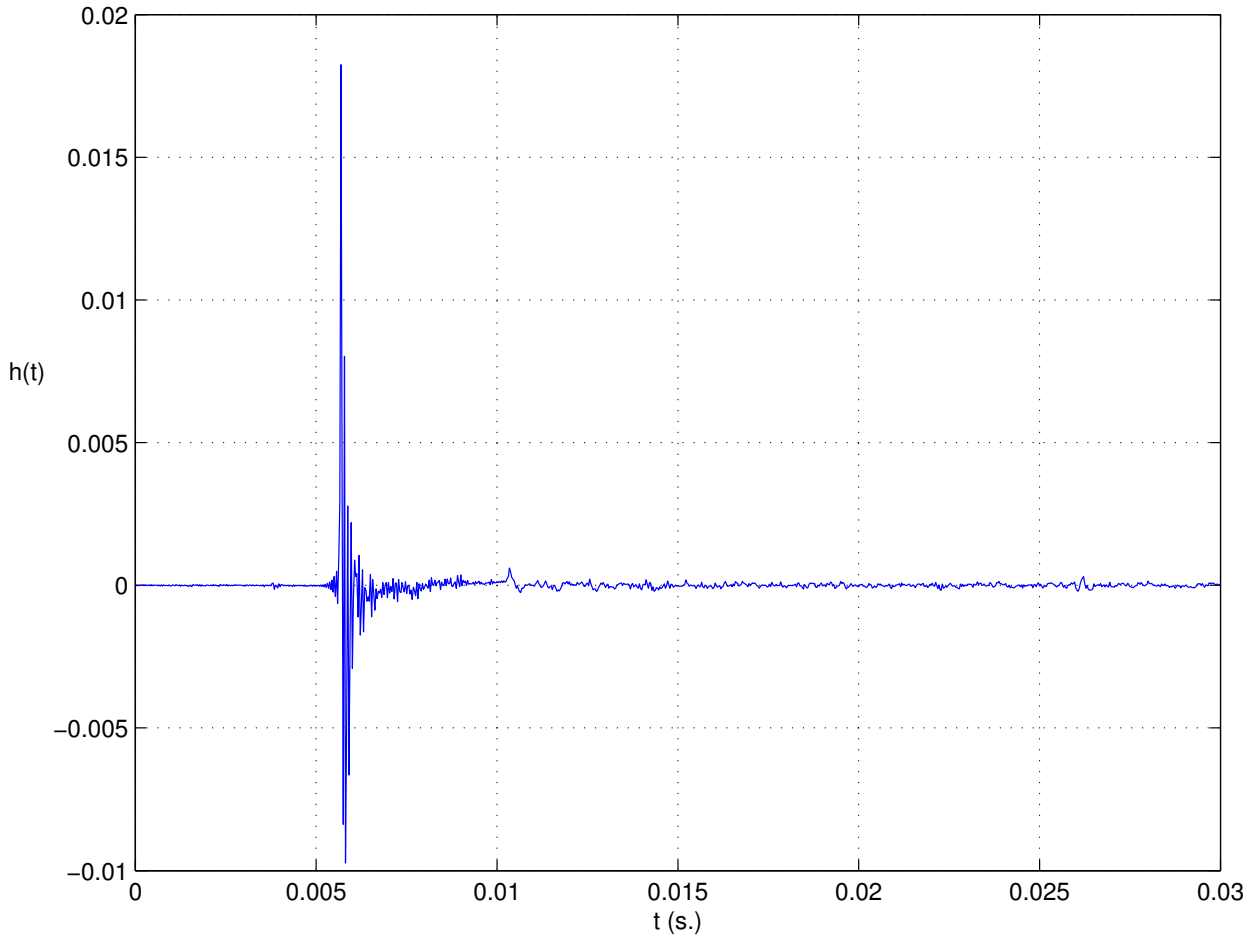
FIG. 6.4 - Système holophonique pour la visioconférence: Restitution du son


 FIG. 6.5 - Haut-parleur monté sur une enceinte close ($V = 1$ l)

sur un modèle de la marque AUDAX (Référence: HT080G2) qui offre un excellent compromis entre la taille et l'étendue de la bande passante, attendu qu'un espacement de $\Delta = 15$ cm entre les transducteurs impose des haut-parleurs de faibles dimensions. Or, il est très difficile de restituer les basses fréquences avec des haut-parleurs dont le diamètre de la membrane est inférieur à 10 cm. Dans le cas des haut-parleurs choisis, bien que le diamètre de leur diaphragme mesure 8 cm, leur bande passante, lorsqu'ils sont chargés par un volume $V = 1$ l [Saliou, 1995], s'étend à [150Hz-16kHz], ce qui constitue un résultat très satisfaisant en situation de visioconférence. Ces haut-parleurs sont montés sur une enceinte close de forme parallélépipédique de volume $V = 1$ l (cf. Fig. 6.5).

Caractéristiques des haut-parleurs

L'ensemble des $N = 16$ haut-parleurs a été caractérisé en chambre anéchoïque, en termes de *réponse en fréquence* et de *directivité*. La procédure a consisté à mesurer la réponse impulsionnelle de chaque haut-parleur dans le plan horizontal pour un angle d'azimut φ variant de 0° à 350° par pas de 10° . La réponse impulsionnelle du haut-parleur est mesurée au moyen du logiciel développé par la société A.P.I.A. (Acoustique Prospective Ingénierie Audio) sous le nom d'A.M.S. (APIA Measurement System). Le principe de la mesure est basé sur l'utilisation de séquences M.L.S. (Maximum Length Sequence) [Kuttruff, 1991] [Jullien *et al.*, 1984]. La figure 6.6 reproduit la réponse impulsionnelle $h(t)$ d'un des haut-parleurs mesurée par un microphone de mesure B& K sous l'incidence de $\varphi = 0^\circ$. On remarque que le support de cette réponse est court, ce qui signifie que le haut-parleur se comporte en bonne approximation comme un *filtre à phase minimale*. Cette propriété est intéressante si on veut par la suite corriger la réponse en fréquence du haut-parleur. Pour égaliser la réponse en fréquence du haut-parleur, il va falloir déterminer le filtre dont la fonction de transfert correspond à l'inverse de la fonction de transfert du haut-parleur, de façon à compenser les défauts du transducteur en filtrant les signaux alimentant les haut-parleurs. Le comportement du haut-parleur à phase minimale garantit alors que son filtre inverse est causal et stable.

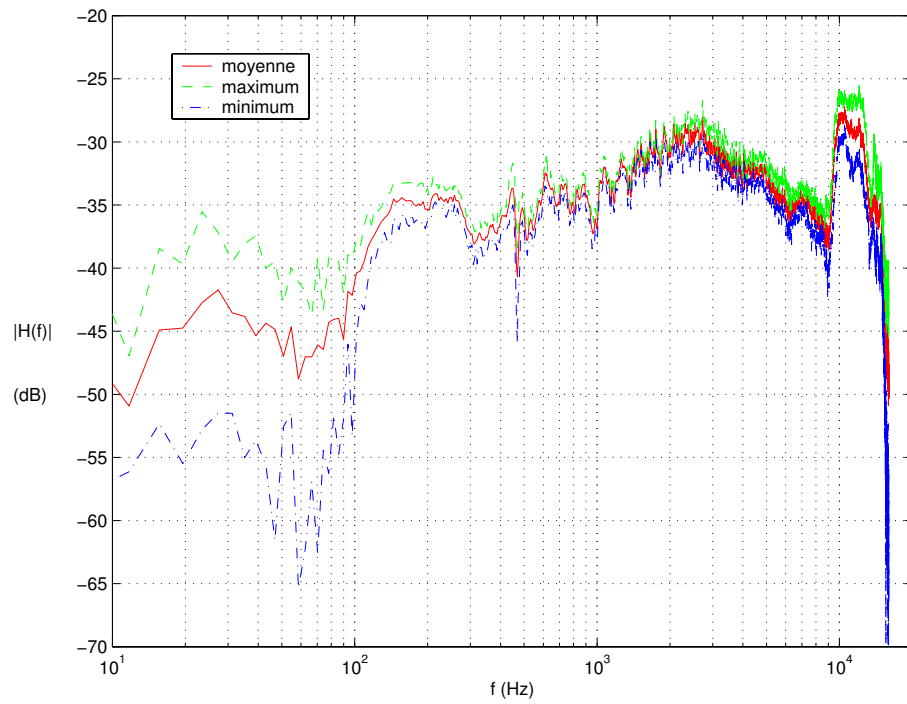

 FIG. 6.6 - Réponse impulsionnelle d'un haut-parleur ($\varphi = 0^\circ$)

Réponse en fréquence de haut-parleurs

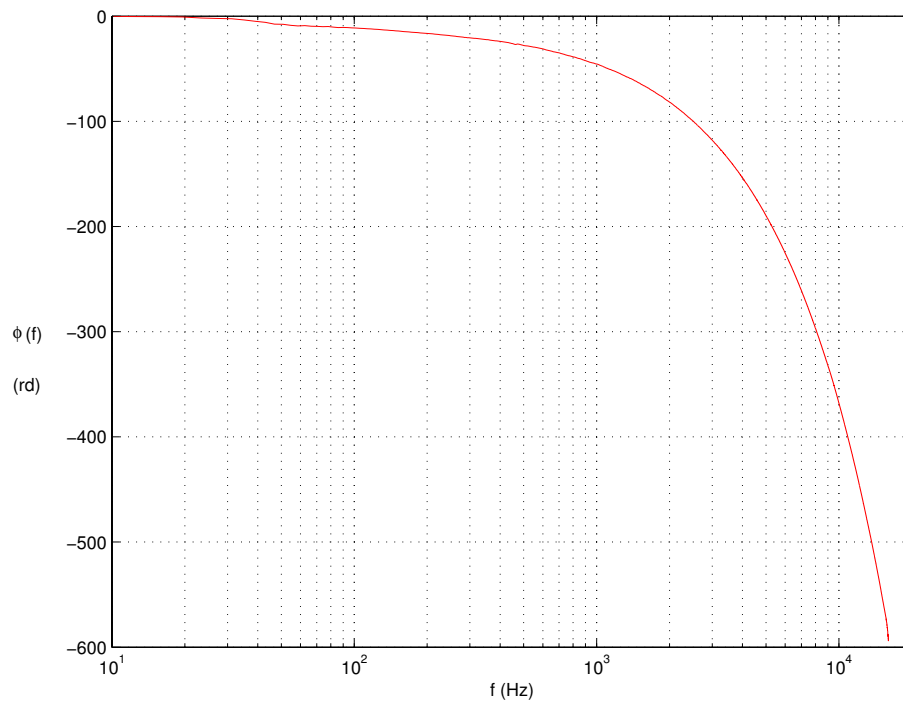
La figure 6.7 illustre la réponse en fréquence moyenne des haut-parleurs pour une incidence de $\varphi = 0^\circ$. Même si la courbe est loin d'être plate et présente plusieurs accidents, il faut noter l'excellente *homogénéité* des caractéristiques des 16 échantillons, puisque l'ensemble des réponses en fréquences tient dans une plage de quelques dB. On peut donc envisager d'égaliser la réponse des 16 haut-parleurs par un filtre unique.

Diagramme de directivité des haut-parleurs

Les diagrammes de directivité des haut-parleurs sont représentés par bande de tiers d'octave sur les figures 6.8 et 6.9. Il s'agit des données moyennées sur les résultats obtenus pour les 16 haut-parleurs. Comme pour la réponse en fréquence, la directivité des haut-parleurs reste très homogène sur l'ensemble des $N = 16$ échantillons. On observe que le haut-parleur présente un comportement omnidirectionnel dans les basses fréquences jusqu'à 1 kHz. Au delà de cette fréquence, il devient directionnel et sa directivité se renforce avec la fréquence. Du point de vue de l'holophonie, cette directivité dans les hautes fréquences est intéressante, dans la mesure où la fonction de directivité des sources intervient comme un filtre qui va limiter le spectre spatial de l'onde restituée et ainsi réduire les problèmes de repliement spectral et d'interpolation spatiale (cf. Chapitre 4).



(a) Module $|H(f)|$



(b) Phase $\phi(f)$

FIG. 6.7 - Réponse en fréquence moyenne des 16 haut-parleurs ($\varphi = 0^\circ$)

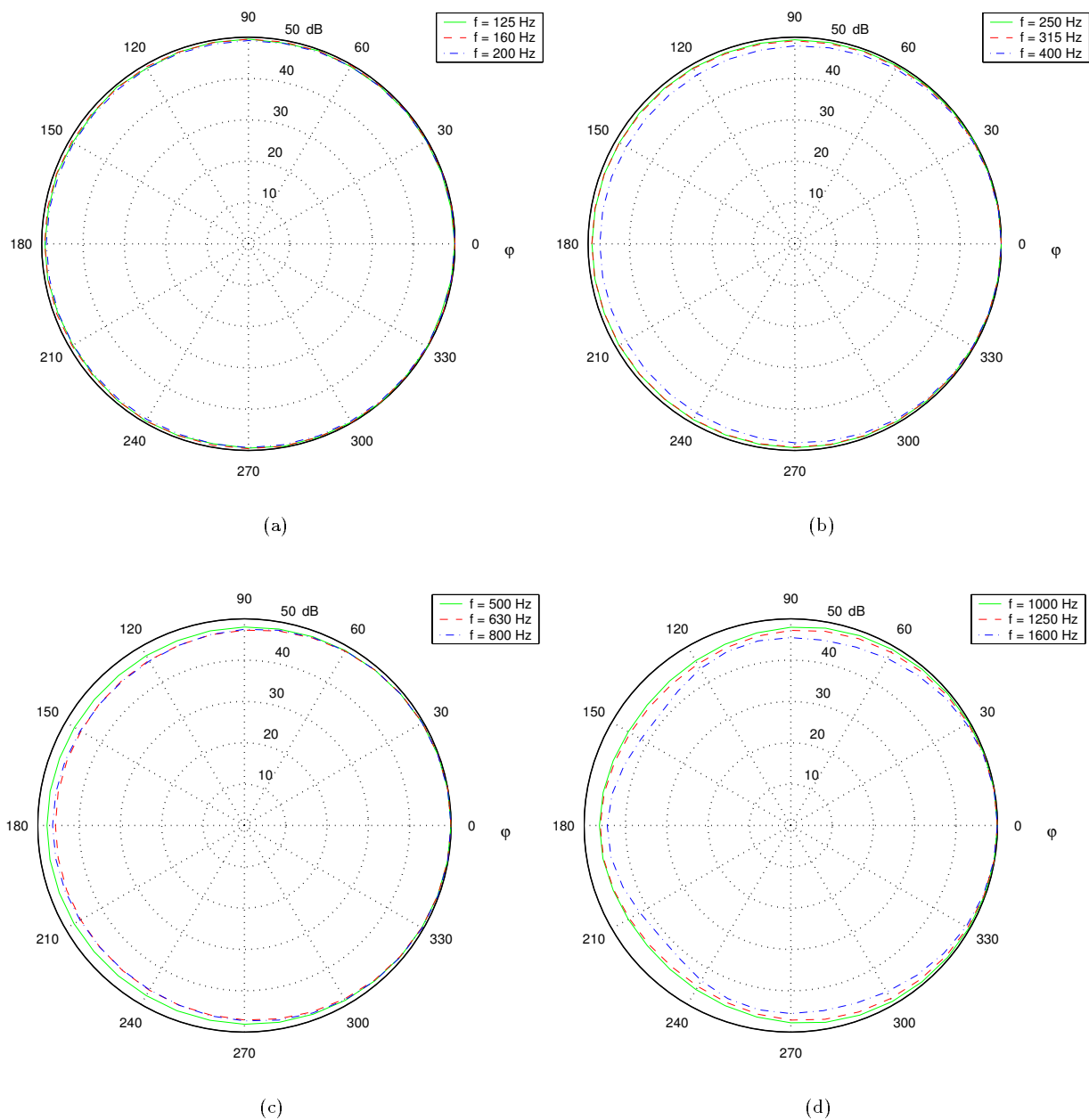


FIG. 6.8 - Diagramme de directivité moyen des 16 haut-parleurs pour les bandes de tiers d'octave de $f = 125$ Hz à 1.6 kHz

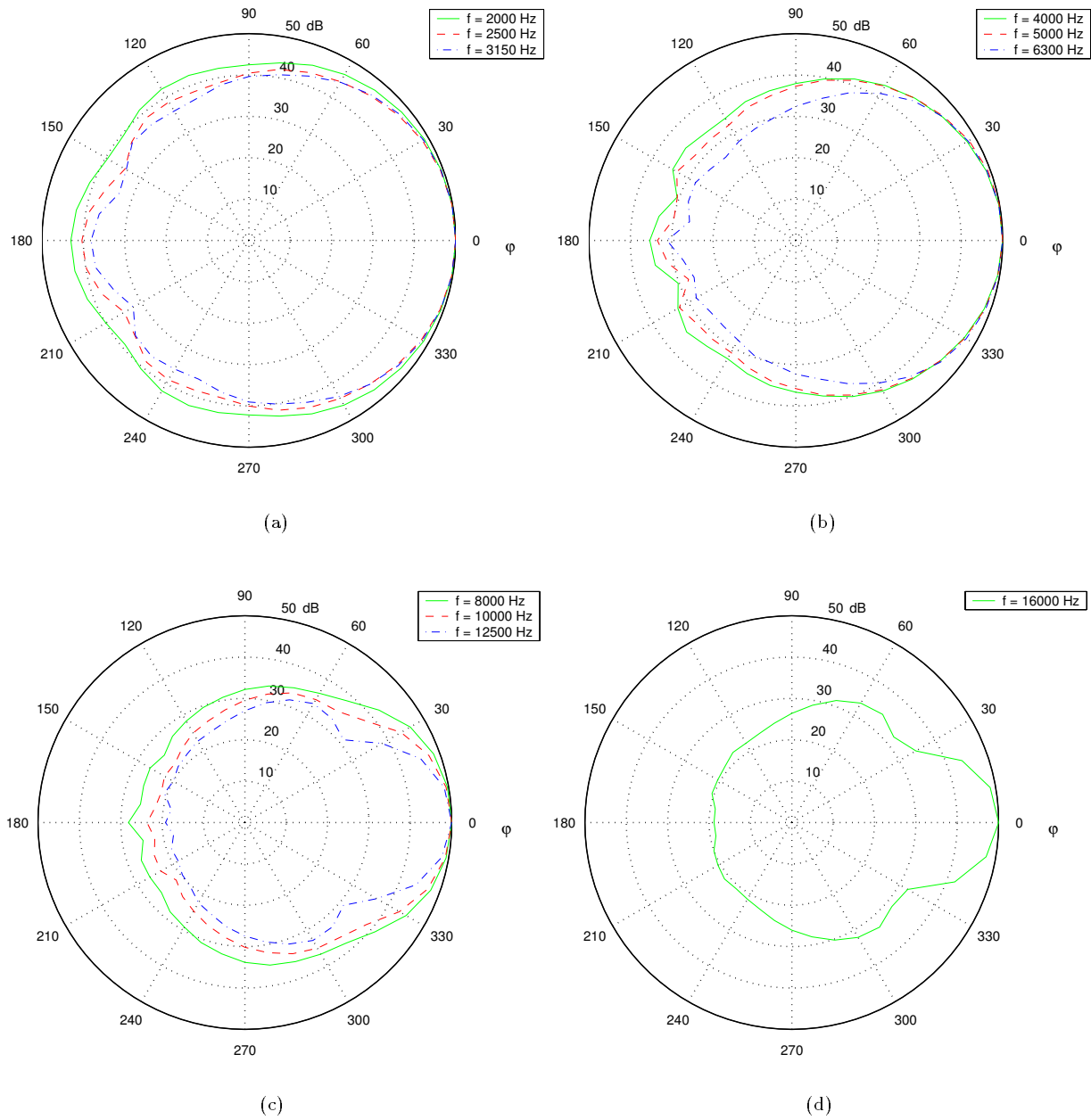


FIG. 6.9 - Diagramme de directivité moyen des 16 haut-parleurs pour les bandes de tiers d'octave de $f = 2$ kHz à 16 kHz

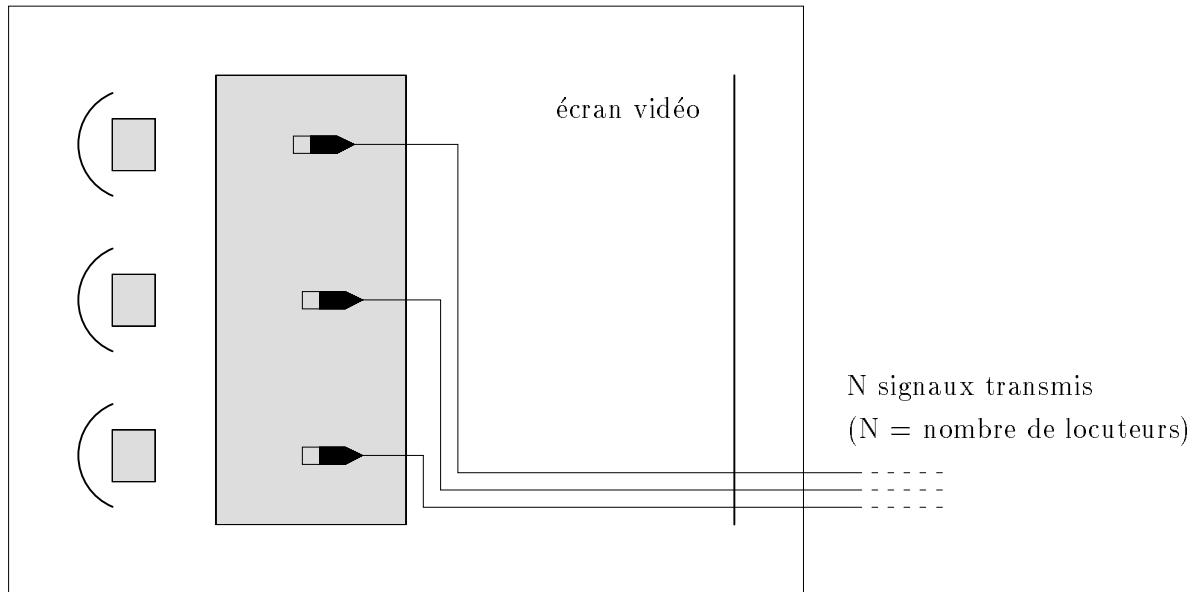


FIG. 6.10 - Système holophonique pour la visioconférence: Prise de son

6.2.2 Prise de son

Pour la prise de son, on se propose de mettre en œuvre le concept de source notionnelle. Au lieu de disposer une antenne de microphones derrière l'écran vidéo au voisinage de l'antenne de haut-parleurs dédiée à la restitution, on préfère enregistrer la voix des locuteurs au moyen de microphones de proximité placés devant eux sur la table de visioconférence (cf. Fig. 6.10). Outre qu'il réduit le nombre de microphones et par suite le nombre de signaux à transmettre entre les salles en communication, ce dispositif permet de minimiser le couplage entre les microphones et les haut-parleurs. Cependant il suppose que les locuteurs ne se déplacent pas et restent assis derrière la table. Cette hypothèse est raisonnable dans le contexte actuel des visioconférences, mais il faut prévoir qu'une plus grande liberté de mouvements sera souhaitée à l'avenir. En ce cas, on peut envisager d'étendre le concept de source notionnelle en assurant la prise de son par un réseau horizontal de microphones surélevés, ce qui risque toutefois de poser des problèmes de couplage entre microphones et haut-parleurs (cf. Chapitre 3). Une solution plus judicieuse du point de vue des problèmes de couplage consisterait à munir chaque locuteur d'un microphone cravate en liaison HF. Il faudrait alors identifier la position de chaque locuteur par un processus séparé — acoustique ou visuel — qui piloterait le calcul de propagation des sources notionnelles.

6.2.3 Traitement du signal

Dans l'absolu, un système holophonique ne requiert aucun traitement entre la prise et la restitution du son et c'est d'ailleurs un de ses avantages. Cependant, dans le cadre d'une approche simplifiée, on a vu que, pour réduire la complexité du réseau de sources secondaires, on est contraint d'intervenir sur les signaux microphoniques pour appliquer des facteurs correctifs. Le concept de source notionnelle à la prise de son introduit également des traitements. Par ailleurs, on veut corriger les défauts de réponse en fréquence des haut-parleurs par un filtre d'égalisation. Ainsi, le signal recueilli en sortie d'un microphone va subir au total trois opérations destinées à :

- simuler la propagation de la source notionnelle jusqu'au réseau de sources secondaires,
- compenser la troncature horizontale du réseau en appliquant la correction de la phase stationnaire,

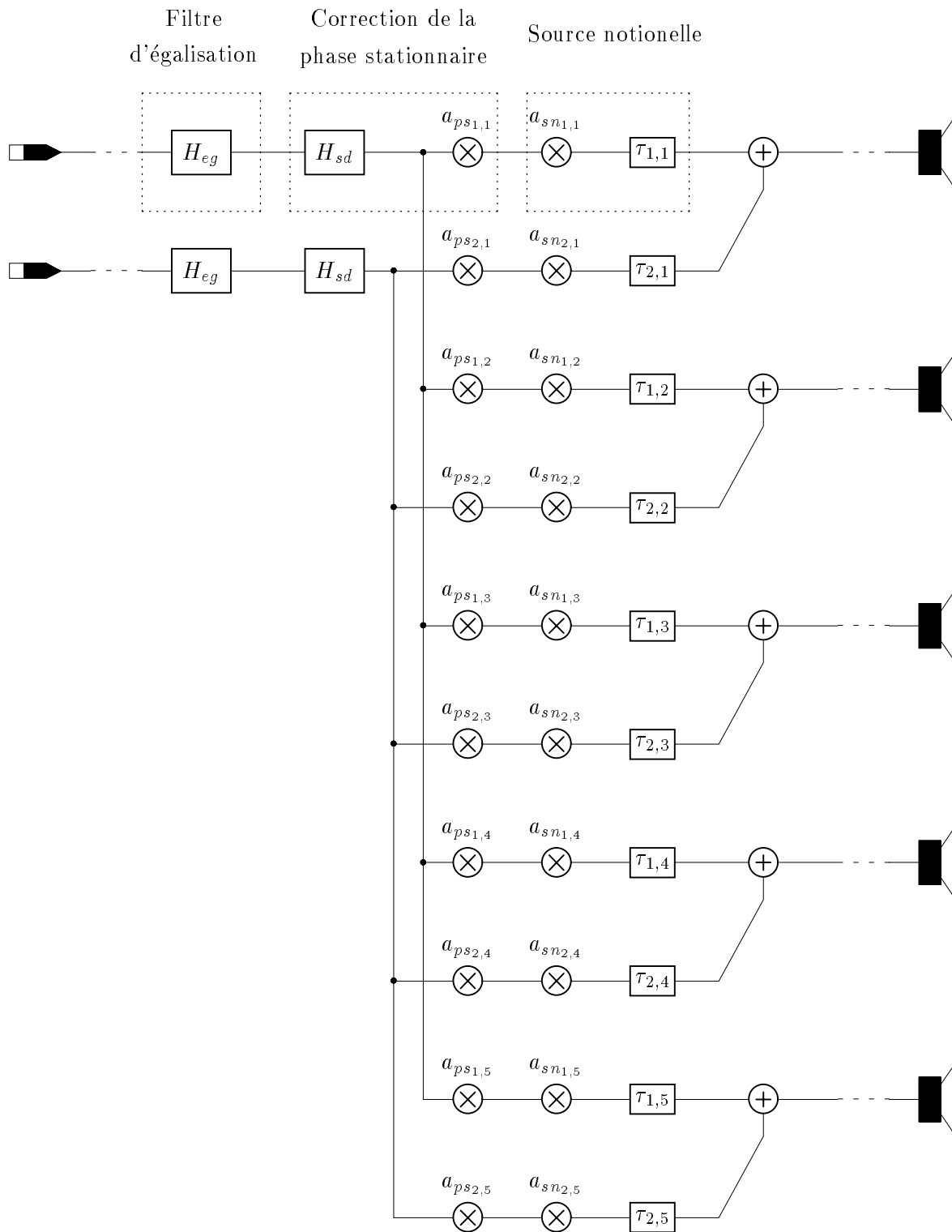


FIG. 6.11 - Synoptique du traitement appliqué aux signaux microphoniques

- corriger la réponse en fréquence des haut-parleurs au moyen d'un filtre d'égalisation.

Le synoptique du traitement est illustré sur la figure 6.11.

Mise en œuvre des sources notionelles

Pour propager chaque signal microphonique jusqu'au réseau de sources secondaires où seraient situés les capteurs théoriques, la propagation de l'onde acoustique est modélisée par un *gain* correspondant à la divergence sphérique et un *retard* lié au temps de propagation (cf. Chapitre 3). Il faut aussi tenir compte de la réponse du microphone virtuel théorique qui est associé à la source secondaire. En l'occurrence, il s'agit d'un microphone à gradient de pression orienté perpendiculairement au plan du réseau de sources secondaires (cf. Fig. 6.3).

En présence d'un monopôle situé en \vec{r}_s , on recueillerait théoriquement aux bornes du microphone indicé n placé au point \vec{r}_{0_n} un signal de la forme (cf. Equ. 6.1):

$$\frac{\partial p_0}{\partial y_0}(\vec{r}_{0_n}, \omega) = a_s(\omega) \cos \alpha_n \frac{1 + jk\rho_n}{\rho_n} \frac{e^{jk\rho_n}}{4\pi\rho_n} \quad (6.3)$$

avec:

$$\begin{cases} \vec{\rho}_n & = \vec{r}_0 - \vec{r}_s \\ \rho_n & = |\vec{\rho}_n| \\ \cos \alpha_n & = \frac{\vec{\rho}_n \cdot \vec{y}}{\rho_n} \end{cases}$$

Le signal du monopôle $a_s(\omega)$ est obtenu en rétropropageant le signal p_m capté par le microphone réel situé en \vec{r}_m jusqu'à la position de la source notionelle:

$$a_s(\omega) = p_m(\omega) 4\pi\sigma_n e^{-jk\sigma_n} \quad (6.4)$$

où:

$$\sigma_n = |\vec{r}_m - \vec{r}_s| .$$

Le signal de sortie du microphone théorique s'exprime donc en fonction du signal p_m recueilli en sortie du capteur réel par la relation:

$$\frac{\partial p_0}{\partial y_0}(\vec{r}_{0_n}, \omega) = p_m(\omega) \cos \alpha_n \frac{1 + jk\rho_n}{\rho_n} \frac{\sigma_n}{\rho_n} e^{jk(\rho_n - \sigma_n)} \quad (6.5)$$

Au total, on identifie donc trois termes qui interviennent dans la simulation du processus de propagation entre la source notionelle et le réseau de sources secondaires:

- un gain provenant de la *divergence sphérique*:

$$a_n = \frac{\sigma_n}{\rho_n}$$

- un retard résultant du *temps de propagation*:

$$\tau_n = \frac{\rho_n - \sigma_n}{c}$$

- un troisième terme lié à la réponse du microphone théorique:

$$\cos \alpha_n \frac{1 + jk\rho_n}{\rho_n}$$

Avec l'approximation de champ lointain ($k\rho_n \gg 1$), ce dernier terme devient:

$$\lim_{k\rho_n \rightarrow +\infty} \left(\cos \alpha_n \frac{1 + jk\rho_n}{\rho_n} \right) = jk \cos \alpha_n \quad (6.6)$$

Compte tenu du fait que le terme jk se simplifie avec le terme $\frac{1}{\sqrt{jk}}$ du facteur correctif de la phase stationnaire, le comportement du microphone théorique est ainsi modélisé par un simple terme de directivité $\cos \alpha_n$ qui ne dépend plus de la fréquence, mais uniquement de la géométrie des sources et des microphones. Dans la version initiale du prototype, on se contentera de ce modèle approché qui repose sur l'hypothèse selon laquelle les sources primaires sont situées suffisamment loin du réseau de sources secondaires. Par suite, la simulation de la propagation des sources notionelles se réduit à un gain et un retard dont les valeurs sont données par:

$$\begin{cases} a_n &= \frac{\sigma_n}{\rho_n} \cos \alpha_n \\ \tau_n &= \frac{\rho_n - \sigma_n}{c} \end{cases} \quad (6.7)$$

En ce qui concerne l'application du retard, il faut remarquer qu'on travaille sur des signaux numériques. Or, pour retarder un signal numérique, deux solutions sont possibles:

- utiliser une ligne à retard numérique classique, auquel cas il n'est possible de retarder le signal que d'un nombre entier d'échantillons,
- avoir recours aux techniques de retard fractionnaire qui, par différentes méthodes, permettent de réaliser des retards correspondant à une fraction d'échantillon [Valimaki, 1994] [Laakso *et al.*, 1994].

Les systèmes développés au laboratoire d'Acoustique de l'U.T.D. ne mettent pas en œuvre des techniques de retard fractionnaire et se contentent d'appliquer des retards tronqués à l'échantillon. Leur évaluation n'a pas mis en évidence de dégradation significative du rendu sonore. La version initiale du prototype réalisé au C.N.E.T. n'a pas non plus recours aux méthodes de retard fractionnaire. La fréquence d'échantillonnage étant de $F_e = 32$ kHz, la troncature des retards à l'échantillon correspond à une erreur maximale de 0.03125 ms. Une telle erreur n'est pas sensible dans les basses fréquences, du moins jusqu'aux fréquences de l'ordre de $\frac{F_e}{8} = 4$ kHz, voire $\frac{F_e}{4} = 8$ kHz. Or, à ces fréquences, la restitution est déjà perturbée par les phénomènes de repliement spectral, ce qui rend négligeables les effets de la troncature des retard. On envisage néanmoins d'implémenter des méthodes de retard fractionnaire¹ dans les versions ultérieures, afin d'en valider ou non la pertinence.

Correction de la phase stationnaire

Le facteur de correction de la phase stationnaire η_{PS} comprend deux termes (cf. Chapitre 3):

- un *gain* indépendant de la fréquence, mais qui dépend de la position de la source primaire \vec{r}_s et de la position d'écoute \vec{r} :

$$a_{ps} = \sqrt{\frac{\rho_n R_n}{2\pi(\rho_n + R_n)}} \quad (6.8)$$

- un *filtre* dont la réponse en fréquence est définie par:

$$H_{ps}(f) = \sqrt{\frac{c}{j2\pi f}} \quad (6.9)$$

En outre, il faut multiplier le second terme par le facteur jk issu des sources notionelles. Il vient finalement:

$$H_{ps}(f) = \sqrt{\frac{j2\pi f}{c}} \quad (6.10)$$

On rappelle que la version initiale du prototype n'applique aucune correction de la phase stationnaire. Nous allons néanmoins décrire la procédure envisagée pour la mettre en œuvre. L'implémentation du gain se heurte au problème de la *dépendance en \vec{r}_s et \vec{r}* qui est impossible à réaliser en pratique, attendu qu'une

1. A cette occasion, on se propose d'appliquer une approche innovante mise au point au C.N.E.T. et qui utilise des filtres R.I.F. à $N = 4$ coefficients [Täger, 1997].

seule valeur de gain peut être appliquée pour un haut-parleur donné. Toutefois, comme la prise de son utilise le concept de source notionnelle, la position de la source primaire est identifiée et fixée pour chaque signal microphonique et il est donc possible d'appliquer aux signaux microphoniques un gain qui en dépende. En revanche, pour la dépendance sur la position d'écoute, il est impossible de la prendre en compte, sauf à imposer une position d'écoute fixe, mais, quoi qu'il en soit, on ne peut pas appliquer simultanément les corrections associées à plusieurs positions d'écoute, ce qui anéantit l'atout essentiel du système, à savoir une zone d'écoute étendue. L'étude menée au chapitre 5 sur l'approximation de la phase stationnaire a cependant montré qu'on peut s'affranchir de la dépendance sur la position d'écoute en appliquant une correction définie pour une position d'écoute moyenne correspondant au centre de la zone d'écoute. On se propose de mettre en œuvre cette solution.

Quant au filtre, on se rend compte qu'il s'agit à un facteur multiplicatif près d'un *filtre semi-dérivateur* [Oldham & Spanier, 1974]. On reconnaît en effet dans sa réponse en fréquence H_{ps} (cf. Equ. 6.10), le terme:

$$\sqrt{j2\pi f} = \sqrt{j\omega}$$

qui correspond bien à une dérivation d'ordre $\frac{1}{2}$ dans le domaine temporel, c'est-à-dire une *semi-dérivation*. Ce filtre semi-dérivateur s'implante sous la forme d'un filtre R.I.F. dont les N coefficients h_{sd_i} pour i variant de 0 à $(N-1)$ sont donnés par:

$$\left\{ \begin{array}{l} h_{sd_0} = \sqrt{F_e} \\ h_{sd_1} = -\frac{\sqrt{F_e}}{2} \\ \vdots \\ h_{sd_i} = -\sqrt{F_e} \frac{\frac{1}{2} \frac{3}{2} \cdots (i-\frac{3}{2})}{2^{(i)}} \\ \vdots \\ h_{sd_{N-1}} = -\sqrt{F_e} \frac{\frac{1}{2} \frac{3}{2} \cdots (N-\frac{5}{2})}{2^{[(N-1)!]}} \end{array} \right. \quad (6.11)$$

On a opté pour un filtre de longueur $N = 64$ coefficients. La figure 6.12 reproduit le module $A_{sd}(f)$ et la phase $\phi_{sd}(f)$ de sa réponse en fréquence:

$$H_{sd}(f) = A_{sd}(f) e^{j\phi_{sd}(f)} \quad (6.12)$$

Filtre d'égalisation des haut-parleurs

Egaliser la réponse en fréquence des haut-parleurs consiste à filtrer leur signal d'entrée par un filtre dont la réponse en fréquence correspond à la fonction inverse de leur réponse. Il serait possible de filtrer chaque haut-parleur par un filtre spécifique calculé à partir de sa propre réponse en fréquence, mais, étant donné l'homogénéité des caractéristiques des haut-parleurs, on préfère utiliser un filtre unique calculé à partir de la réponse en fréquence moyenne des haut-parleurs, dans le souci d'alléger le coût du traitement. Soit:

$$H_{hp}(f) = A_{hp}(f) e^{j\phi_{hp}(f)} \quad (6.13)$$

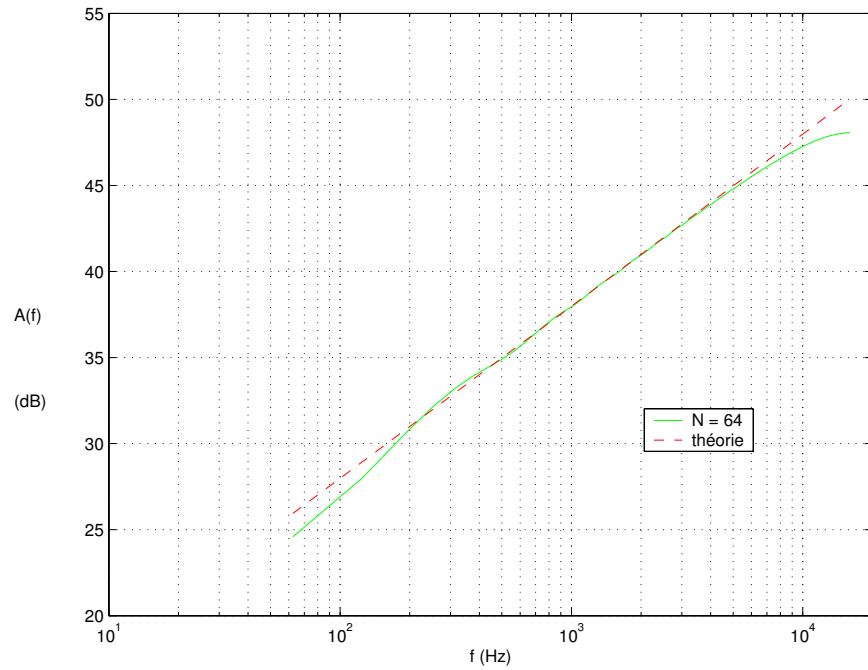
la réponse en fréquence moyenne des haut-parleurs, le filtre d'égalisation a donc pour réponse en fréquence:

$$H_{eg}(f) = \frac{1}{H_{hp}(f)} \quad (6.14)$$

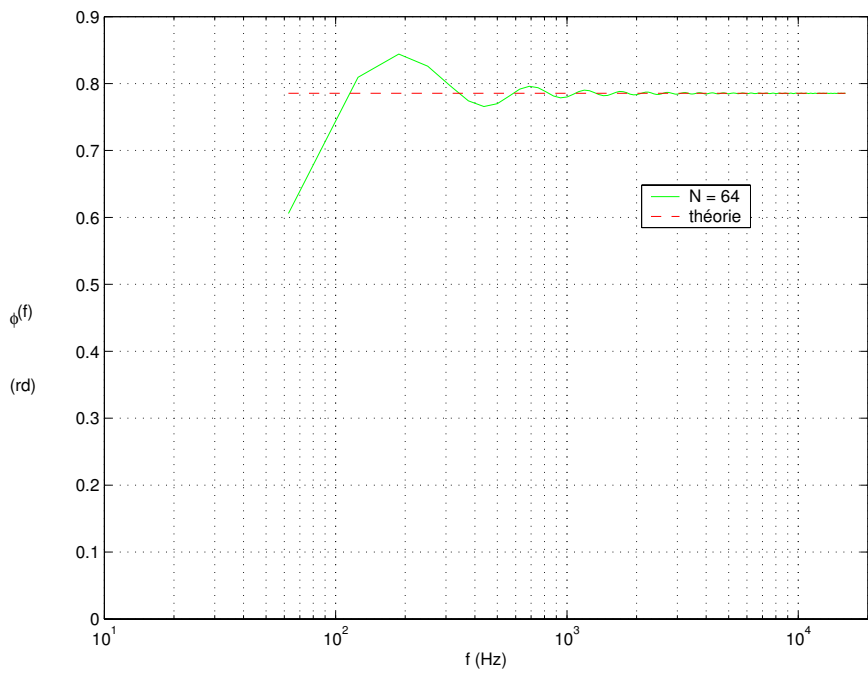
On va chercher à modéliser ce filtre par un *filtre R.I.I. à phase minimale*. Cette solution, qui a été utilisée avec succès pour implanter des filtres d'égalisation dans des systèmes transauraux [Marin, 1996], donne en effet de bons résultats pour une complexité réduite. En particulier, le filtre obtenu possède une réponse impulsionnelle courte. Parmi les différentes solutions possibles, la solution à phase minimale détermine en effet le filtre dont la réponse impulsionnelle est la plus courte.

Dans un filtre à phase minimale, le module A_{pm} et la phase ϕ_{pm} de sa réponse en fréquence sont liés par les relations de Bayer-Bode, c'est-à-dire que la phase s'exprime en fonction du logarithme du module par la relation:

$$\phi_{pm}(f) = v.p. \int_{-\frac{F_e}{2}}^{+\frac{F_e}{2}} \log_{10}[A_{pm}(f')] \cotg[\pi(f - f')] df' \quad (6.15)$$



(a) Module $A_{sd}(f)$



(b) Phase $\phi_{sd}(f)$

FIG. 6.12 - Réponse en fréquence du filtre semi-dérivateur — filtre R.I.F. à $N = 64$ coefficients — (la réponse théorique est définie par $H_{th}(f) = \sqrt{2\pi f}$)

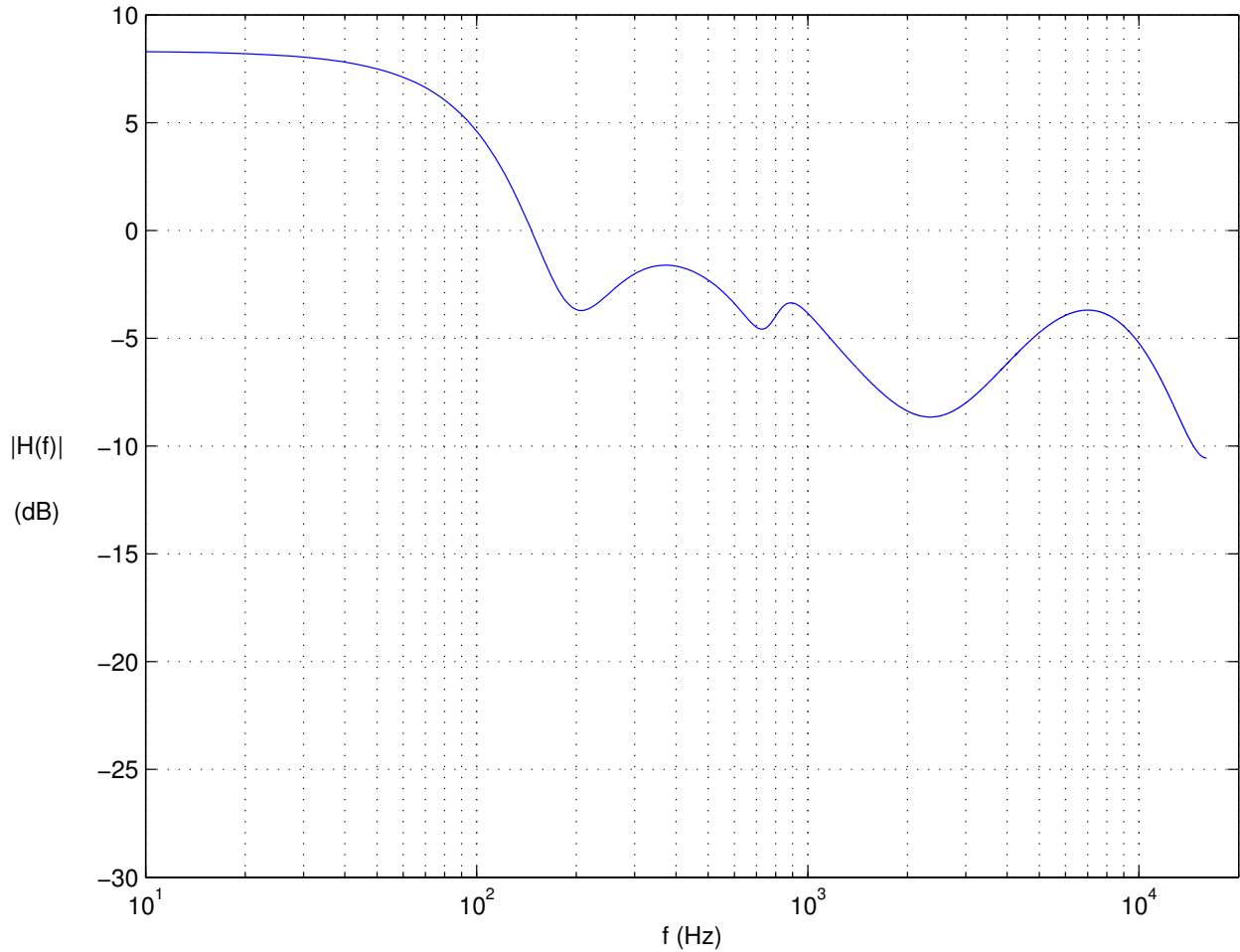


FIG. 6.13 - Module de la réponse en fréquence du filtre d'égalisation (Filtre R.I.I. à $N = 8$ coefficients)

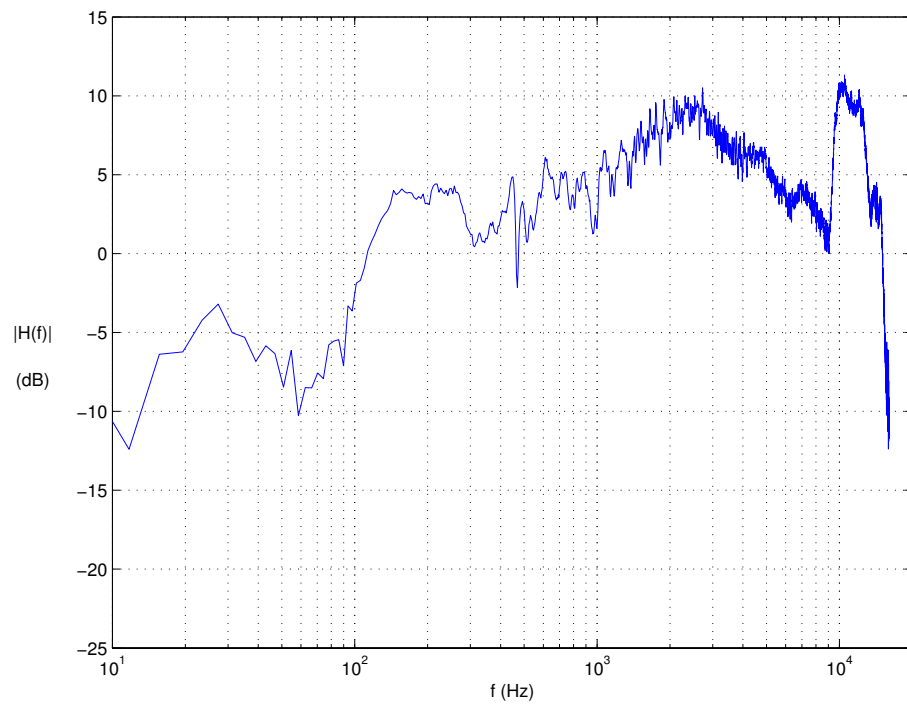
où *v.p.* désigne la valeur principale de l'intégrale [Reinhard, 1989]:

$$v.p. \int_{-\frac{F_c}{2}}^{+\frac{F_c}{2}} U(f') df' = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \left[\int_{-\frac{F_c}{2}}^{\epsilon} U(f') df' + \int_{\epsilon}^{-\frac{F_c}{2}} U(f') df' \right] \quad (6.16)$$

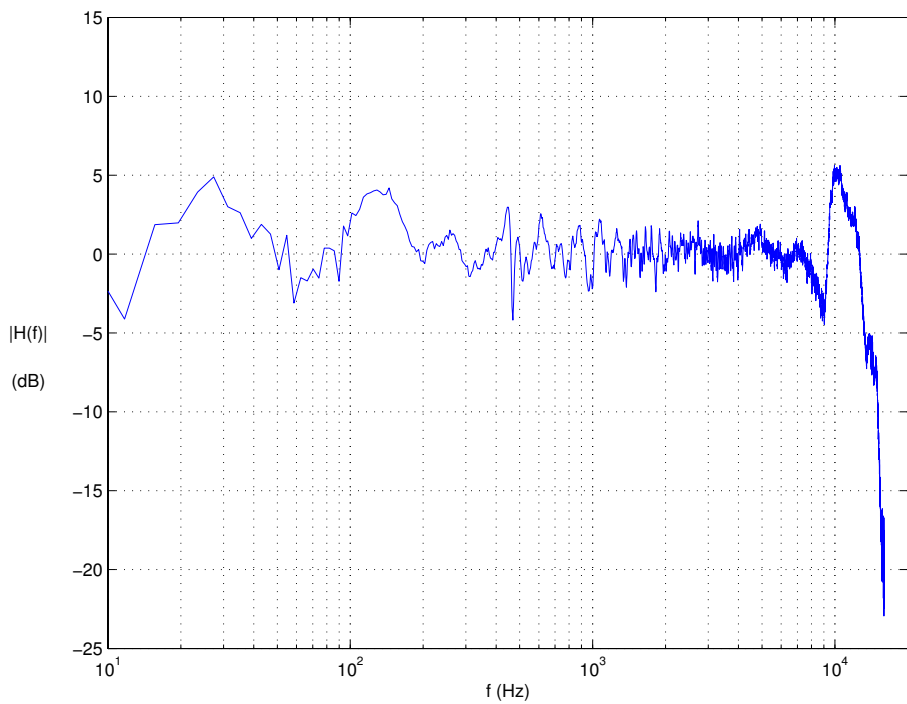
Ainsi, le filtre d'égalisation à phase minimale est uniquement défini par son module A_{pm} qui correspond à l'inverse du module de la réponse en fréquence moyenne des haut-parleurs A_{hp} :

$$A_{pm}(f) = \frac{1}{A_{hp}(f)} \quad (6.17)$$

Sa phase ϕ_{pm} s'en déduit par les relations de Bayer-Bode (cf. Equ. 6.15). Ce filtre peut alors être synthétisé sous la forme d'un filtre R.I.I. par une méthode des moindres carrés. La réponse en fréquence du filtre obtenu est représentée sur la figure 6.13. La figure 6.14 reproduit la réponse en fréquence d'un haut-parleur avant et après égalisation par le filtre.



(a) Réponse non égalisée



(b) Réponse égalisée

FIG. 6.14 - Module de la réponse en fréquence moyenne des haut-parleurs avant et après égalisation

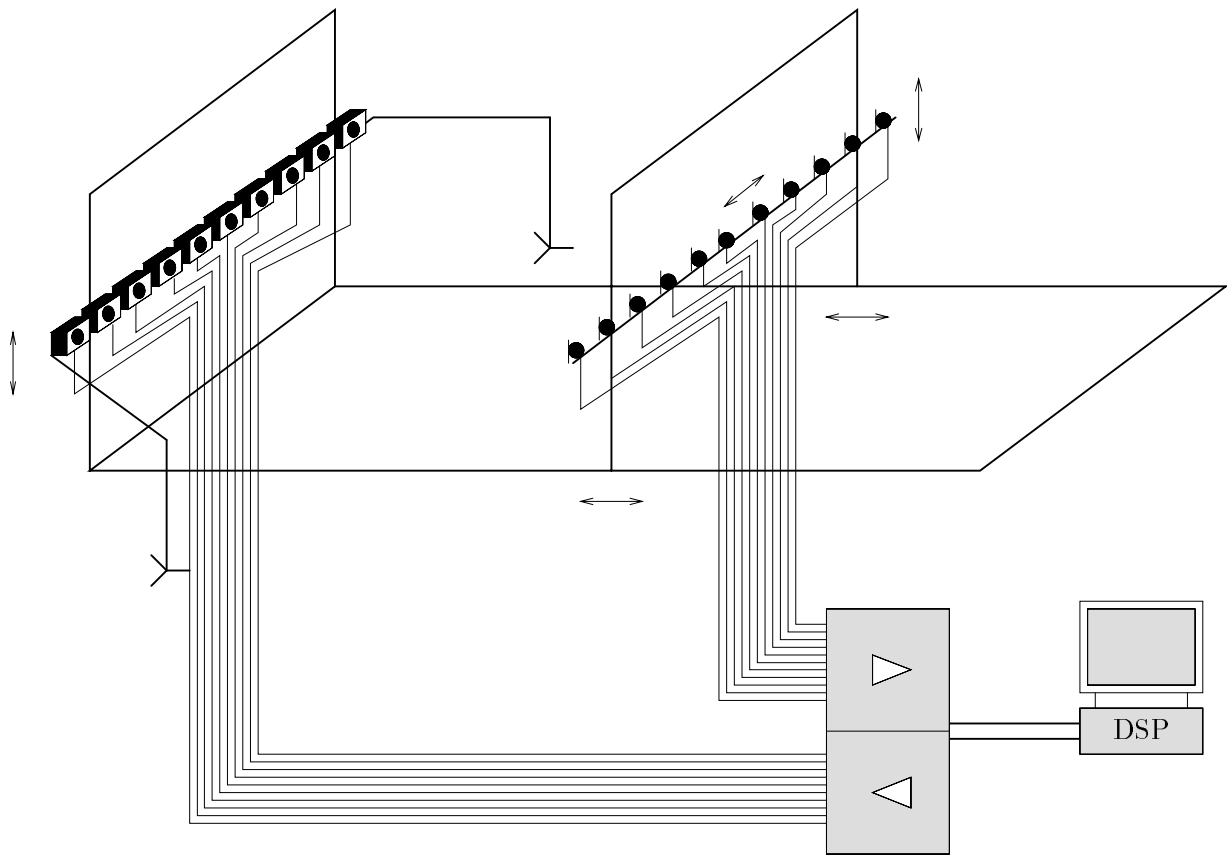


FIG. 6.15 - Système holophonique pour la visioconférence: Prototype réalisé au C.N.E.T.

6.3 Expérimentations

6.3.1 Montage expérimental

La section précédente vient de décrire un système holophonique conçu pour le contexte de visioconférence. Un prototype de ce système a été construit au C.N.E.T. afin d'évaluer le comportement d'un système réel et de déterminer ce qu'il peut apporter à la restitution du son en visioconférence.

Le prototype comprend une antenne de $N = 16$ haut-parleurs associés à une carte DSP² dédié au traitement des signaux microphoniques (cf. Fig. 6.15). En ce qui concerne le traitement implémenté dans la carte DSP, tous les modules décrits à la section précédente ne sont pas opérationnels: la figure 6.16 reproduit le schéma du traitement effectif. Dans cette première série d'expérimentations, on s'est focalisé sur la restitution du son. C'est pourquoi aucun système de prise de son n'est connecté en entrée de la carte de traitement qui est directement alimentée par des signaux enregistrés au préalable. La prise de son est en quelque sorte simulée, encore que ce dispositif ne soit pas très éloigné du concept de source notionnelle.

Les haut-parleurs sont montés sur une barre métallique qui se décompose en trois éléments (cf. Fig. 6.15): une partie fixe et deux éléments articulés disposés à ses extrémités. Cette construction permet de varier la géométrie de l'antenne de haut-parleurs, avec en particulier la possibilité d'utiliser les antennes de Rayleigh généralisées (cf. Chapitre 3). En aval des haut-parleurs est disposée une antenne de $N = 16$ microphones également espacés de $\Delta = 15$ cm et qui sont destinés à caractériser l'onde synthétisée par

2. Texas Instrument IC40

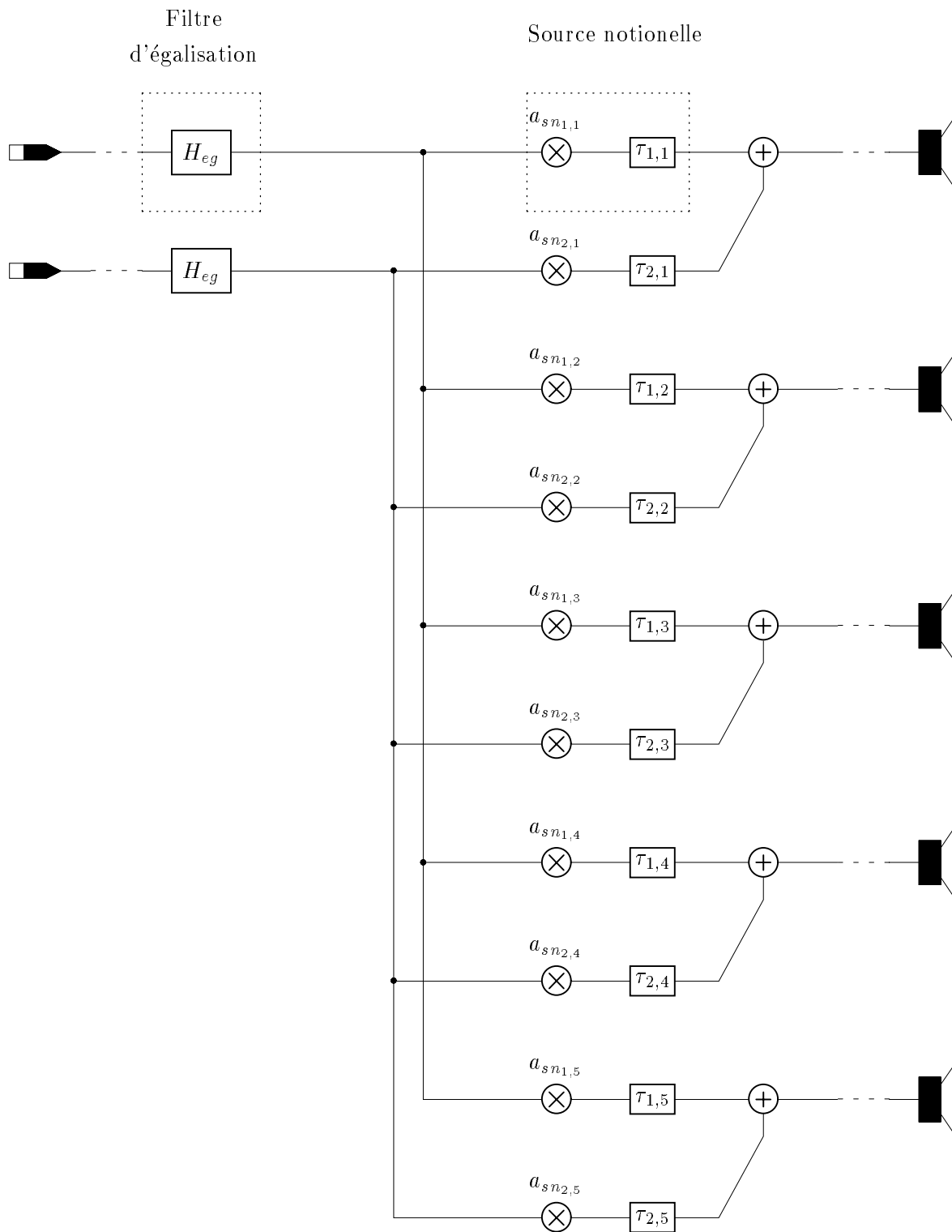
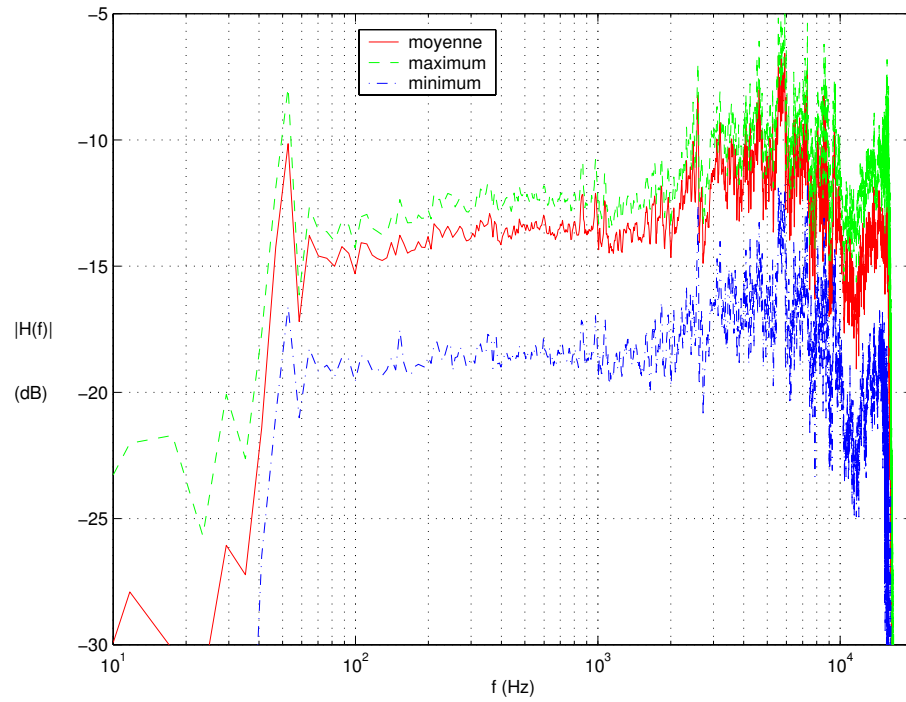
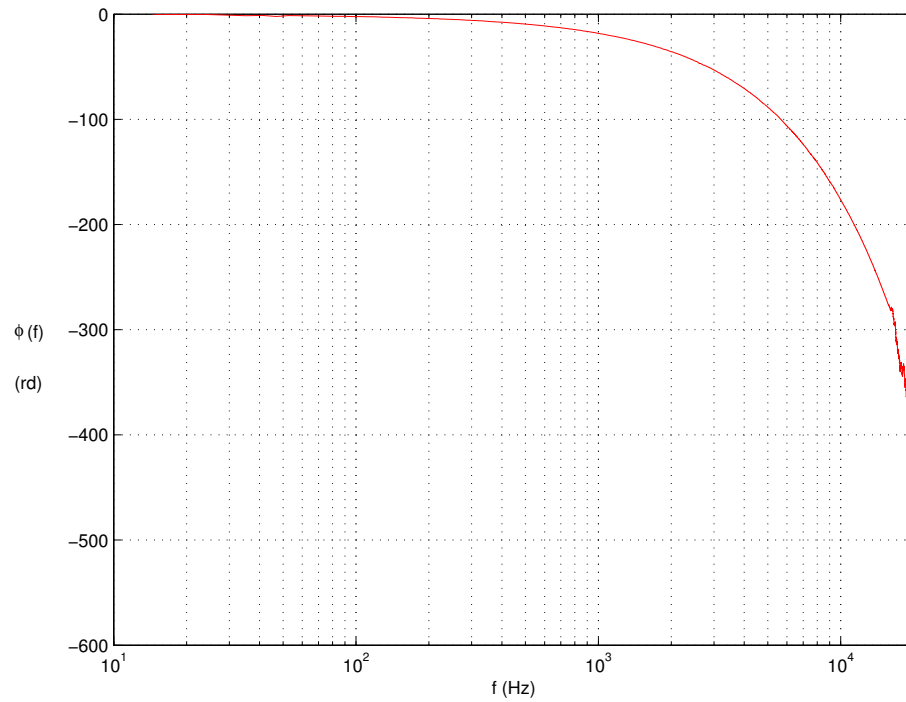


FIG. 6.16 - Prototype holophonique: Synoptique du traitement implémenté



(a) Module



(b) Phase

FIG. 6.17 - Réponse en fréquence moyenne des 16 microphones ($\varphi = 0^\circ$)

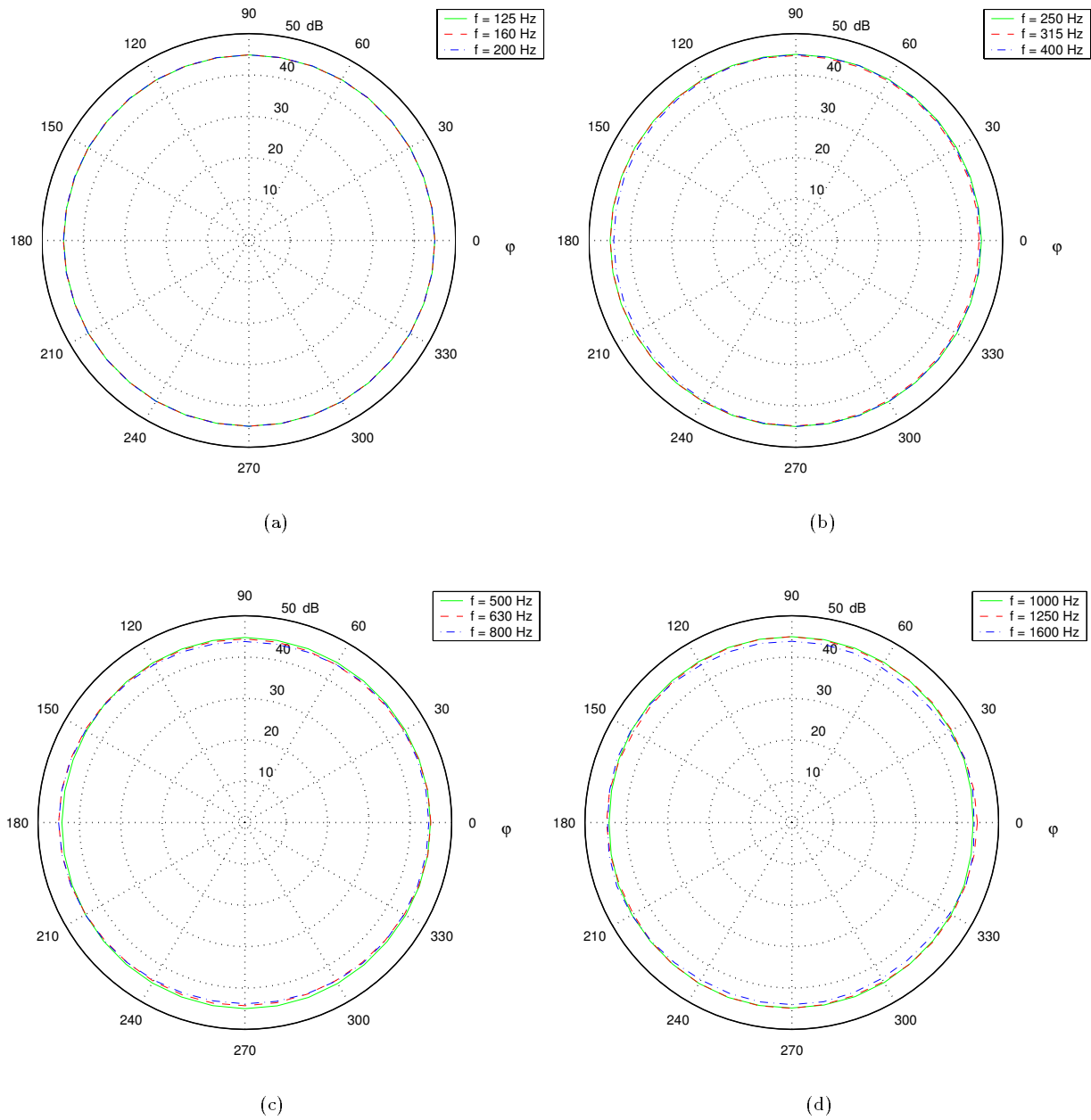


FIG. 6.18 - Diagramme de directivité moyen des 16 microphones pour les bandes de tiers d'octave de $f = 125$ Hz à 1.6 kHz

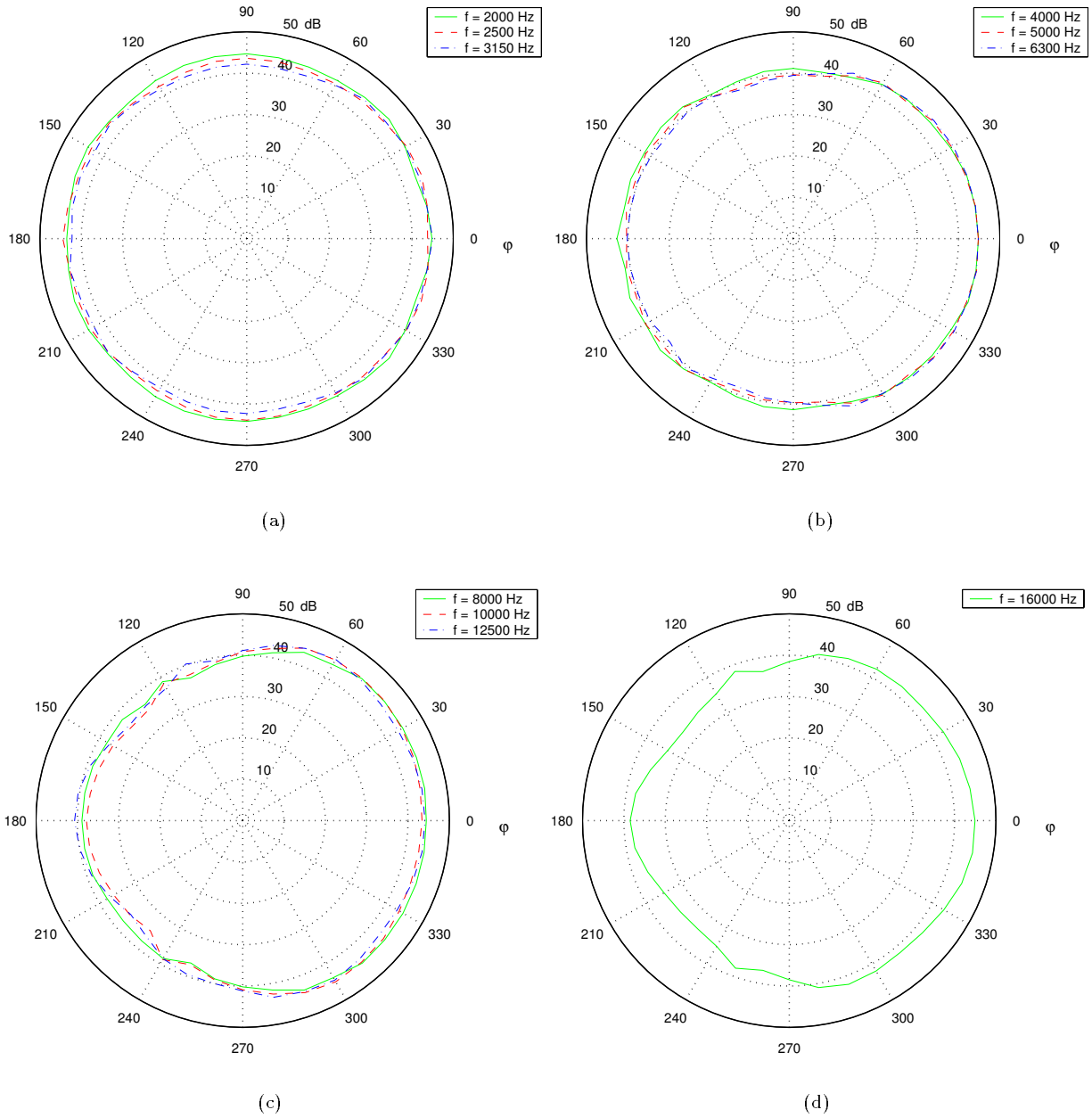


FIG. 6.19 - Diagramme de directivité moyen des 16 microphones pour les bandes de tiers d'octave de $f = 2$ kHz à 16 kHz

l'antenne de haut-parleurs. L'antenne de microphones est légèrement décalée par rapport à celle de haut-parleurs. Les microphones sont des capsules à électret de marque Sennheiser (modèle MK4) de bande passante [100 Hz - 16 kHz] et de caractéristique omnidirectionnelle. Il s'agit de capsules de petites dimensions, puisque leur diamètre est inférieur à 5 mm. Ce sont d'ailleurs ces modèles de capsules qui sont utilisés pour les enregistrements binauraux: en ce cas, elles sont placées à l'entrée du canal auditif. Leur petite taille, associée à une bande passante étendue, les rend bien indiquées pour la conception d'antennes acoustiques. Les figures 6.17, 6.18 et 6.19 reproduisent leurs caractéristiques mesurées en chambre anéchoïque, en termes de réponse en fréquence et de diagramme de directivité. Les deux antennes de transducteurs sont disposées sur une structure mécanique qui permet de positionner précisément les haut-parleurs et les microphones, à la fois dans le plan horizontal — axes \vec{x} et \vec{y} — et en hauteur — axe \vec{z} — (cf. Fig. 6.15).

6.3.2 Protocole de mesure

Les mesures de caractérisation du système sont basées sur des mesures de réponses impulsionnelles à partir de séquences M.L.S., en moyennant les résultats sur plusieurs acquisitions. Les séquences MLS sont filtrées afin d'identifier leur spectre à celui d'une impulsion gaussienne (cf. Annexe F). La procédure de mesure est alors la suivante: une séquence MLS filtrée est appliquée à l'entrée de la carte DSP de traitement et les microphones enregistrent l'onde restituée par les haut-parleurs le long d'une ligne parallèle à l'antenne de haut-parleurs.

Les signaux recueillis par les $N = 16$ microphones sont ensuite visualisés en fonction du temps, ce qui constitue la *cartographie spatio-temporelle* de l'onde synthétique. Ces images peuvent être directement comparées aux simulations numériques présentées au cours du chapitre 3, par exemple. On vérifie ainsi la concordance entre les distributions spatio-temporelles de l'onde virtuelle et de l'onde primaire qu'on cherche à synthétiser. Deux campagnes de mesures ont été menées: la première en chambre anéchoïque, la seconde dans un studio de visioconférence. La configuration des haut-parleurs et des microphones, ainsi que les positions des sources primaires qu'on a voulu simuler est illustrée sur la figure 6.20.

La prochaine étape consisterait à compléter cette caractérisation objective par des tests d'écoute.

6.3.3 Chambre anéchoïque

Les figures 6.21a et 6.22a reproduisent l'onde synthétisée en chambre anéchoïque par l'antenne de haut-parleurs pour une source primaire respectivement située en s_1 et s_2 . Cette onde peut être comparée à l'onde théorique³ qui aurait été émise par un monopôle (cf. Fig. 6.21b & 6.22b).

On observe comment le front d'onde primaire est bien reconstruit par le système holophonique, quelle que soit la position de la source primaire. En arrière du front d'onde, on distingue un signal résiduel d'erreur qui résulte principalement:

- des ondes diffractées générées par la troncature du réseau de sources secondaires (cf. Chapitre 5),
- de la réponse impulsionnelle des haut-parleurs qui tend à prolonger le front d'onde synthétisé.

L'amplitude de l'onde résiduelle reste toutefois très faible en comparaison du front d'onde principal.

6.3.4 Studio de visioconférence

L'onde restituée par le système holophonique dans un studio de visioconférence est illustrée sur les figures 6.23 et 6.24. La reconstruction du front d'onde primaire reste correcte, mais il est maintenant suivi d'un champ réverbéré qui résulte des réflexions de l'onde synthétique sur les murs de la salle. On identifie en particulier la réflexion issue du mur situé derrière l'antenne de haut-parleurs. Il est néanmoins peu probable que la localisation des sources virtuelles soit fortement perturbée par l'effet de salle, en vertu de la loi du premier front d'onde ou effet de Haas, d'après lequel la position de la source virtuelle est jugée sur le premier front d'onde perçu par l'auditeur. Dans la mesure où ce dernier est correctement restitué par le système, la localisation des sources virtuelles n'est donc pas dégradée par la présence de réflexions. Or, la reproduction de la position et des mouvements des sources sonores constitue bien l'enjeu principal de notre système. La

3. On rappelle qu'il s'agit de simulations numériques

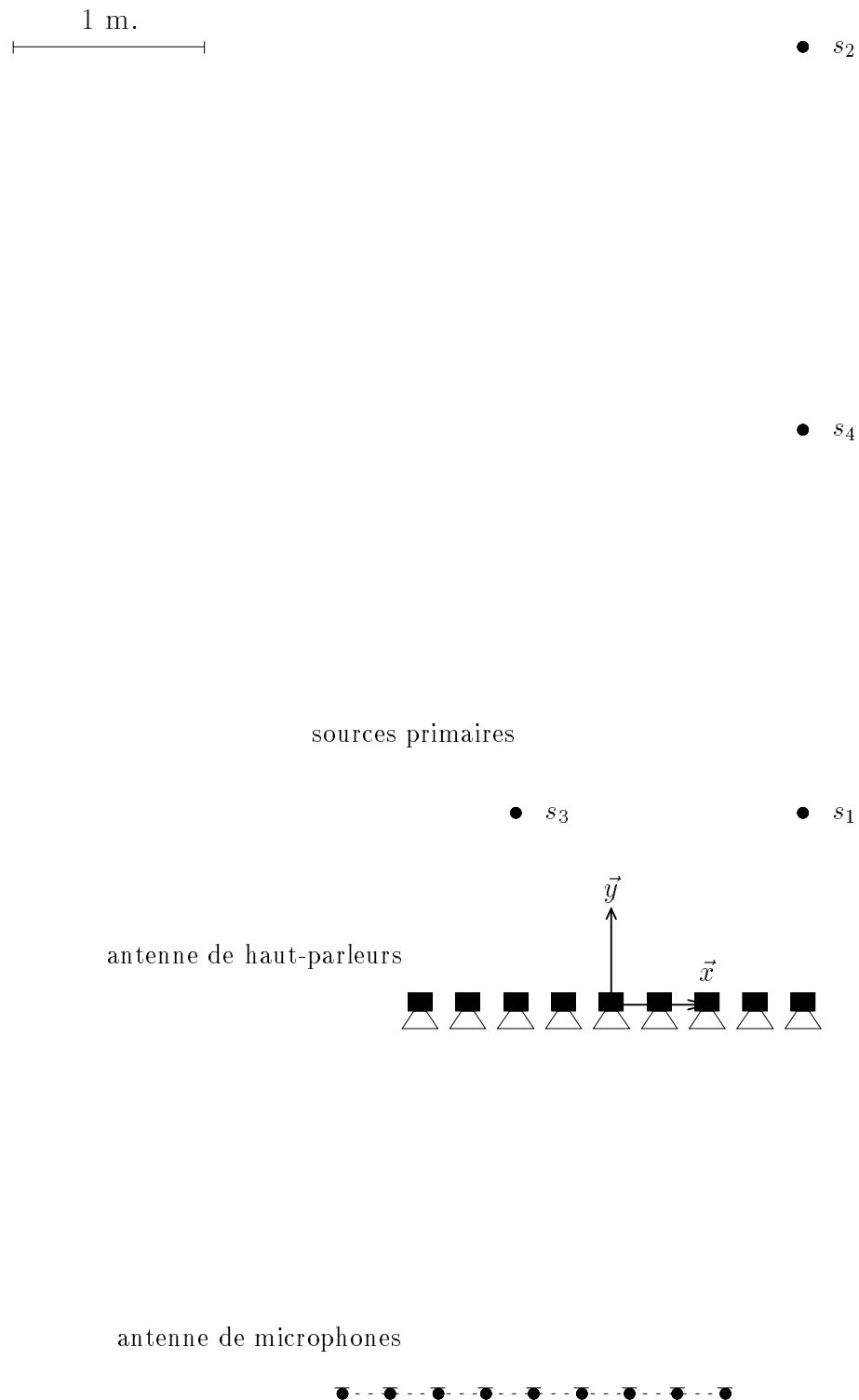
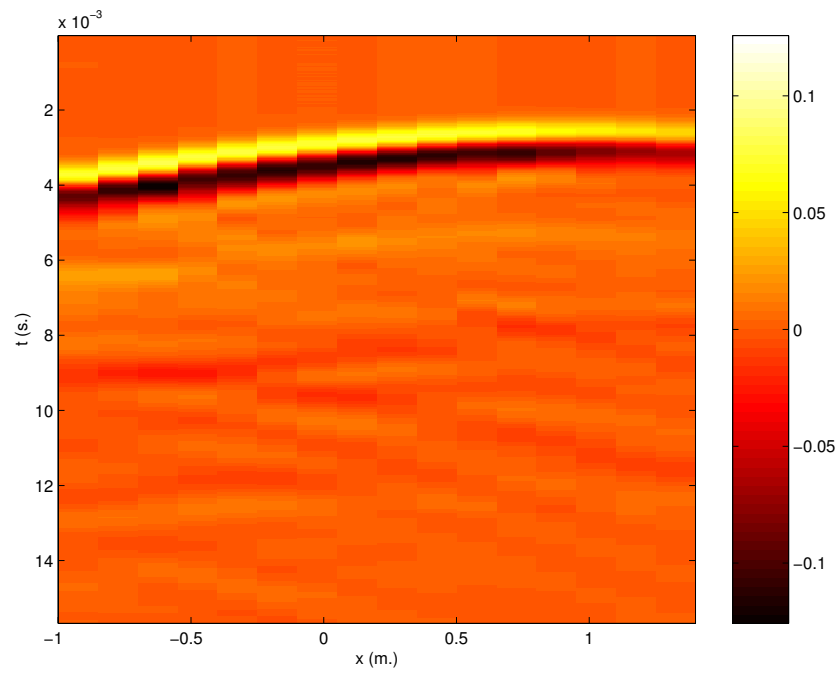
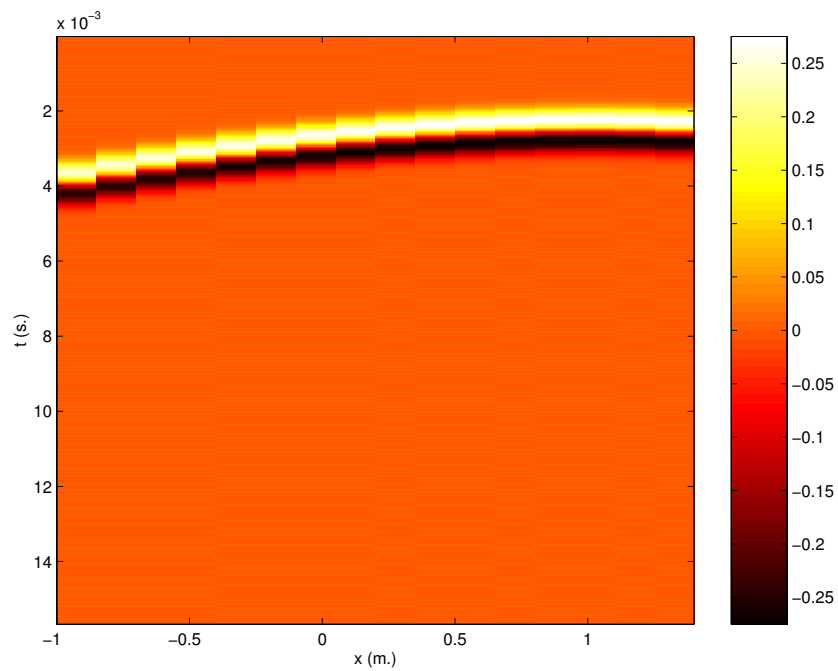


FIG. 6.20 - Configuration de mesure: Positions relatives des haut-parleurs, des microphones et des sources primaires synthétisées (sources primaires en $s_1[1., 1., 0.]$, $s_2[1., 5., 0.]$, $s_3[-0.5, 1., 0.]$ ou $s_4[1., 3., 0.]$, antenne rectiligne de $N = 16$ haut-parleurs espacés de $\Delta = 0.15$ m., antenne rectiligne de $N = 16$ microphones espacés de $\Delta = 0.15$ m.)

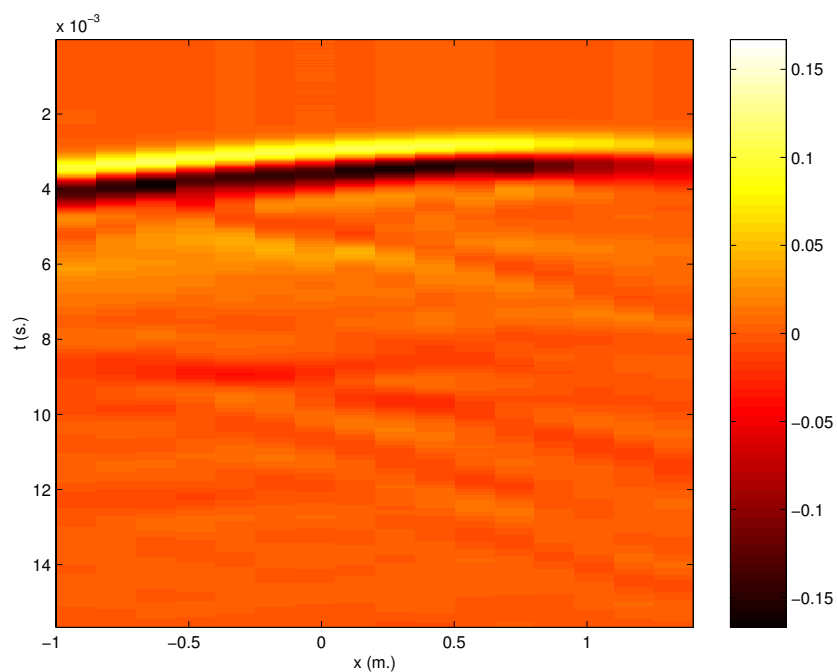


(a) Système holophonique (mesure)

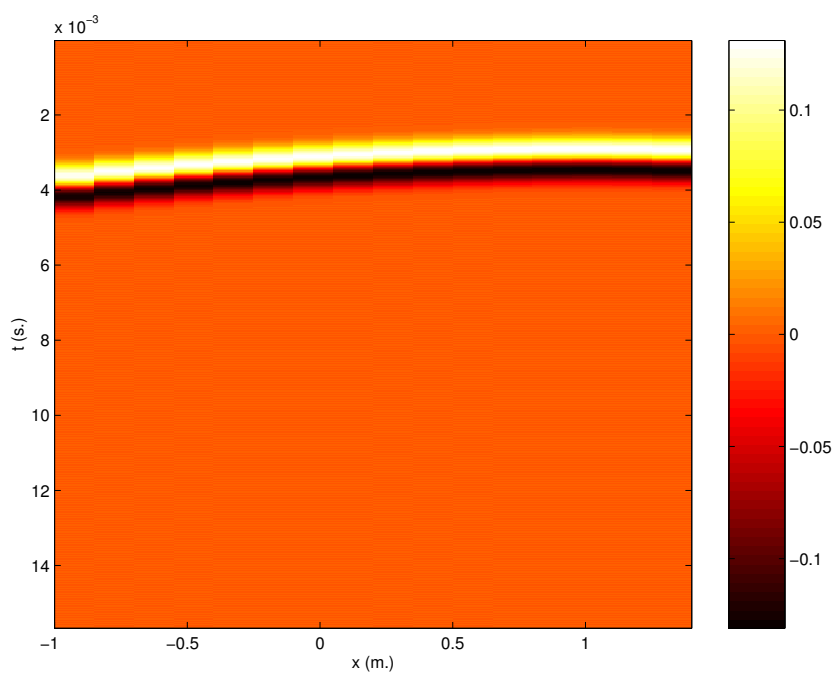


(b) Source primaire (simulation)

FIG. 6.21 - Prototype holophonique mesuré en chambre anéchoïque: Source primaire en s_1 ($f = 500$ Hz, antenne rectiligne de $N = 16$ haut-parleurs espacés de $\Delta = 0.15$ m., antenne rectiligne de $N = 16$ microphones espacés de $\Delta = 0.15$ m. en $y = -2.63$ m., cf. Fig. 6.20, cf. Annexes E & F)

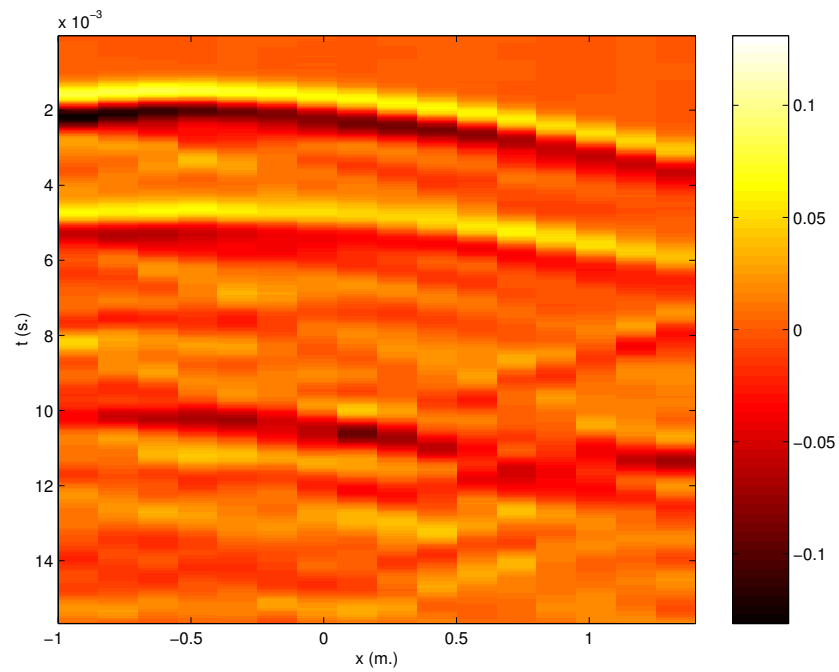


(a) Système holophonique (mesure)

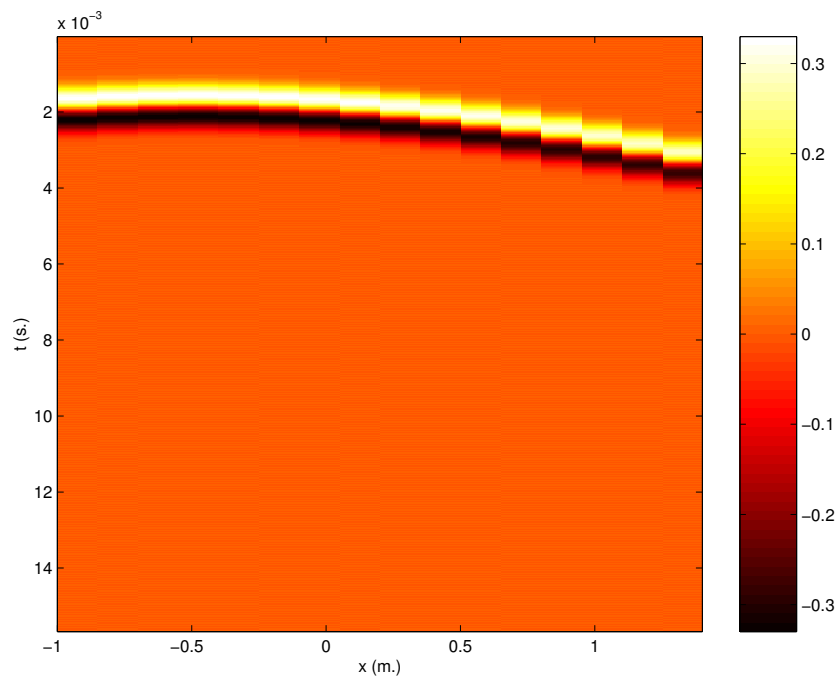


(b) Source primaire (simulation)

FIG. 6.22 - Prototype holophonique mesuré en chambre anéchoïque: Source primaire en s_2 ($f = 500$ Hz, antenne rectiligne de $N = 16$ haut-parleurs espacés de $\Delta = 0.15$ m., antenne rectiligne de $N = 16$ microphones espacés de $\Delta = 0.15$ m. en $y = -2.63$ m., cf. Fig. 6.20, cf. Annexes E & F)

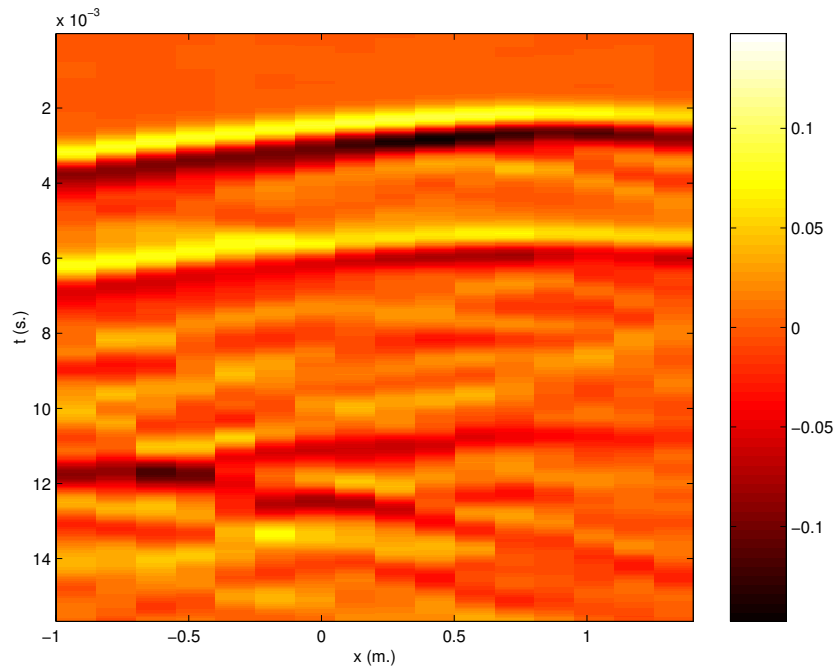


(a) Système holophonique (mesure)

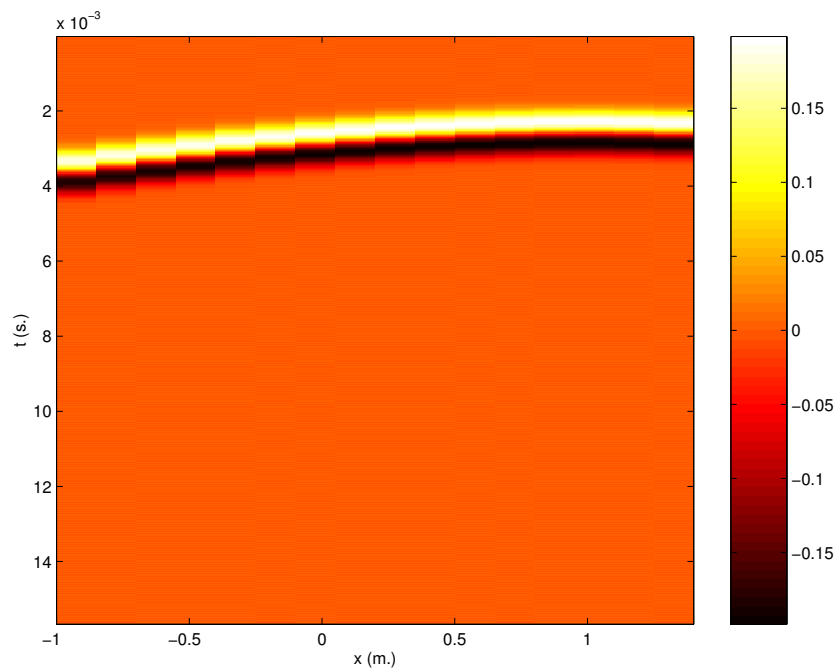


(b) Source primaire (simulation)

FIG. 6.23 - Prototype holophonique mesuré dans le studio de visioconférence: Source primaire en s_3 ($f = 500$ Hz, antenne rectiligne de $N = 16$ haut-parleurs espacés de $\Delta = 0.15$ m., antenne rectiligne de $N = 16$ microphones espacés de $\Delta = 0.15$ m. en $y = -2.03$ m., cf. Fig. 6.20, cf. Annexes E & F)



(a) Système holophonique (mesure)



(b) Source primaire (simulation)

FIG. 6.24 - Prototype holophonique mesuré dans le studio de visioconférence: Source primaire en s_4 ($f = 500$ Hz, antenne rectiligne de $N = 16$ haut-parleurs espacés de $\Delta = 0.15$ m., antenne rectiligne de $N = 16$ microphones espacés de $\Delta = 0.15$ m. en $y = -2.03$ m., cf. Fig. 6.20, cf. Annexes E & F)

présence des réflexions se traduit, comme dans toute situation d'écoute naturelle, par le simple ajout d'un effet de salle qui, même s'il ne correspond pas exactement à celui qui aurait été généré par la source primaire réelle, demeure *réaliste*.

6.3.5 Repliement spectral

Les figures 6.25 et 6.26 illustrent le phénomène de repliement spectral qui se produit lorsque la fréquence maximale contenue dans l'impulsion gaussienne est supérieure à la fréquence d'aliasing, qui vaut dans notre cas:

$$f_{al} \simeq 1.1 \text{ kHz}$$

Conformément aux résultats des simulations numériques effectuées au chapitre 4, on vérifie que le repliement spectral induit un signal d'erreur résiduel survenant à la suite du front d'onde principal. On note que la reconstruction du front d'onde primaire n'est néanmoins pas affectée par le repliement spectral.

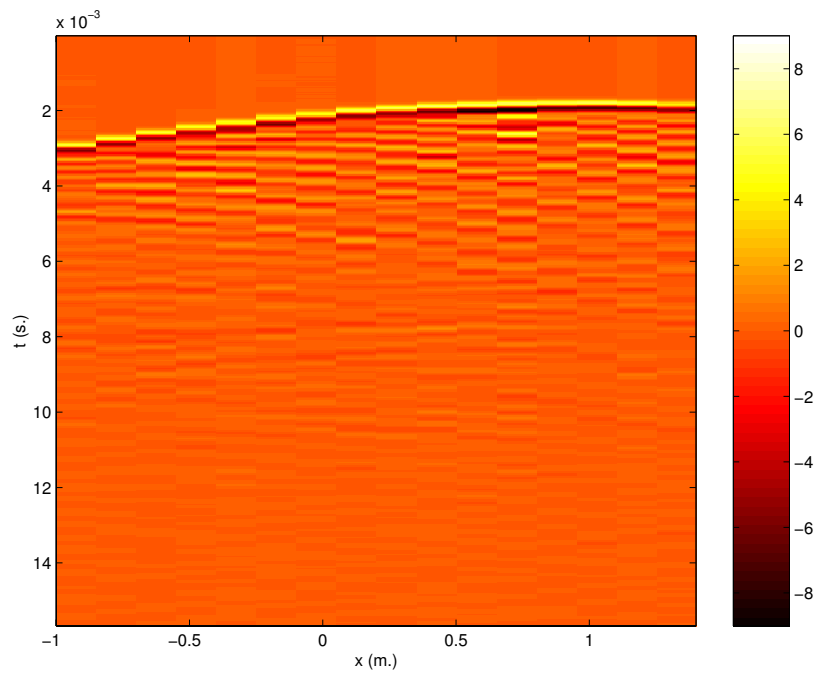
Le signal d'erreur résultant du repliement spectral peut s'interpréter comme un champ diffus, puisqu'il se compose de la superposition d'une infinité d'ondes planes issues de multiples directions. A la lumière des mesures effectuées dans le studio de visioconférence, on est en effet frappé par l'analogie entre un champ réverbéré et le signal d'erreur lié au repliement spectral. Cette idée suggère qu'à l'instar du champ réverbéré, le repliement spectral ne va pas dégrader sensiblement le rendu de l'image sonore, du moins en terme de localisation des sources virtuelles. En outre, la comparaison des figures 6.24 et 6.26 montre qu'au final, l'effet de salle et l'effet du repliement spectral fusionnent en un champ diffus relativement homogène. En d'autres termes, la présence d'un effet de salle tend bien à minimiser les effets du repliement spectral, comme l'ont déjà suggéré des études antérieures [Start, 1997].

6.4 Conclusion

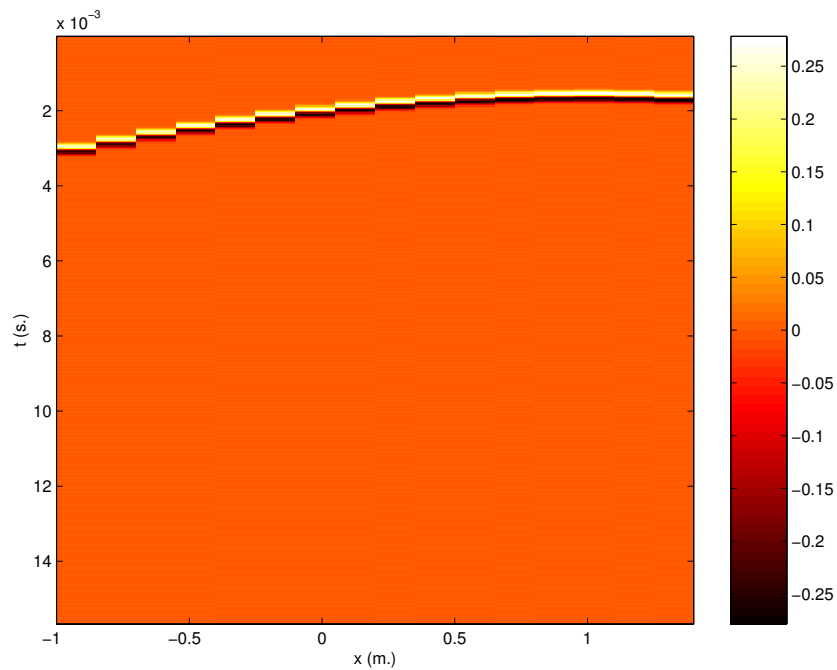
Le prototype de système holophonique mis en œuvre au C.N.E.T. a permis une première évaluation des techniques holophoniques. Bien que la version initiale du prototype qui a été testé soit relativement simplifiée par rapport au système théorique, ses performances sont remarquables en termes de reconstruction du front d'onde.

Cette première approche de caractérisation mérite cependant d'être approfondie. Il convient d'abord de définir des *critères objectifs* adaptés à la caractérisation de ce type de système. L'équipe de l'U.T.D. [Verheijen, 1997] [de Vries *et al.*, 1997] propose notamment de compléter les mesures de pression par des mesures d'intensité afin de visualiser la circulation des flux d'énergie acoustique dans l'onde synthétisée et de déterminer si elle est conforme à celle d'une onde réelle. Il serait aussi intéressant d'enregistrer l'onde restituée par les haut-parleurs par une tête artificielle utilisée pour les enregistrements binauraux, ce qui donnerait accès aux signaux perçus par un auditeur. Des signaux gauche et droite, il serait alors possible d'extraire des différences de temps I.T.D. et d'intensité I.L.D. entre les deux oreilles et on pourrait ainsi caractériser la localisation des sources virtuelles [Boone & Verheijen, 1997]. Dans le même esprit, des recherches récentes menées à l'U.T.D. ont établi une liste de critères objectifs qu'on peut rattacher aux sensations perceptives représentatives de la perception d'un auditeur [Boone & Verheijen, 1997]. L'acoustique des salles nous enseigne par exemple que le coefficient de corrélation interaurale I.A.C.C., qui correspond au maximum de la fonction d'intercorrélation entre les signaux gauche et droite mesurés sur une tête artificielle, est corrélé à la perception de la largeur apparente de la source [Start, 1997]. Cependant il semble que la largeur apparente d'une source soit mieux décrite par un nouveau critère mis en évidence à l'U.T.D.: le coefficient de modulation centrale C.M.C. Ce critère, basé sur un modèle d'interaction binaurale définie au niveau du système central, se calcule comme la profondeur de modulation de la fonction de latéralisation qui n'est autre que la fonction d'intercorrélation pondérée en fréquence [Potter, 1995]. De même, la sensation de coloration spectrale peut être associée à la profondeur de modulation du spectre interne qui correspond au spectre de l'onde incidente corrigé pour prendre en compte la réponse des filtres auditifs que constituent les bandes critiques [Start, 1997].

L'équipe de l'U.T.D. suggère également d'analyser les propriétés spatiales de l'onde synthétique en lui appliquant une transformée de Radon qui, d'une représentation spatio-temporelle d'une onde sonore quelconque $p(x, t)$, est capable d'extraire les ondes planes et les ondes sphériques qui le constituent, en identifiant

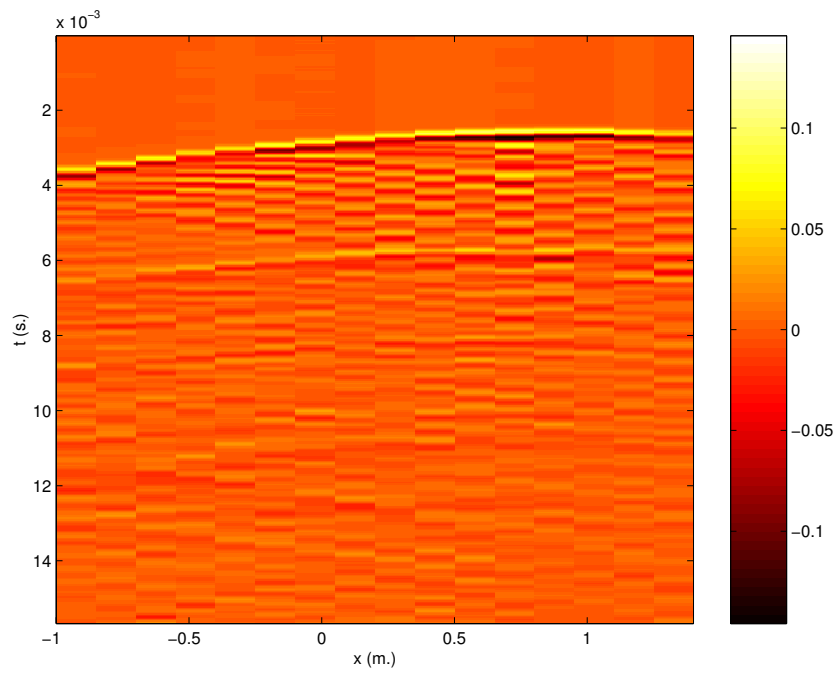


(a) Système holophonique (mesure)

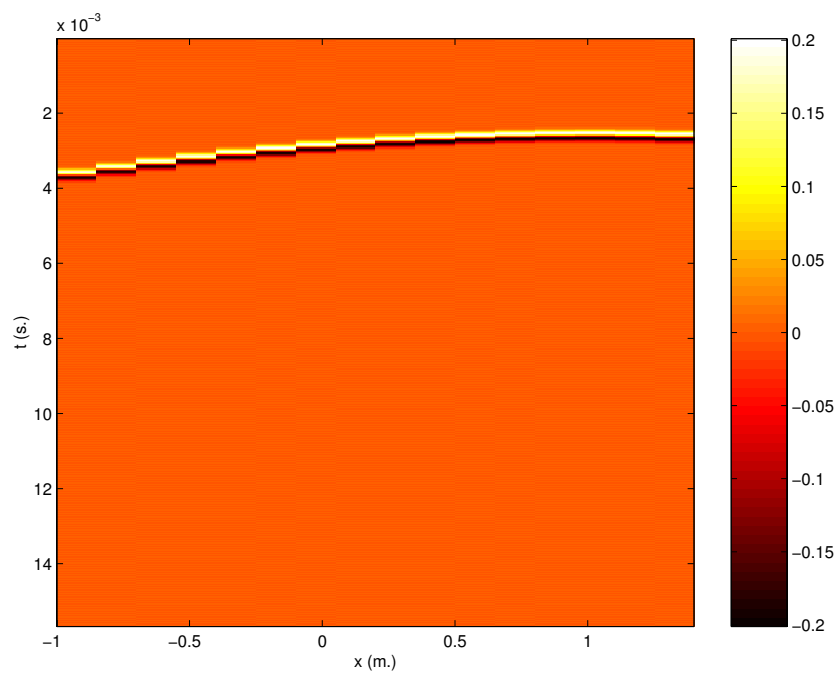


(b) Source primaire (simulation)

FIG. 6.25 - Prototype holophonique mesuré en chambre anéchoïque: Phénomène de repliement spectral à la fréquence $f = 2$ kHz (source primaire en s_1 , antenne rectiligne de $N = 16$ haut-parleurs espacés de $\Delta = 0.15$ m., antenne rectiligne de $N = 16$ microphones espacés de $\Delta = 0.15$ m. en $y = -2.63$ m., cf. Fig. 6.20, cf. Annexes E & F)



(a) Système holophonique (mesure)



(b) Source primaire (simulation)

FIG. 6.26 - Prototype holophonique mesuré dans le studio de visioconférence: Phénomène de repliement spectral à la fréquence $f = 2$ kHz (source primaire en s_4 , antenne rectiligne de $N = 16$ haut-parleurs espacés de $\Delta = 0.15$ m., antenne rectiligne de $N = 16$ microphones espacés de $\Delta = 0.15$ m. en $y = -2.03$ m., cf. Fig. 6.20, cf. Annexes E & F)

leur direction [de Vries *et al.*, 1996] [de Vries *et al.*, 1997]. On peut ainsi mettre en évidence dans l'onde restituée par les haut-parleurs les ondes réfléchies par les différentes parois de la salle.

En complément d'une caractérisation objective du système, il convient enfin de procéder à des tests d'écoute afin:

- d'évaluer la localisation des sources virtuelles,
- de quantifier d'un point de vue perceptif les effets de la troncature et du repliement spectral,
- de comparer différentes versions du prototype,
- de déterminer ce qu'un tel système de restitution sonore spatialisée peut apporter, par rapport à d'autres solutions, en situation de visioconférence, en particulier lorsqu'il est associé à une image.

Références Bibliographiques

- BOONE M. M. & VERHEIJEN E. N. G. (Mars 1997). Qualification of Sound Generated by Wave Field Synthesis for Audio Reproduction. *In: Proceedings of the A.E.S. 102nd Convention.*
- DE VRIES D., BERKHOUT A.J. & SONKE J.J. (Mai 1996). Array Technology for Measurement and Analysis of Sound Fields in Enclosures. *In: Proceedings of the A.E.S. 100th Convention.*
- DE VRIES D., BAAN J. & SONKE J.J. (Mars 1997). Multi-channel Wave Field Analysis as a Specification Tool for Wave Field Synthesis. *In: Proceedings of the A.E.S. 100th Convention.*
- JULLIEN J.-P., GILLOIRE A. & SALIOU A. (Novembre 1984). *Mesure des réponses impulsionnelles en acoustique.* Note technique NT/LAA/TSS/181. C.N.E.T.
- KUTTRUFF H. (1991). *Room Acoustics.* Elsevier Applied Science, Paris.
- LAAKSO T.I., VALIMAKI V., KARJALAINEN M. & LAINE U.K. (1994). *Crushing the Delay - Tools for Fractional Delay Filter Design.* Report 35. University of Technology, Faculty of Electrical Engineering, Laboratory of Acoustics and Audio Signal Processing, Helsinki.
- MARIN M. (Octobre 1996). *Etude de la localisation en restitution du son pour la téléconférence de haute qualité.* Ph.D. Thesis, Université du Maine, Le Mans, France.
- OLDHAM K.B. & SPANIER J. (1974). *The Fractional Calculus: Theory and Applications of Differentiation and Integration to Arbitrary Order.* Academic Press, New York and London.
- POTTER J. M. (1995). Measures for Spaciousness in Room Acoustics Based on a Binaural Strategy. *Acta Acustica*, **3**, pp. 429–443.
- REINHARD H. (1989). *Cours de Mathématiques du signal.* Dunod Université, Paris.
- SALIOU A. (1995). *Rapport interne C.N.E.T./MATRA sur le projet TOSQA.*
- START E. (1997). *Direct Sound Enhancement by Wave Field Synthesis.* Ph.D. Thesis, Faculty of Applied Physics, Delft, Pays-Bas.
- TÄGER W. (Mars 1997). *Filtres numériques pour retards fractionnaires.* Brevet 9703845. France Telecom.
- VALIMAKI V. (1994). *Fractional Delay Waveguide Modeling of Acoustic Tubes.* Report 34. University of Technology, Faculty of Electrical Engineering, Laboratory of Acoustics and Audio Signal Processing, Helsinki.
- VERHEIJEN E. (1997). *Sound reproduction by wave field synthesis.* Ph.D. Thesis, Faculty of Applied Physics, Delft, Pays-Bas.

Table des Illustrations

6.1	Spécificités du contexte de visioconférence	293
6.2	Angle maximal d'incidence α_{max} des ondes primaires sur le réseau de sources secondaires en situation de visioconférence	294
6.3	Système holophonique pour la visioconférence	296
6.4	Système holophonique pour la visioconférence: Restitution du son	297
6.5	Haut-parleur monté sur une enceinte close ($V = 1$ l)	298
6.6	Réponse impulsionnelle d'un haut-parleur ($\varphi = 0^\circ$)	299
6.7	Réponse en fréquence moyenne des 16 haut-parleurs ($\varphi = 0^\circ$)	300
6.8	Diagramme de directivité moyen des 16 haut-parleurs pour les bandes de tiers d'octave de $f = 125$ Hz à 1.6 kHz	301
6.9	Diagramme de directivité moyen des 16 haut-parleurs pour les bandes de tiers d'octave de $f = 2$ kHz à 16 kHz	302
6.10	Système holophonique pour la visioconférence: Prise de son	303
6.11	Synoptique du traitement appliqué aux signaux microphoniques	304
6.12	Réponse en fréquence du filtre semi-dérivateur — filtre R.I.F. à $N = 64$ coefficients — (la réponse théorique est définie par $H_{th}(f) = \sqrt{2\pi f}$)	308
6.13	Module de la réponse en fréquence du filtre d'égalisation (Filtre R.I.I. à $N = 8$ coefficients)	309
6.14	Module de la réponse en fréquence moyenne des haut-parleurs avant et après égalisation	310
6.15	Système holophonique pour la visioconférence: Prototype réalisé au C.N.E.T.	311
6.16	Prototype holophonique: Synoptique du traitement implémenté	312
6.17	Réponse en fréquence moyenne des 16 microphones ($\varphi = 0^\circ$)	313
6.18	Diagramme de directivité moyen des 16 microphones pour les bandes de tiers d'octave de $f = 125$ Hz à 1.6 kHz	314
6.19	Diagramme de directivité moyen des 16 microphones pour les bandes de tiers d'octave de $f = 2$ kHz à 16 kHz	315
6.20	Configuration de mesure: Positions relatives des haut-parleurs, des microphones et des sources primaires synthétisées (sources primaires en $s_1[1., 1., 0.]$, $s_2[1., 5., 0.]$, $s_3[-0.5, 1., 0.]$ ou $s_4[1., 3., 0.]$, antenne rectiligne de $N = 16$ haut-parleurs espacés de $\Delta = 0.15$ m., antenne rectiligne de $N = 16$ microphones espacés de $\Delta = 0.15$ m.)	317
6.21	Prototype holophonique mesuré en chambre anéchoïque: Source primaire en s_1 ($f = 500$ Hz, antenne rectiligne de $N = 16$ haut-parleurs espacés de $\Delta = 0.15$ m., antenne rectiligne de $N = 16$ microphones espacés de $\Delta = 0.15$ m. en $y = -2.63$ m., cf. Fig. 6.20, cf. Annexes E & F)	318
6.22	Prototype holophonique mesuré en chambre anéchoïque: Source primaire en s_2 ($f = 500$ Hz, antenne rectiligne de $N = 16$ haut-parleurs espacés de $\Delta = 0.15$ m., antenne rectiligne de $N = 16$ microphones espacés de $\Delta = 0.15$ m. en $y = -2.63$ m., cf. Fig. 6.20, cf. Annexes E & F)	319
6.23	Prototype holophonique mesuré dans le studio de visioconférence: Source primaire en s_3 ($f = 500$ Hz, antenne rectiligne de $N = 16$ haut-parleurs espacés de $\Delta = 0.15$ m., antenne rectiligne de $N = 16$ microphones espacés de $\Delta = 0.15$ m. en $y = -2.03$ m., cf. Fig. 6.20, cf. Annexes E & F)	320
6.24	Prototype holophonique mesuré dans le studio de visioconférence: Source primaire en s_4 ($f = 500$ Hz, antenne rectiligne de $N = 16$ haut-parleurs espacés de $\Delta = 0.15$ m., antenne rectiligne de $N = 16$ microphones espacés de $\Delta = 0.15$ m. en $y = -2.03$ m., cf. Fig. 6.20, cf. Annexes E & F)	321
6.25	Prototype holophonique mesuré en chambre anéchoïque: Phénomène de repliement spectral à la fréquence $f = 2$ kHz (source primaire en s_1 , antenne rectiligne de $N = 16$ haut-parleurs espacés de $\Delta = 0.15$ m., antenne rectiligne de $N = 16$ microphones espacés de $\Delta = 0.15$ m. en $y = -2.63$ m., cf. Fig. 6.20, cf. Annexes E & F)	323
6.26	Prototype holophonique mesuré dans le studio de visioconférence: Phénomène de repliement spectral à la fréquence $f = 2$ kHz (source primaire en s_4 , antenne rectiligne de $N = 16$ haut-parleurs espacés de $\Delta = 0.15$ m., antenne rectiligne de $N = 16$ microphones espacés de $\Delta = 0.15$ m. en $y = -2.03$ m., cf. Fig. 6.20, cf. Annexes E & F)	324

Chapitre 7

Vers une approche générale de la reconstruction de champ acoustique: Lien entre l'holophonie et le système ambisonique

La ci darem la mano...

Don Giovanni - Opéra de W.A. Mozart

Sommaire

7.1	L'approche ambisonique généralisée	335
7.1.1	Restriction à un plan: Restitution 2D	335
	Décomposition en harmoniques cylindriques	335
	Prise de son: Encodage de l'information spatiale	336
	Restitution du son: Décodage spatial	338
7.1.2	Cas général: Restitution 3D	339
	Décomposition en harmoniques sphériques	339
	Encodage spatial	339
	Décodage spatial	341
7.2	Dérivation du système ambisonique à partir de l'holophonie	343
7.2.1	Hypothèses préliminaires	343
7.2.2	Restitution 3D	343
7.2.3	Restitution 2D	345
7.3	Une approche unifiée	346
7.3.1	Reconstruction d'une onde plane par une antenne circulaire de haut-parleurs: Deux solutions alternatives	346
7.3.2	Produit de convolution spatiale	347
	Spectres spatiaux	350
7.4	Encodage spatial	351
7.4.1	Deux descriptions équivalentes de l'information spatiale	351
7.4.2	Deux stratégies de prise de son néanmoins divergentes	352
	Remarque préliminaire: Notions d'ordre de troncature M de la série d'harmoniques cylindriques, de nombre N_e de canaux d'encodage et de nombre N_d de canaux de décodage	354
	Repliement de spectre	354
	Troncature du spectre	355
7.4.3	Erreur d'encodage	356
7.4.4	Conclusion	358
7.5	Décodage spatial	359
7.5.1	Opérateur de reconstruction	359
7.5.2	Erreur de décodage	359
7.5.3	Effet de troncature	359
7.5.4	Reconstruction par des monopôles	367
7.5.5	Conclusion	367
7.6	Discussion: Système ambisonique versus Holophonie	367
	Références Bibliographiques	371

Au cours du chapitre 2 qui a réalisé à un tour d'horizon des méthodes de spatialisation sonore, deux approches différentes ont été distinguées: l'approche *psychoacoustique* et l'approche *physique*. On a montré qu'en fait, pour le contexte de visioconférence, seule la solution basée sur une reconstruction physique du champ sonore était pertinente, principalement pour obtenir une zone d'écoute étendue. Le travail de thèse qui est reporté dans ce document s'est donc focalisé sur la méthode de reconstruction physique de champ sonore par excellence: l'holophonie.

Or, l'holophonie n'est pas la seule méthode basée sur une reconstruction physique du champ acoustique: à cette catégorie se rattache également l'approche ambisonique, du moins la solution ambisonique définie dans les basses fréquences, attendu que, dans les hautes fréquences, le système ambisonique a recours à des simplifications psychoacoustiques. Ce dernier chapitre lui est consacré et, plus précisément, on va chercher à mettre en parallèle les deux approches de spatialisation sonore par reconstruction physique que constituent le système ambisonique et l'holophonie. Notamment, on va montrer que *le système ambisonique est un cas particulier de l'holophonie*, en établissant que les équations ambisoniques peuvent s'obtenir à partir des équations de l'holophonie, compte tenu des hypothèses spécifiques à l'approche ambisonique et qui sont principalement basées sur les propriétés des ondes planes. Ce résultat constitue l'un des apports majeurs de la présente thèse.

Au delà de ce premier résultat, le lien établi entre le système ambisonique et l'holophonie va nous conduire à définir une *approche unifiée de reconstruction physique de champ sonore*, au sein de laquelle on sera capable de fusionner les deux méthodes. Ce formalisme unifié va nous permettre ensuite de *comparer directement la pertinence et les performances des deux approches*, en termes d'*encodage* de l'information spatiale à la prise de son, et de *décodage* spatial pour la restitution. En d'autres termes, chacune des méthodes va être revisitée à la lumière de l'autre. En guise de conclusion, on proposera de combiner les deux approches dans un système hybride de spatialisation sonore.

7.1 L'approche ambisonique généralisée

Dans tout ce chapitre, le qualificatif "*ambisonique*" se réfère à la solution ambisonique définie pour les basses fréquences et qui a été reliée grâce aux travaux de J.S. Bamford à une décomposition en harmoniques cylindriques [Bamford, 1995] (cf. Chapitre 2). Dans l'approche initiale décrite par M. Gerzon, la décomposition en harmoniques est restreinte au premier ordre $M=1$. Les résultats de Bamford permettent de l'étendre à un ordre supérieur $M > 1$, ce qui définit la *méthode ambisonique généralisée*. Cette section en rappelle le principe, d'abord pour un dispositif de restitution 2D dans un plan horizontal. La solution ambisonique généralisée est ensuite étendue au cas général d'une *restitution 3D* dans tout l'espace à partir de résultats récents mis en évidence par le travail de thèse de J. Daniel [Daniel, 2000].

7.1.1 Restriction à un plan: Restitution 2D

Décomposition en harmoniques cylindriques

L'espace étant rapporté à un système de coordonnées cylindriques¹ $\vec{r}(r, \varphi, z)$. On considère une onde plane horizontale d'incidence φ_0 dont le vecteur d'onde est donné par (coordonnées cartésiennes):

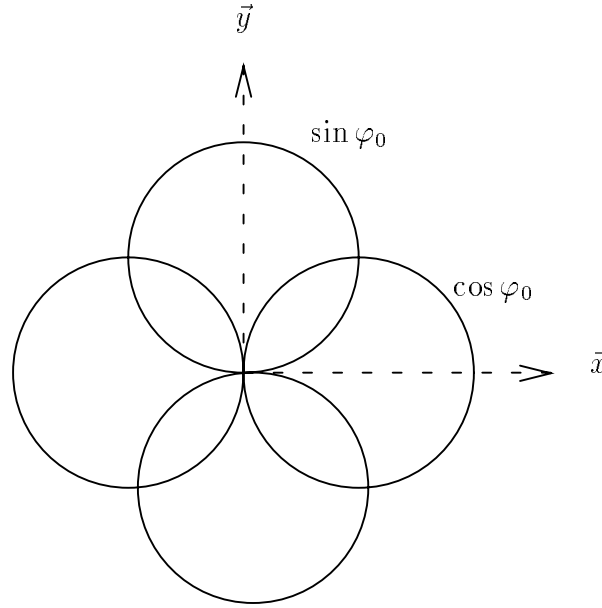
$$\vec{k} \begin{cases} k_x = k \cos \varphi_0 \\ k_y = k \sin \varphi_0 \\ k_z = 0 \end{cases}$$

en fonction de ses coordonnées cylindriques $\vec{k}(k, \varphi_0, z \equiv 0)$. Cette onde plane induit un signal de pression décrit par:

$$p(r, \varphi, z = 0) \equiv p(r, \varphi) = a e^{jkr \cos(\varphi - \varphi_0)} \quad (7.1)$$

1. Pour rappel, les coordonnées cartésiennes (x, y, z) et cylindriques (r, φ, z) sont liées par la relation:

$$\begin{cases} x = r \cos \varphi \\ y = r \sin \varphi \end{cases} ,$$


 FIG. 7.1 - Combinaison de deux microphones bidirectionnels pour enregistrer les signaux u_1 and u_2

L'approche ambisonique généralisée est basée sur la *décomposition en harmoniques cylindriques* de cette onde plane [Bamford, 1995] [Morse & Feshback, 1953] (cf. Chapitre 2):

$$\begin{aligned}
 p(r, \varphi) &= a e^{jkr \cos(\varphi - \varphi_0)} \\
 &= a J_0(kr) \\
 &\quad + 2 a \sum_{m=1}^{+\infty} j^m J_m(kr) \cos(m\varphi_0) \cos(m\varphi) \\
 &\quad + 2 a \sum_{m=1}^{+\infty} j^m J_m(kr) \sin(m\varphi_0) \sin(m\varphi)
 \end{aligned} \tag{7.2}$$

Les harmoniques cylindriques forment en effet une *base orthornormée* des fonctions $f(r, \varphi)$ définies sur $(r, \varphi) \in [0, +\infty] \times [0, 2\pi]$ [Morse & Feshback, 1953]. Cette décomposition correspond aussi à un *développement en série de Fourier-Bessel* [Morse & Ingard, 1968].

Prise de son: Encodage de l'information spatiale

Dans l'approche ambisonique généralisée, une prise de son revient à décomposer la pression acoustique $p_0(r, \varphi)$ sur la base des harmoniques cylindriques.

Dans le cas d'une onde plane:

$$p_0(r, \varphi) = a e^{jkr \cos(\varphi - \varphi_0)} \tag{7.3}$$

l'équation 7.2 peut en effet se réécrire sous forme matricielle:

$$p(r, \varphi) = \mathbf{u}^T(\varphi_0) \mathbf{v}(r, \varphi) \tag{7.4}$$

avec:

$$\mathbf{u}^T = a [1 \quad \sqrt{2} \cos(\varphi_0) \quad \sqrt{2} \sin(\varphi_0) \quad \cdots \quad \sqrt{2} \cos(m\varphi_0) \quad \sqrt{2} \sin(m\varphi_0) \quad \cdots] \tag{7.5}$$

$$\begin{aligned}
 \mathbf{v}^T &= [J_0(kr) \quad j\sqrt{2} \cos(\varphi) J_1(kr) \quad j\sqrt{2} \sin(\varphi) J_1(kr) \quad \cdots \\
 &\quad j^m \sqrt{2} \cos(m\varphi) J_m(kr) \quad j^m \sqrt{2} \sin(m\varphi) J_m(kr) \quad \cdots]
 \end{aligned} \tag{7.6}$$

Le vecteur \mathbf{v}^T définit la base de la décomposition. Les coefficients u_m du développement décrivent le comportement spatial du champ sonore, c'est-à-dire que le vecteur \mathbf{u} représente l'*encodage de l'information spatiale* du champ acoustique. Une prise de son ambisonique consiste donc à identifier chacun de ces coefficients. On remarque que les trois premiers termes correspondent aux signaux captés respectivement par un microphone omnidirectionnel :

$$u_0 = a \equiv p_0(0, \varphi)$$

et deux microphones bidirectionnels orientés perpendiculairement (cf. Fig. 7.1) :

$$\begin{cases} u_1 &= a \sqrt{2} \cos \varphi_0 \\ u_2 &= a \sqrt{2} \sin \varphi_0 \end{cases}$$

les trois microphones étant placés à l'origine du repère au point $\vec{0}[0., 0., 0.]$. Les termes suivants, qui correspondent aux harmoniques d'ordre $m \geq 2$, nécessitent des microphones possédant une directivité d'ordre supérieur définie par une loi en $\cos(m\varphi)$ ou $\sin(m\varphi)$:

$$\begin{cases} u_{2m-1} &= a \sqrt{2} \cos(m\varphi_0) \\ u_{2m} &= a \sqrt{2} \sin(m\varphi_0) \end{cases}$$

Malheureusement, pour l'instant, de tels microphones n'existent pas ou seulement à titre expérimental. Pour cette raison, dans l'état actuel des travaux sur les microphones à directivité d'ordre supérieure, une prise de son ambisonique est limitée à l'ordre $m=1$.

Cette remarque pose la question de la *mise en œuvre concrète* d'une prise de son ambisonique. L'enregistrement des signaux ambisoniques définis par le vecteur \mathbf{u} se heurte en effet à trois principales limitations pratiques, étant donné que, dans l'idéal, il suppose :

- de placer tous les microphones au même point,
- de disposer de microphones possédant une directivité en $\cos(m\varphi)$ ou $\sin(m\varphi)$ pour $m \in \mathbb{N}$ quelconque,
- d'utiliser une infinité de microphones pour enregistrer la totalité des harmoniques cylindriques.

Dans l'ensemble, ces problèmes sont insolubles. Comme il est matériellement impossible de placer tous les microphones au même emplacement, une solution élégante consiste à les répartir sur la surface d'une sphère centrée sur le point idéal d'enregistrement. Cette idée est appliquée dans le microphone *Soundfield* conçu par M. Gerzon (cf. Chapitre 2). De plus, dans le microphone *Soundfield*, des microphones cardioïdes sont utilisés : ainsi les signaux u_0 , u_1 et u_2 ne sont pas enregistrés directement, mais sont dérivés en combinant les signaux de sortie de quatre microphones cardioïdes disposés en trièdre. Or, moyenniser les contributions de microphones répartis autour du point théorique d'enregistrement revient implicitement à approcher, en quelque sorte par différence finie, la pression qui aurait été enregistrée au point central [Craven & Gerzon, 1977]. Cette approximation n'est cependant valable qu'aux basses fréquences. Lorsque la longueur d'onde de la pression enregistrée devient de l'ordre de grandeur ou inférieure aux dimensions de la sphère, elle n'est plus valide. Cette solution mériterait néanmoins d'être étendue à l'enregistrement des harmoniques d'ordre supérieur. Elle présente un double intérêt : d'une part, elle pallie l'impossibilité de placer plusieurs microphones au même point, et d'autre part, elle permet de substituer aux microphones à directivité d'ordre supérieur des combinaisons de microphones cardioïdes. Néanmoins, dans l'hypothèse où l'on serait capable d'enregistrer les composantes u_m d'ordre $m \geq 2$, il reste qu'on est contraint en pratique d'utiliser un nombre fini de microphones, ce qui conduit à *tronquer* la décomposition en harmoniques cylindriques à un ordre fini $m=M$ donné :

$$\mathbf{u}_M^T = a [1 \quad \sqrt{2} \cos(\varphi_0) \quad \sqrt{2} \sin(\varphi_0) \quad \cdots \quad \sqrt{2} \cos(m\varphi_0) \quad \sqrt{2} \sin(m\varphi_0) \quad \cdots \quad \sqrt{2} \cos(M\varphi_0) \quad \sqrt{2} \sin(M\varphi_0)] \quad (7.7)$$

On obtient au total $(2M+1)$ signaux. L'intégralité de l'information spatiale contenue dans le champ sonore ne peut donc être enregistrée et, a fortiori, les données absentes ne pourront être reproduites à la restitution du son.

Restitution du son: Décodage spatial

A la restitution, la pression enregistrée est reconstruite en superposant N_d ondes planes d'incidence φ_i (cf. Chapitre 2):

$$p(r, \varphi) = \sum_{i=1}^{N_d} g_i e^{jkr \cos(\varphi - \varphi_i)} \quad (7.8)$$

ce qui donne sous forme d'équation matricielle:

$$p(r, \varphi) = \mathbf{g}^T \mathbf{U} \mathbf{v}(r, \varphi) \quad (7.9)$$

avec:

$$\begin{aligned} \mathbf{g}^T &= [g_1 \ g_2 \ \cdots \ g_N] \\ \mathbf{U}^T &= [\mathbf{u}_1 \ \mathbf{u}_2 \ \cdots \ \mathbf{u}_N] \end{aligned}$$

Le vecteur \mathbf{g} représente les amplitudes des N ondes planes et la matrice \mathbf{U} décrit leur propriétés spatiales décomposées sur la base des harmoniques cylindriques. Pour la i^e onde plane, le vecteur \mathbf{u}_i est donné par:

$$\mathbf{u}_i^T = a[1 \ \sqrt{2} \cos(\varphi_i) \ \sqrt{2} \sin(\varphi_i) \ \cdots \ \sqrt{2} \cos(m\varphi_i) \ \sqrt{2} \sin(m\varphi_i) \ \cdots \ \sqrt{2} \cos(M\varphi_i) \ \sqrt{2} \sin(M\varphi_i)] \quad (7.10)$$

Les amplitudes des ondes planes sont ajustées de telle sorte que l'onde restituée s'identifie à l'onde originale enregistrée:

$$p(r, \varphi) = \mathbf{u}^T \mathbf{v}(r, \varphi) = \mathbf{g}^T \mathbf{U} \mathbf{v}(r, \varphi) \quad (7.11)$$

Il vient (cf. Chapitre 2):

$$\mathbf{g} = \mathbf{U}_{pinv}^T \mathbf{u} \quad (7.12)$$

où la matrice \mathbf{U}_{pinv}^T désigne la matrice pseudo-inverse de \mathbf{U} qui est donnée par [Daniel *et al.*, 1998]:

$$\mathbf{U}_{pinv} = \mathbf{U}^T (\mathbf{U} \mathbf{U}^T)^{-1} \quad (7.13)$$

Cette matrice pseudo-inverse intervient dans le cas général d'une distribution quelconque d'ondes planes, c'est-à-dire réparties à des incidences φ_i quelconques. Si on considère une *distribution régulière*, c'est-à-dire des ondes planes équiréparties en 0 et 2π radians aux angles:

$$\varphi_i = i \frac{2\pi}{N_d}, \quad i = [1, \dots, N_d] \quad , \quad (7.14)$$

les gains des ondes planes sont donnés par (cf. Chapitre 2):

$$\mathbf{g} = \frac{1}{N_d} \mathbf{U} \mathbf{u} \quad (7.15)$$

soit:

$$g_i = \frac{a}{N_d} \left\{ 1 + \sum_{m=1}^M \cos[m(\varphi_i - \varphi_0)] \right\} \quad (7.16)$$

Dans tout ce qui suit, on considérera exclusivement des distributions régulières d'ondes planes.

En pratique, la reconstruction du champ sonore n'est pas effectuée par des ondes planes, mais par des haut-parleurs placés suffisamment loin de la zone d'écoute pour que la pression qu'ils induisent au niveau de l'auditeur puisse être assimilée à une onde plane (*Approximation de champ lointain*). Par suite, le dispositif de restitution se compose d'une antenne circulaire de haut-parleurs qui est centrée sur la zone d'écoute. Chaque haut-parleur est alimenté par un signal g_i qui se déduit par matricage (matrice \mathbf{U}) des $(2M+1)$ signaux enregistrés u_m . La matrice \mathbf{U} prend en compte la distribution spatiale des ondes planes. Au final,

si on remplace les gains g_i par leur valeur exprimée par la relation 7.16 dans l'équation 7.8, l'onde originale est restituée sous la forme:

$$p(r, \varphi) = \frac{a}{N_d} \sum_{i=1}^{N_d} \left\{ 1 + \sum_{m=1}^M \cos[m(\varphi_i - \varphi_0)] \right\} e^{jkr \cos(\varphi - \varphi_i)} \quad (7.17)$$

Cette équation définit l'équation de reconstruction ambisonique 2D qui tient compte à la fois des opérations d'encodage et de décodage spatial.

7.1.2 Cas général: Restitution 3D

Décomposition en harmoniques sphériques

Les résultats précédents, qui ont été établis dans l'hypothèse d'un espace de restitution 2D correspondant au plan horizontal $z=0$, se généralisent à un espace de restitution 3D, c'est-à-dire quand on cherche à restituer des ondes planes dans toutes les directions entourant l'auditeur sans se limiter aux ondes planes horizontales [Daniel, 2000]. L'espace est alors rapporté à un système de coordonnées sphériques² $\vec{r}(r, \varphi, \theta)$. On considère une onde plane d'incidence quelconque (φ_0, θ_0) . Son vecteur d'onde est donné par (coordonnées cartésiennes):

$$\vec{k} \begin{cases} k_x & = & k \sin \theta_0 \cos \varphi_0 \\ k_y & = & k \sin \theta_0 \sin \varphi_0 \\ k_z & = & k \cos \theta_0 \end{cases}$$

Elle induit une pression acoustique décrite par:

$$\begin{aligned} p(r, \varphi, \theta) &= a e^{j\vec{k} \cdot \vec{r}} \\ &= a e^{jkr[\sin \theta_0 \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_0) + \cos \theta_0 \cos \theta]} \end{aligned} \quad (7.18)$$

Cette onde plane peut être développée sur la base des *harmoniques sphériques* qui constituent une base orthonormée des fonctions $f(r, \varphi, \theta)$ définies sur $(r, \varphi, \theta) \in [0, +\infty) \times [0, 2\pi] \times [0, \pi]$ [Morse & Feshback, 1953]:

$$\begin{aligned} p(r, \varphi, \theta) &= a e^{jkr[\sin \theta_0 \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_0) + \cos \theta_0 \cos \theta]} \\ &= a \sum_{m=0}^{+\infty} (2m+1) j^m [P_m^0(\cos \theta_0) P_m^0(\cos \theta) j_m(kr) \\ &\quad + 2 \sum_{n=1}^{n=m} \frac{(m-n)!}{(m+n)!} \cos(n\varphi) \cos(n\varphi_0) P_m^n(\cos \theta_0) P_m^n(\cos \theta) j_m(kr) \\ &\quad + 2 \sum_{n=1}^{n=m} \frac{(m-n)!}{(m+n)!} \sin(n\varphi) \sin(n\varphi_0) P_m^n(\cos \theta_0) P_m^n(\cos \theta) j_m(kr)] \end{aligned} \quad (7.19)$$

Dans cette expression, les fonctions P_m^n et j_m désignent respectivement une *fonction de Legendre* et une *fonction de Bessel sphérique* de première espèce [Morse & Feshback, 1953].

Encodage spatial

Les équations d'encodage et de décodage spatial obtenues dans le cas 2D restent valables à condition d'y substituer les harmoniques sphériques aux harmoniques cylindriques. La prise de son consiste à développer la pression acoustique sur la base des harmoniques sphériques:

$$p(r, \varphi, \theta) = \mathbf{u}^T(\varphi_0, \theta_0) \mathbf{v}(r, \varphi, \theta) \quad (7.20)$$

2. Pour rappel, les coordonnées cartésiennes (x, y, z) et sphériques (r, φ, θ) sont liées par la relation:

$$\begin{cases} x & = & r \sin \theta \cos \varphi \\ y & = & r \sin \theta \sin \varphi \\ z & = & r \cos \theta \end{cases}$$

où cette fois les vecteurs \mathbf{u} et \mathbf{v} sont donnés par:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{u}^T &= a \left[\sqrt{3} P_1^0(\cos \theta_0) \quad \sqrt{3} \cos(\varphi_0) P_1^1(\cos \theta_0) \quad \sqrt{3} \sin(\varphi_0) P_1^1(\cos \theta_0) \right. \\
 &\quad \sqrt{5} P_2^0(\cos \theta_0) \quad \sqrt{\frac{5}{3}} \cos(\varphi_0) P_2^1(\cos \theta_0) \quad \sqrt{\frac{5}{3}} \sin(\varphi_0) P_2^1(\cos \theta_0) \\
 &\quad \sqrt{\frac{5}{12}} \cos(2\varphi_0) P_2^2(\cos \theta_0) \quad \sqrt{\frac{5}{12}} \sin(2\varphi_0) P_2^2(\cos \theta_0) \quad \dots \\
 &\quad \sqrt{\epsilon_n (2m+1) \frac{(m-n)!}{(m+n)!}} \cos(n\varphi_0) P_m^n(\cos \theta_0) \\
 &\quad \left. \sqrt{\epsilon_n (2m+1) \frac{(m-n)!}{(m+n)!}} \sin(n\varphi_0) P_m^n(\cos \theta_0) \quad \dots \right] \tag{7.21}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \mathbf{v}^T &= [j_0(kr) \quad j\sqrt{3} P_1^0(\cos \theta) \quad j_1(kr) \\
 &\quad j\sqrt{3} \cos(\varphi) P_1^1(\cos \theta) \quad j_1(kr) \quad j\sqrt{3} \sin(\varphi) P_1^1(\cos \theta) \quad j_1(kr) \\
 &\quad j^2 \sqrt{5} P_2^0(\cos \theta) \quad j_2(kr) \quad j^2 \sqrt{\frac{5}{3}} \cos(\varphi) P_2^1(\cos \theta) \quad j_2(kr) \quad j^2 \sqrt{\frac{5}{3}} \sin(\varphi) P_2^1(\cos \theta) \quad j_2(kr) \\
 &\quad j^2 \sqrt{\frac{5}{12}} \cos(2\varphi) P_2^2(\cos \theta) \quad j_2(kr) \quad j^2 \sqrt{\frac{5}{12}} \sin(2\varphi) P_2^2(\cos \theta) \quad j_2(kr) \quad \dots \\
 &\quad j^m \sqrt{\epsilon_n (2m+1) \frac{(m-n)!}{(m+n)!}} \cos(n\varphi) P_m^n(\cos \theta) \quad j_m(kr) \\
 &\quad \left. j^m \sqrt{\epsilon_n (2m+1) \frac{(m-n)!}{(m+n)!}} \sin(n\varphi) P_m^n(\cos \theta) \quad j_m(kr) \quad \dots \right] \tag{7.22}
 \end{aligned}$$

Le terme ϵ_n est facteur de Neumann [Morse & Feshback, 1953]:

$$\epsilon_n = \begin{cases} 1 & \text{si } n = 0 \\ 2 & \text{si } n \geq 1 \end{cases} \tag{7.23}$$

Comme précédemment, le vecteur \mathbf{u} décrit les propriétés spatiales de l'onde plane (Equ. 7.18) sur une base de fonctions harmoniques qui, à présent, sont les harmoniques sphériques. En d'autres termes, il définit l'*encodage spatial* de la pression acoustique. Il représente les signaux qui pourraient être enregistrés par une série de microphones placés à l'origine du repère en $\vec{r}[0., 0., 0.]$ et dont la directivité suit une loi en $\cos(n\varphi) P_m^n(\cos \theta)$ ou $\sin(n\varphi) P_m^n(\cos \theta)$.

Pour les quatre premiers signaux, qui correspondent aux harmoniques d'ordre $m \leq 1$, on identifie un microphone omnidirectionnel et trois microphones bidirectionnels orientés perpendiculairement dans les trois directions:

$$\begin{cases} u_0 &= a \\ u_1 &= a \sqrt{3} \cos \varphi_0 P_1^1(\cos \theta_0) = a \sqrt{3} \cos \varphi_0 \sin \theta_0 \\ u_2 &= a \sqrt{3} \sin \varphi_0 P_1^1(\cos \theta_0) = a \sqrt{3} \sin \varphi_0 \sin \theta_0 \\ u_3 &= a \sqrt{3} P_1^0(\cos \theta_0) = a \sqrt{3} \cos \theta_0 \end{cases}$$

On reconnaît les signaux délivrés par un microphone Soundfield (cf. Chapitre 2). Pour les harmoniques d'ordre $m > 1$, il faut avoir recours à des microphones à directivité d'ordre supérieur ou à des combinaisons plus ou moins complexes de ces derniers pour synthétiser des directivités obéissant à des fonctions de Legendre P_m^n .

L'extension du système ambisonique à l'espace 3D n'est qu'une généralisation des résultats obtenus dans le cas 2D et on retrouve les mêmes limitations pratiques à la prise de son ambisonique, à savoir:

- impossibilité de positionner plusieurs microphones au même point,
- réalisation de microphones à directivité d'ordre supérieur,
- inévitable troncature de la décomposition en harmoniques sphériques en raison du nombre fini de microphones.

Enfin, tronquer la décomposition à l'ordre $m = M$ correspond à limiter la prise de son à l'enregistrement des $(M + 1)^2$ signaux suivants:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{u}^T = a[& \sqrt{3}P_1^0(\cos \theta_0) \quad \sqrt{3} \cos(\varphi_0) P_1^1(\cos \theta_0) \quad \sqrt{3} \sin(\varphi_0) P_1^1(\cos \theta_0) \\
 & \sqrt{5}P_2^0(\cos \theta_0) \quad \sqrt{\frac{5}{3}} \cos(\varphi_0) P_2^1(\cos \theta_0) \quad \sqrt{\frac{5}{3}} \sin(\varphi_0) P_2^1(\cos \theta_0) \\
 & \sqrt{\frac{5}{12}} \cos(2\varphi_0) P_2^2(\cos \theta_0) \quad \sqrt{\frac{5}{12}} \sin(2\varphi_0) P_2^2(\cos \theta_0) \quad \dots \\
 & \sqrt{\epsilon_n(2m+1) \frac{(m-n)!}{(m+n)!}} \cos(n\varphi_0) P_m^n(\cos \theta_0) \\
 & \sqrt{\epsilon_n(2m+1) \frac{(m-n)!}{(m+n)!}} \sin(n\varphi_0) P_m^n(\cos \theta_0) \quad \dots \\
 & \sqrt{\frac{2(2M+1)}{(2M)!}} \cos(M\varphi_0) P_M^M(\cos \theta_0) \\
 & \sqrt{\frac{2(2M+1)}{(2M)!}} \sin(M\varphi_0) P_M^M(\cos \theta_0) \quad] \tag{7.24}
 \end{aligned}$$

Décodage spatial

Comme dans le cas 2D, l'onde plane originale (Equ. 7.18) est reconstruite en superposant N_d ondes planes d'incidence (φ_i, θ_i) :

$$p(r, \varphi, \theta) = \sum_{i=1}^{N_d} g_i e^{jkr[\sin \theta_i \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_i) + \cos \theta_0 \cos \theta]} \tag{7.25}$$

Compte tenu des nouvelles expressions des vecteurs \mathbf{u} et \mathbf{v} en relation avec les harmoniques sphériques (cf. Equ. 7.21 & 7.22), on retrouve la même *équation matricielle de décodage*:

$$p(r, \varphi, \theta) = \mathbf{g}^T \mathbf{U} \mathbf{v}(r, \varphi) \tag{7.26}$$

Le vecteur \mathbf{g} définit les gains des ondes planes, tandis que leur incidence est décrite par la matrice \mathbf{U} qui est donnée par:

$$\mathbf{U}^T = [\mathbf{u}_1 \quad \mathbf{u}_2 \quad \dots \quad \mathbf{u}_{N_d}] \tag{7.27}$$

avec:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{u}_i^T = a[& \sqrt{3}P_1^0(\cos \theta_i) \quad \sqrt{3} \cos(\varphi_i) P_1^1(\cos \theta_i) \quad \sqrt{3} \sin(\varphi_i) P_1^1(\cos \theta_i) \\
 & \sqrt{5}P_2^0(\cos \theta_i) \quad \sqrt{\frac{5}{3}} \cos(\varphi_i) P_2^1(\cos \theta_i) \quad \sqrt{\frac{5}{3}} \sin(\varphi_i) P_2^1(\cos \theta_i) \\
 & \sqrt{\frac{5}{12}} \cos(2\varphi_i) P_2^2(\cos \theta_i) \quad \sqrt{\frac{5}{12}} \sin(2\varphi_i) P_2^2(\cos \theta_i) \quad \dots \\
 & \sqrt{\epsilon_n(2m+1) \frac{(m-n)!}{(m+n)!}} \cos(n\varphi_i) P_m^n(\cos \theta_i) \\
 & \sqrt{\epsilon_n(2m+1) \frac{(m-n)!}{(m+n)!}} \sin(n\varphi_i) P_m^n(\cos \theta_i) \quad \dots] \\
 & \sqrt{\frac{2(2M+1)}{(2M)!}} \cos(M\varphi_i) P_M^M(\cos \theta_i) \\
 & \sqrt{\frac{2(2M+1)}{(2M)!}} \sin(M\varphi_i) P_M^M(\cos \theta_i) \quad]
 \end{aligned}$$

On remarque que, d'un point de vue formel, les équations d'encodage et de décodage sont parfaitement identiques pour une restitution 2D et 3D. Par suite, les gains des ondes planes s'expriment en fonction de la pseudo-inverse de la matrice \mathbf{U} par la même relation que dans le cas 2D:

$$\mathbf{g} = \mathbf{U}_{pinv}^T \mathbf{u} \quad (7.28)$$

et, pour une *distribution régulière* d'ondes planes (φ_i, θ_i) , il vient:

$$\mathbf{g} = \frac{1}{N_d} \mathbf{U} \mathbf{u} \quad (7.29)$$

Cependant, dans ce cas, il convient de revenir sur la notion de *distribution régulière* qui prend tout son sens dans le cas d'une distribution 3D. Une distribution régulière se définit comme une distribution qui *conserve les propriétés d'orthonormalité de la base d'harmoniques sphériques* [Daniel, 2000]. Les harmoniques sphériques forment en effet une base orthonormée, mais cette propriété n'est vérifiée stricto sensu que dans le cas d'une distribution continue d'ondes planes, auquel cas la propriété d'orthonormalité se définit par:

$$\int_0^\pi \int_0^{2\pi} Y_l(\varphi, \theta) Y_{l'}(\varphi, \theta) d\theta d\varphi = \delta(l - l') \quad (7.30)$$

où les harmoniques sphériques Y_l sont de la forme:

$$Y_l(\varphi, \theta) = \begin{cases} \sqrt{\epsilon_n(2m+1) \frac{(m-n)!}{(m+n)!}} \cos(n\varphi) P_m^n(\cos\theta) \\ \sqrt{\epsilon_n(2m+1) \frac{(m-n)!}{(m+n)!}} \sin(n\varphi) P_m^n(\cos\theta) \end{cases} \quad (7.31)$$

Or, dans notre situation, on considère une distribution *discrète*, puisqu'on se donne un nombre N_d fini d'ondes planes associées à une série discrète d'angles (φ_i, θ_i) . Par suite, dans le produit scalaire dont dérive la propriété d'orthonormalité (cf. Equ. 7.30), ce ne sont plus des intégrales continues qui interviennent, mais une somme discrète:

$$\sum_{i=1}^{N_d} Y_l(\varphi_i, \theta_i) Y_{l'}(\varphi_i, \theta_i) \Delta\theta \Delta\varphi \quad (7.32)$$

La distribution est alors dite régulière si la propriété d'orthonormalité est préservée lorsque une somme discrète est substituée aux intégrales continues:

$$\sum_{i=1}^{N_d} Y_l(\varphi_i, \theta_i) Y_{l'}(\varphi_i, \theta_i) \Delta\theta \Delta\varphi = \delta(l - l') \quad (7.33)$$

ce qui se traduit par [Daniel, 2000]:

$$\mathbf{U} \mathbf{U}^T = \mathbf{1} \quad (7.34)$$

où la matrice $\mathbf{1}$ désigne la matrice identité. La matrice pseudo-inverse \mathbf{U}_{pinv} s'écrit en ce cas:

$$\mathbf{U}_{pinv} = \frac{1}{N_d} \mathbf{U}^T \quad (7.35)$$

ce qui redonne bien l'équation 7.29.

On retiendra que la notion de distribution régulière est liée aux propriétés d'orthonormalité de la base d'harmoniques sphériques. Dans le cas d'une distribution 2D, la relation est triviale. Il suffit de considérer des ondes planes équiréparties dans toutes les directions, c'est-à-dire aux incidences

$$\varphi_i = i \frac{360}{N} \quad (7.36)$$

En revanche, pour une distribution 3D, il n'existe pas de solution triviale, attendu que la régularité géométrique de la distribution (cas d'un polyèdre régulier) ne semble pas garantir la régularité au sens des relations d'orthonormalité (Equ. 7.33) [Daniel, 2000].

Dorénavant, on supposera que la distribution d'ondes planes est régulière. Afin d'exprimer les valeurs des gains des ondes planes, on effectue le produit de la matrice \mathbf{U} avec le vecteur \mathbf{u} :

$$g_i = \frac{a}{N} \sum_{m=0}^M (2m+1) \{ P_m^0(\cos \theta_0) P_m^0(\cos \theta_i) + 2 \sum_{n=1}^m \frac{(m-n)!}{(m+n)!} \cos[n(\varphi_0 - \varphi_i)] P_m^n(\cos \theta_0) P_m^n(\cos \theta_i) \} \quad (7.37)$$

En reportant ce résultat dans l'équation 7.25, on obtient l'équation de reconstruction ambisonique dans le cas 3D:

$$p(r, \varphi, \theta) = \frac{a}{N_d} \sum_{i=1}^{N_d} e^{jkr[\sin \theta_i \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_i) + \cos \theta_i \cos \theta]} \left\{ \sum_{m=0}^M (2m+1) [P_m^0(\cos \theta_0) P_m^0(\cos \theta_i) + 2 \sum_{n=1}^m \frac{(m-n)!}{(m+n)!} \cos[n(\varphi_0 - \varphi_i)] P_m^n(\cos \theta_0) P_m^n(\cos \theta_i)] \right\} \quad (7.38)$$

L'équation de reconstruction 2D (Equ. 7.17) en est un cas particulier.

7.2 Dérivation du système ambisonique à partir de l'holophonie

7.2.1 Hypothèses préliminaires

À présent que les équations de reconstruction ambisonique (Equ. 7.17 & 7.38) ont été rappelées, on va montrer qu'on peut les déduire de l'intégrale de Kirchhoff-Helmholtz en lui appliquant les hypothèses de l'approche ambisonique [Nicol & Emerit, 1998] [Nicol & Emerit, 1999a]. Pour se ramener au système Ambisonique à partir de l'holophonie, il faut en effet prendre en compte les spécificités de l'approche ambisonique. C'est grâce à ces hypothèses que l'intégrale de Kirchhoff-Helmholtz, sur laquelle se fonde l'holophonie, se simplifie pour donner les équations ambisoniques.

On distingue trois hypothèses fondamentales:

- 1 L'onde primaire à reproduire est une *onde plane* définie par l'équation 7.1 ou 7.18.
- 2 La distribution de sources secondaires est *circulaire* dans le cas d'une restitution 2D ou *sphérique* dans le cas d'une restitution 3D.
- 3 Les sources secondaires sont suffisamment loin de la zone d'écoute pour que la pression qu'elles induisent au niveau d'un auditeur soit assimilable à une onde plane, ce qui revient à *rejeter les sources secondaires à l'infini* en faisant tendre vers l'infini le rayon du cercle ou de la sphère sur lesquels elles sont distribuées.

On va donc appliquer ces hypothèses à l'intégrale de Kirchhoff-Helmholtz, d'abord dans le cas d'une restitution 3D, puis en considérant une restitution 2D.

7.2.2 Restitution 3D

Reprenons l'intégrale de Kirchhoff-Helmholtz (Equ. 3.4):

$$p(\vec{r}, \omega) = \iint_{\partial\Omega_S} \left[\vec{\nabla} p_0 \cdot \vec{n} - \cos \alpha (1 + jkR) \frac{p_0}{R} \right] \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dS \quad (7.39)$$

Si on considère une distribution de sources secondaires sur la surface $\partial\Omega_S$ d'une sphère de rayon r_S , elle s'écrit:

$$p(\vec{r}, \omega) = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \left[\frac{\partial p_0}{\partial r_S} - \cos \alpha (1 + jkR) \frac{p_0}{R} \right] \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} r_S^2 \sin \theta_S d\theta_S d\varphi_S \quad (7.40)$$

L'onde primaire p_0 est une onde plane d'incidence (φ_0, θ_0) qu'on développe sur la base des harmoniques sphériques:

$$\begin{aligned} p_0(r_S, \varphi_S, \theta_S) &= a e^{jkr_S[\sin \theta_0 \sin \theta_S \cos(\varphi_S - \varphi_0) + \cos \theta_0 \cos \theta_S]} \\ &= a \sum_{m=0}^M (2m+1) j^m \{P_m^0(\cos \theta_0) P_m^0(\cos \theta_S) j_m(kr_S) \\ &\quad + 2 \sum_{n=1}^m \frac{(m-n)!}{(m+n)!} \cos[n(\varphi_0 - \varphi_S)] P_m^n(\cos \theta_0) P_m^n(\cos \theta_S) j_m(kr_S)\} \end{aligned} \quad (7.41)$$

La dernière étape consiste à rejeter les sources secondaires à l'infini, c'est-à-dire qu'on évalue l'intégrand de l'équation 7.40 quand r_S tend vers l'infini. Il vient:

$$\lim_{r_S \rightarrow +\infty} \left[\cos \alpha \frac{(1 + jkR)}{R} \right] = -jk \quad (7.42)$$

$$\lim_{r_S \rightarrow +\infty} \left[\frac{e^{-jkR}}{R} \right] = \frac{e^{-jkr_S}}{r_S} e^{jkr[\sin \theta_0 \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_0) + \cos \theta_0 \cos \theta]} \quad (7.43)$$

L'équation 7.40 devient ainsi:

$$p(\vec{r}, \omega) = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \left[\frac{\partial p_0}{\partial r_S} + jkp_0 \right] e^{-jkr_S} e^{jkr[\sin \theta_0 \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_0) + \cos \theta_0 \cos \theta]} r_S \sin \theta_S d\theta_S d\varphi_S \quad (7.44)$$

si $r_S \rightarrow +\infty$

On introduit alors les développements asymptotiques des fonctions de Bessel sphériques:

$$\lim_{r_S \rightarrow +\infty} [j_m(kr_S)] = \frac{1}{kr_S} \cos[kr_S - (m+1)\frac{\pi}{2}] \quad (7.45)$$

$$\lim_{r_S \rightarrow +\infty} \left[\frac{\partial}{\partial r_S} j_m(kr_S) \right] = -\frac{1}{r_S} \sin[kr_S - (m+1)\frac{\pi}{2}] \quad (7.46)$$

Par suite:

$$\begin{aligned} \lim_{r_S \rightarrow +\infty} \left[\frac{\partial p_0}{\partial r_S} + jkp_0 \right] &= \frac{e^{jkr_S}}{r_S} \left\{ a \sum_{m=0}^M (2m+1) [P_m^0(\cos \theta_0) P_m^0(\cos \theta_S) \right. \\ &\quad \left. + 2 \sum_{n=1}^m \frac{(m-n)!}{(m+n)!} \cos[n(\varphi_0 - \varphi_S)] P_m^n(\cos \theta_0) P_m^n(\cos \theta_S) \right\} \end{aligned} \quad (7.47)$$

Finalement, l'équation de Kirchhoff-Helmholtz se simplifie sous la forme suivante:

$$\begin{aligned} p(\vec{r}, \omega) &= \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} e^{jkr[\sin \theta_0 \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_0) + \cos \theta_0 \cos \theta]} \left\{ a \sum_{m=0}^M (2m+1) [P_m^0(\cos \theta_0) P_m^0(\cos \theta_S) \right. \\ &\quad \left. + 2 \sum_{n=1}^m \frac{(m-n)!}{(m+n)!} \cos[n(\varphi_0 - \varphi_S)] P_m^n(\cos \theta_0) P_m^n(\cos \theta_S) \right\} \sin \theta_S d\theta_S d\varphi_S \end{aligned} \quad (7.48)$$

si $r_S \rightarrow +\infty$

Après discrétisation de la distribution de sources secondaires en N_d points correspondant aux angles:

$$(\varphi_S, \theta_S) = (\varphi_i, \theta_i)$$

il vient:

$$\begin{aligned} p(r, \varphi, \theta) &= \frac{a}{N_d} \sum_{i=1}^{N_d} e^{jkr[\sin \theta_i \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_i) + \cos \theta_i \cos \theta]} \left\{ \sum_{m=0}^M (2m+1) [P_m^0(\cos \theta_0) P_m^0(\cos \theta_i) \right. \\ &\quad \left. + 2 \sum_{n=1}^m \frac{(m-n)!}{(m+n)!} \cos[n(\varphi_0 - \varphi_i)] P_m^n(\cos \theta_0) P_m^n(\cos \theta_i) \right\} \end{aligned} \quad (7.49)$$

Cette équation est identique à l'équation de reconstruction ambisonique 3D (cf. Equ. 7.38), ce qui démontre bien que *les équations ambisoniques sont un cas particulier de l'équation de Kirchhoff-Helmholtz*. Dans la section suivante, on va montrer que l'équation de reconstruction ambisonique 2D (cf. Equ. 7.17) se déduit également de l'intégrale de Kirchhoff-Helmholtz.

7.2.3 Restitution 2D

Dans le cas 2D, les sources secondaires sont distribuées le long d'un cercle, c'est-à-dire que le réseau de sources secondaires est unidimensionnel. On a donc recours à l'approximation de la phase stationnaire (cf. Chapitre 3) pour ramener la distribution 2D de sources de secondaires de l'intégrale de Kirchhoff-Helmholtz à un réseau 1D.

Pour un réseau circulaire de sources secondaires, l'équation de Kirchhoff-Helmholtz devient donc avec l'approximation de la phase stationnaire (cf. Chapitre 3):

$$p(\vec{r}, \omega) = \sqrt{\frac{2\pi}{jk}} \int_0^{2\pi} \left[\frac{\partial p_0}{\partial r_S} - \cos \alpha (1 + jkR) \frac{p_0}{R} \right] \frac{e^{-jkR}}{4\pi\sqrt{R}} r_S d\varphi_S \quad (7.50)$$

L'onde primaire p_0 est une onde plane d'incidence φ_0 qu'on développe sur la base des harmoniques cylindriques (cf. Equ. 7.2):

$$p_0(r_s, \varphi_s) = a J_0(kr) + 2a \sum_{m=1}^M j^m J_m(kr) \cos[m(\varphi_0 - \varphi_s)] \quad (7.51)$$

Afin de rejeter les sources secondaires à l'infini, on prend la limite de l'intégrand pour $r_S \rightarrow +\infty$. Par analogie avec le cas 3D, il vient:

$$p(\vec{r}, \omega) = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{2\pi r_S}{jk}} e^{-jkr_S} \int_0^{2\pi} \left[\frac{\partial p_0}{\partial r_S} + jkp_0 \right] e^{jkr \cos(\varphi - \varphi_0)} d\varphi_S \quad \text{si } r_S \rightarrow +\infty \quad (7.52)$$

Ensuite, on utilise les développements asymptotiques des fonctions de Bessel cylindriques:

$$\lim_{r_S \rightarrow +\infty} [J_m(kr_S)] = \sqrt{\frac{2}{\pi kr_S}} \cos[kr_S - (m + \frac{1}{2})\frac{\pi}{2}] \quad (7.53)$$

$$\lim_{r_S \rightarrow +\infty} \left[\frac{\partial}{\partial r_S} J_m(kr_S) \right] = -\sqrt{\frac{2k}{\pi r_S}} \sin[kr_S - (m + \frac{1}{2})\frac{\pi}{2}] \quad (7.54)$$

D'où:

$$\lim_{r_S \rightarrow +\infty} \left[\frac{\partial p_0}{\partial r_S} + jkp_0 \right] = a \sqrt{\frac{2jk}{\pi r_S}} e^{jkr_S} \left\{ 1 + 2 \sum_{m=1}^M \cos[m(\varphi_0 - \varphi_S)] \right\} \quad (7.55)$$

L'équation de Kirchhoff-Helmholtz (Equ. 7.50) devient finalement:

$$p(\vec{r}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left\{ 1 + 2 \sum_{m=1}^M \cos[m(\varphi_0 - \varphi_S)] \right\} e^{jkr \cos(\varphi - \varphi_0)} d\varphi_S \quad \text{si } r_S \rightarrow +\infty \quad (7.56)$$

et, après discrétisation de la distribution de sources secondaires en N sources placées aux incidences $\varphi_S = \varphi_i$, il vient:

$$p(\vec{r}, \omega) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left\{ 1 + 2 \sum_{m=1}^M \cos[m(\varphi_0 - \varphi_i)] \right\} e^{jkr \cos(\varphi - \varphi_0)} \quad (7.57)$$

On retrouve bien l'équation de reconstruction ambisonique 2D (cf. Equ. 7.17).

Ces résultats établissent le lien entre l'holophonie et le système ambisonique pour une restitution à la fois 2D et 3D. Ils signifient que l'holophonie et le système ambisonic (du moins au sens de l'approche ambisonique

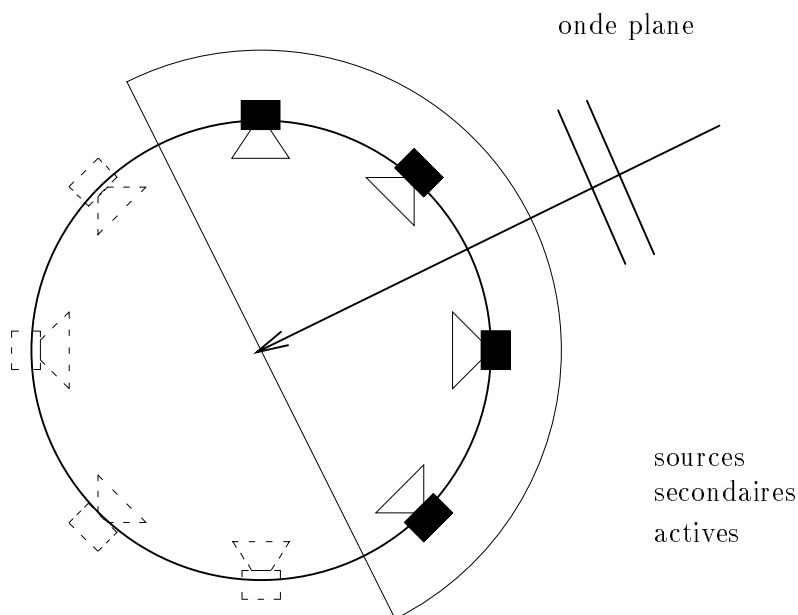


FIG. 7.2 - Pondération du réseau circulaire holophonique

généralisé) sont basés sur des *processus analogues de reconstruction physique de champ sonore*. Plus précisément, le système ambisonique peut être considéré comme un *cas particulier de l'holophonie*: l'approche ambisonique représente véritablement une solution holophonique simplifiée dans l'hypothèse d'*ondes planes*, à la fois du point de vue de l'onde primaire et des sources secondaires. Mais l'intérêt de ce résultat ne se borne pas à démontrer le lien entre les deux méthodes. Dans les lignes qui suivent, on va montrer comment on peut désormais les *réunir dans un formalisme commun de reconstruction physique de champ sonore*, dont il découle une *comparaison directe* des deux approches.

7.3 Une approche unifiée

7.3.1 Reconstruction d'une onde plane par une antenne circulaire de haut-parleurs: Deux solutions alternatives

Désormais, on considère exclusivement le cas d'une *restitution 2D*, dans le souci d'alléger les démonstrations. On a d'ailleurs constaté dans ce qui précède que le cas 3D n'apporte pas d'éléments véritablement nouveaux: il généralise les résultats obtenus en 2D. De plus, pour un grand nombre d'applications, le système 2D offre une spatialisation suffisante avec une complexité de mise en œuvre nettement moindre (antenne circulaire de haut-parleurs) que pour le dispositif 3D qui requiert une sphère de haut-parleurs dont la réalisation technique est relativement délicate.

Dans la section précédente, l'intégrale de Kirchhoff-Helmholtz a été simplifiée sur la base des hypothèses de l'approche ambisonique, pour donner l'équation de reconstruction ambisonique (Equ. 7.17). Or, il est possible de dériver une *solution alternative* impliquant toujours une antenne circulaire de haut-parleurs, mais ne prenant pas en compte les simplifications du système ambisonique basées sur les propriétés des ondes planes. En d'autres termes, cette solution repose sur un *processus de reconstruction purement holophonique*.

Afin de la mettre en évidence, on reprend l'intégrale de Kirchhoff-Helmholtz à laquelle on applique seulement l'approximation de la phase stationnaire (Equ. 7.50). Cette intégrale définit une reconstruction du champ sonore par une distribution 1D circulaire de sources secondaires qui combine des sources monopolo-

lares et dipolaires. De plus, comme on a vu au chapitre 2 que les contributions des monopôles et dipôles sont fortement redondantes, on ne conserve que les sources monopolaires, en ayant soin de pondérer convenablement le réseau de sources secondaires, afin de désactiver la moitié du réseau située à l'opposé de la direction de provenance de l'onde primaire³ (cf. Fig. 7.2).

Compte tenu de ces simplifications, l'équation de reconstruction holophonique s'écrit :

$$p(r, \varphi) = \sqrt{\frac{2\pi}{jk}} r_s \int_0^{2\pi} \frac{\partial p_0}{\partial r_s} w(\varphi_s) \frac{e^{-jkR}}{2\pi\sqrt{R}} d\varphi_s \quad (7.58)$$

où la fonction $w(\varphi_s)$ désigne la fonction de pondération spatiale du réseau de sources secondaires :

$$\begin{aligned} w(\varphi_s) &= \text{Rect}\left(\frac{\varphi_s}{\pi}\right) \\ &= \begin{cases} 1 & \forall \varphi_s \in \left[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right] \\ 0 & \forall \varphi_s \in \left[\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}\right] \end{cases} \end{aligned} \quad (7.59)$$

Après discrétisation du réseau de sources secondaires, il vient :

$$p(r, \varphi) = \frac{1}{N} \sqrt{\frac{2\pi}{jk}} r_s \left[\sum_{i=1}^N \frac{\partial p_0(r_s, \varphi_i)}{\partial r_s} w(\varphi_i) \frac{e^{-jkR_i}}{\sqrt{R_i}} \right] \quad (7.60)$$

avec :

$$R_i = \sqrt{r^2 + r_s^2 - 2rr_s \cos(\varphi - \varphi_i)}$$

L'équation précédente constitue l'alternative holophonique à l'équation de reconstruction ambisonique (Equ. 7.17) [Nicol & Emerit, 1999a].

7.3.2 Produit de convolution spatiale

Un examen attentif des équations de reconstruction holophonique (Equ. 7.60) et ambisonique (Equ. 7.17) met en évidence leur analogie formelle. Ces deux équations peuvent en effet se mettre sous la forme suivante :

$$p(r, \varphi) = \sum_{i=0}^N f(\varphi_i) w(\varphi_0 - \varphi_i) g(r, \varphi - \varphi_i) \quad (7.61)$$

dans laquelle on identifie un *produit de convolution spatiale* :

$$p(r, \varphi) = [f * (w \times g_r)](\varphi) \quad (7.62)$$

Ainsi, le processus de reconstruction du champ sonore se définit comme la convolution spatiale d'une fonction f , qui décrit la prise de son de la pression acoustique :

$$f(\varphi) = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} f(\varphi_i) \delta(\varphi - i\frac{2\pi}{N}) \quad (7.63)$$

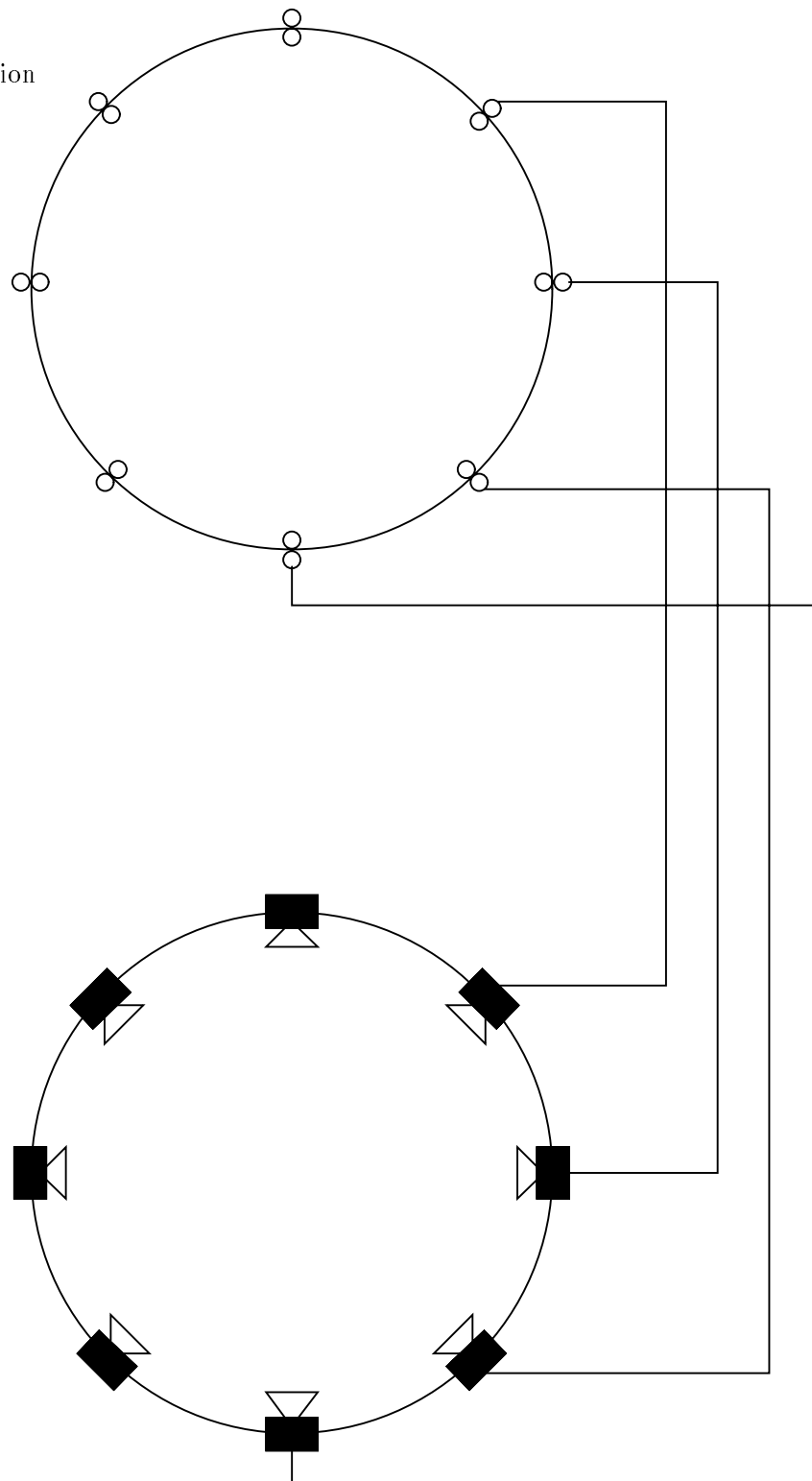
avec une fonction g_r , qui décrit le rayonnement des sources secondaires jusqu'au point d'écoute $\vec{r}(r, \varphi)$:

$$g_r(\varphi) \equiv g(r, \varphi) \quad (7.64)$$

En d'autres termes, la fonction f définit l'encodage spatial de l'onde acoustique, tandis que la fonction g_r décrit son décodage spatial. On remarque que la fonction d'encodage est échantillonnée, alors que la fonction de décodage reste continue. La discrétisation du réseau de sources secondaires n'affecte pas en effet l'opérateur de propagation g_r , comme on l'a déjà signalé au chapitre 4.

3. Pour rappel, au chapitre 2, on a observé que pour les sources secondaires appartenant à la moitié du réseau située à l'opposé de la direction de provenance de l'onde primaire, le point d'écoute se situe entre le réseau de sources secondaires et la source primaire, ce qui signifie qu'elles devraient émettre avant d'avoir été excitées (cf. Fig. 7.2). Attendu qu'elles ne peuvent émettre qu'une fois qu'elles ont été excitées, elles reconstruisent le champ sonore avec un retard lié à la propagation de l'onde primaire jusqu'aux sources secondaires. Ainsi, la forme de l'onde synthétisée est bien correcte, mais son temps d'arrivée est erroné : l'onde synthétisée par ces sources secondaires correspond donc à un signal d'erreur qu'il convient de supprimer et qui d'ailleurs est annulé lorsque des sources monopolaires et dipolaires sont présentes, leur contribution étant en opposition de phase. Lorsque seules les sources monopolaires sont présentes, on choisit de désactiver les sources responsables du signal d'erreur.

microphones
à gradient de pression



monopôles

FIG. 7.3 - Holophonie: Principe de la prise et de la restitution du son

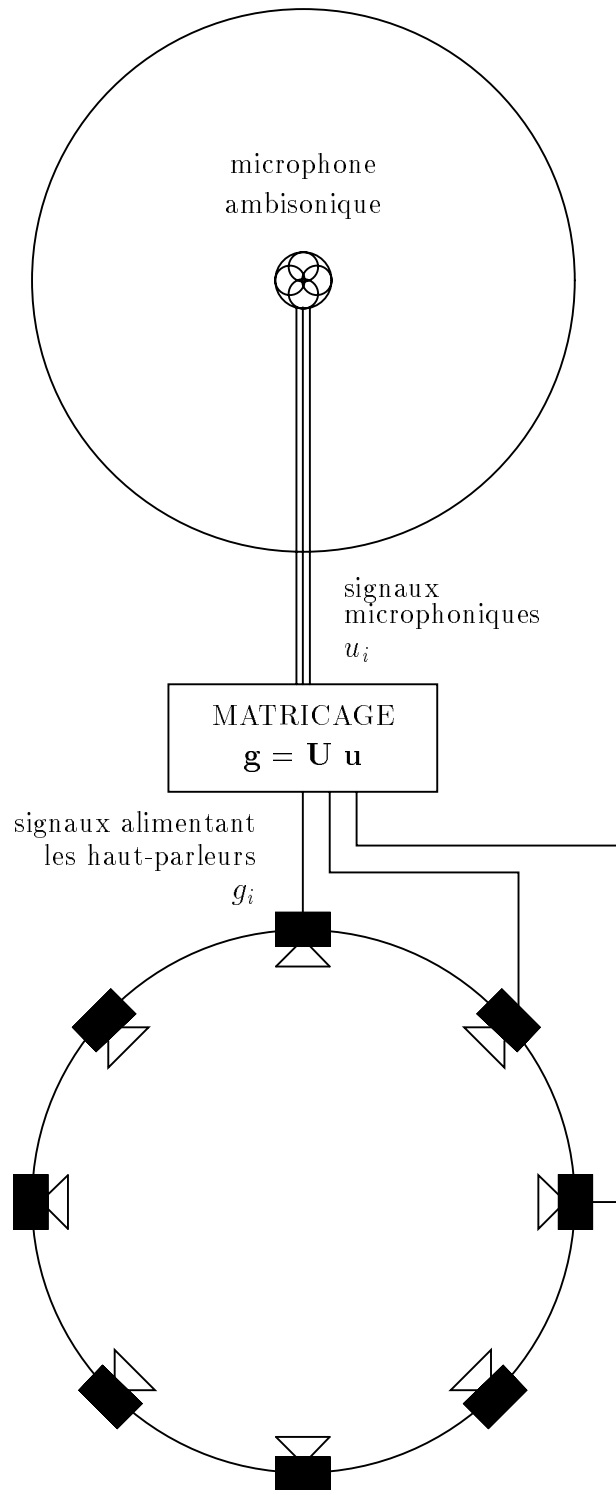


FIG. 7.4 - Système ambisonique: Principe de la prise et de la restitution du son

Pour l'holophonie (cf. Equ. 7.60), les fonctions f , g_r et w sont données par:

$$\begin{cases} fh(\varphi) &= \cos(\varphi - \varphi_0) e^{jkr_0 \cos(\varphi - \varphi_0)} \times \left[\sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(\varphi - i \frac{2\pi}{N}) \right] \\ wh(\varphi) &= \text{Rect}\left(\frac{\varphi_0}{\pi}\right) \\ gh_r(\varphi) &= \frac{1}{N} gh_0 \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{\rho}} \end{cases} \quad (7.65)$$

avec:

$$\begin{cases} gh_0 &= -\sqrt{2\pi jk} r_S \\ \rho &= \sqrt{r^2 + r_S^2 - 2rr_S \cos(\varphi)} \end{cases}$$

et pour le système ambisonique (cf. Equ. 7.17):

$$\begin{cases} fa(\varphi) &= \left\{ 1 + 2 \sum_{m=1}^M \cos[m(\varphi - \varphi_0)] \right\} \times \left[\sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(\varphi - i \frac{2\pi}{N}) \right] \\ wa(\varphi) &= 1 \\ ga_r(\varphi) &= \frac{1}{N} e^{jkr \cos \varphi} \end{cases} \quad (7.66)$$

Les spécificités de la prise et de la restitution du son selon chacune des méthodes (holophonique et ambisonique) sont illustrées sur les figures 7.3 et 7.4.

Spectres spatiaux

Ce formalisme unifié permet une *comparaison directe* des approches holophonique et ambisonique: il suffit de comparer les propriétés des fonctions d'encodage fh et fa et des fonctions de décodage gh_r et ga_r [Nicol & Emerit, 1999a]. Cette comparaison peut s'effectuer sur les fonctions $f(\varphi)$ et $g_r(\varphi)$ elles-mêmes ou sur leur spectre $F(\chi)$ et $G_r(\chi)$ obtenu dans le domaine dual des fréquences spatiales χ . On remarque à ce sujet que chacune des fonctions $f(\varphi)$, $g_r(\varphi)$ et $w(\varphi)$ est périodique de période 2π . En conséquence, elles peuvent être développées en série de Fourier complexe, ce qui définit un *spectre de raies* [Reinhard, 1989]. Ainsi, par exemple, le développement en série de Fourier de la fonction d'encodage g_r s'écrit:

$$g_r(\varphi) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \gamma_{g_m} e^{jm\varphi} \quad (7.67)$$

où les coefficients γ_{g_m} sont donnés par:

$$\gamma_{g_m} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} g_r(\varphi) e^{-jm\varphi} d\varphi .$$

On en déduit son spectre discret G_r :

$$G_r(\chi) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \gamma_{g_m} \delta(\chi - \frac{m}{2\pi}) \quad (7.68)$$

Quant à la fonction d'encodage f , elle est non seulement périodique, mais il s'agit aussi d'une fonction échantillonnée, de sorte que son spectre est à la fois discret et périodique de période:

$$\frac{N}{2\pi} .$$

De plus, contrairement à la fonction de décodage, on possède une expression analytique des spectres des fonctions d'encodage:

$$Fh(\chi) = \frac{1}{2\pi} \left[\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \gamma_{h_m} \delta(\chi - \frac{m}{2\pi}) \right] * \left[\sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(\chi - i \frac{N}{2\pi}) \right] \quad (7.69)$$

$$Fa(\chi) = \frac{1}{2\pi} \left[\sum_{m=-M}^M \gamma_{a_m} \delta(\chi - \frac{m}{2\pi}) \right] * \left[\sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(\chi - i \frac{N}{2\pi}) \right] \quad (7.70)$$

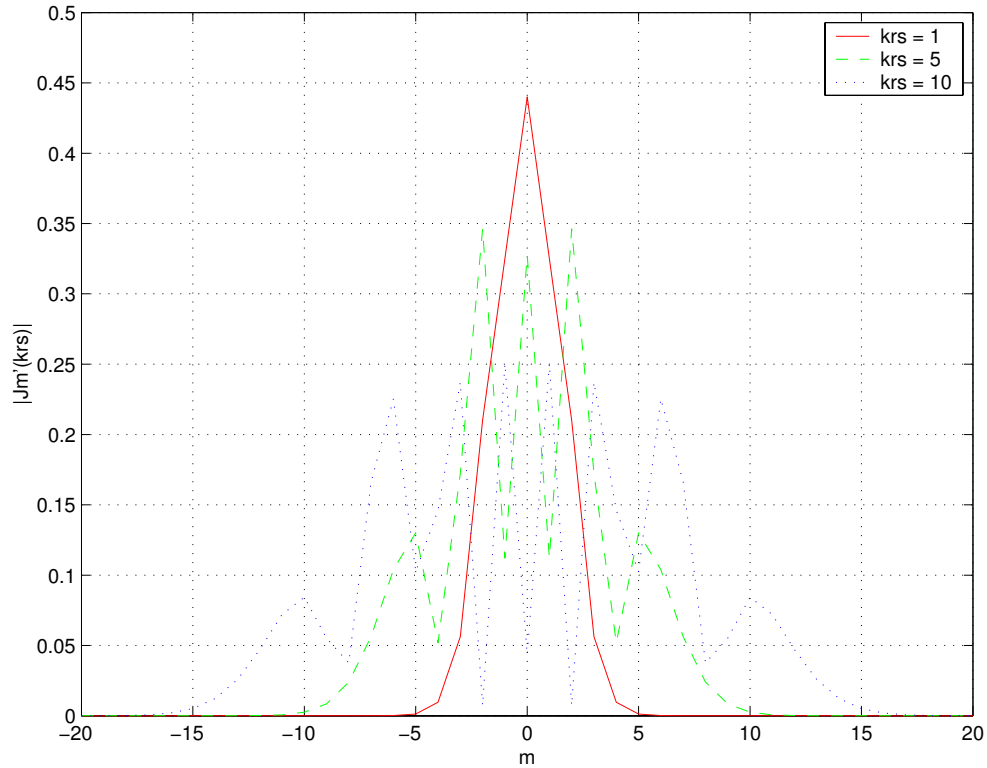


FIG. 7.5 - Fonction d'encodage holophonique fh : Filtrage Passe-Bas induit par les fonctions de Bessel

avec:

$$\begin{cases} \gamma_{h_m} &= j^{|m|-1} J'_{|m|}(kr_s) e^{-jm\varphi_0} \\ \gamma_{a_m} &= e^{-jm\varphi_0} \end{cases}$$

Une fois définis les spectres des fonctions d'encodage et de décodage F et G_r , le produit de convolution (cf. Equ. 7.62) se ramène dans le domaine dual χ à un produit simple de spectres:

$$P(r, \chi) = F(\chi) \times [G_r * W](\chi) \quad (7.71)$$

Pour simuler le processus de reconstruction du champ acoustique, on préférera utiliser cette formule, plutôt que le produit de convolution qui est plus onéreux en temps de calcul.

7.4 Encodage spatial

7.4.1 Deux descriptions équivalentes de l'information spatiale

On s'intéresse d'abord à l'encodage spatial du champ sonore selon les deux méthodes. On compare donc les propriétés des fonctions d'encodage fh et fa , mais on se rend compte qu'une comparaison directe de ces fonctions n'est pas pertinente (cf. Equ. 7.65 & 7.66). En revanche, leurs spectres Fa et Fh offre une description équivalente de l'encodage spatial et ils sont beaucoup plus explicites. Le comportement spatial de l'onde plane est entièrement défini par son angle d'incidence φ_0 . On constate que cette information est contenue dans les spectres Fa et Fh à travers les termes $e^{-jm\varphi_0}$ [Nicol & Emerit, 1998]. De plus, on remarque que les expressions des coefficients γ_{h_m} et γ_{a_m} des deux spectres sont très proches: le spectre de la fonction d'encodage holophonique n'est autre que le spectre de la fonction d'encodage ambisonique filtré par un filtre dont la réponse en fréquence est décrit par la dérivée des fonctions de Bessel $J'_n(kr_s)$ (cf. Equ. 7.69 & 7.70). Le filtre ainsi défini est de type Passe-Bas (cf. Fig. 7.5).

Par conséquent, *les procédés d'encodage holophonique et ambisonique offrent une description équivalente du comportement spatial du champ sonore*. Les deux encodages sont non seulement équivalents, mais ils peuvent être aussi substitués l'un à l'autre. Les deux séries de coefficients γ_{h_m} et γ_{a_m} sont en effet liées par la relation:

$$\gamma_{h_m} = j^{|m|-1} J'_{|m|}(kr_S) \gamma_{a_m} \quad (7.72)$$

Il est donc possible de dériver les signaux d'un encodage ambisonique d'un enregistrement holophonique et inversement. La conversion entre les formats ambisonique et holophonique correspond à un simple filtrage qui peut être réalisé soit dans le domaine spatial φ soit dans le domaine dual des fréquences spatiales χ .

Dans le même esprit, on en déduit que, pour une prise de son holophonique, il n'est plus impératif d'utiliser des microphones à gradient de pression, mais qu'il est possible d'utiliser indifféremment des microphones de pression ou à gradient de pression. La fonction d'encodage fh décrite dans l'équation 7.65 spécifie des microphones à gradient de pression, cependant si des microphones de pression sont substitués à ces derniers, la nouvelle fonction d'encodage fho est donnée par:

$$fho(\varphi) = e^{jkr_S \cos(\varphi - \varphi_0)} \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(\varphi - i \frac{2\pi}{N}) \quad (7.73)$$

dont le spectre s'exprime:

$$Fho(\chi) = \frac{1}{2\pi} \left[\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \gamma_{h_{o_m}} \delta(\chi - \frac{m}{2\pi}) \right] * \left[\sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(\chi - i \frac{N}{2\pi}) \right] \quad (7.74)$$

avec:

$$\gamma_{h_{o_m}} = j^{|m|} J_{|m|}(kr_S) e^{-jm\varphi_0} \quad (7.75)$$

Par suite, les trois séries de coefficients sont liées par les relations:

$$\begin{cases} \gamma_{h_m} &= j^{|m|-1} J'_{|m|}(kr_S) \gamma_{a_m} \\ \gamma_{h_{o_m}} &= j^{|m|} J_{|m|}(kr_S) \gamma_{a_m} \\ \gamma_{h_m} &= -j \frac{J'_{|m|}(kr_S)}{J_{|m|}(kr_S)} \gamma_{h_{o_m}} \end{cases} \quad (7.76)$$

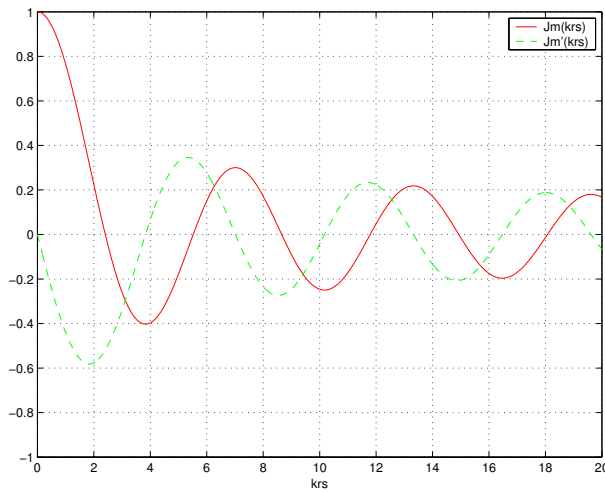
Ainsi d'un enregistrement par une antenne de microphones de pression, on peut dériver d'une part les signaux qu'auraient enregistrés des microphones à gradient de pression et d'autre part les signaux au format d'encodage ambisonique [Nicol & Emerit, 1998]. Cependant, la conversion entre les formats n'est pas sans soulever quelques difficultés, lorsque les fonctions de Bessel $J_{|m|}(kr_S)$ ou $J'_{|m|}(kr_S)$ s'annulent (cf. Fig. 7.6). Une solution à ce problème qui a été mise en évidence par J. Daniel [Daniel, 2000] consiste à combiner les signaux issus des microphones de pression et à gradient de pression, ce qui revient à utiliser des capteurs cardioïdes. Il vient:

$$\gamma_{h_n} + \gamma_{h_{o_m}} = j^{|m|} \left[J_{|m|}(kr_S) - j J'_{|m|}(kr_S) \right] e^{-jm\varphi_0} \quad (7.77)$$

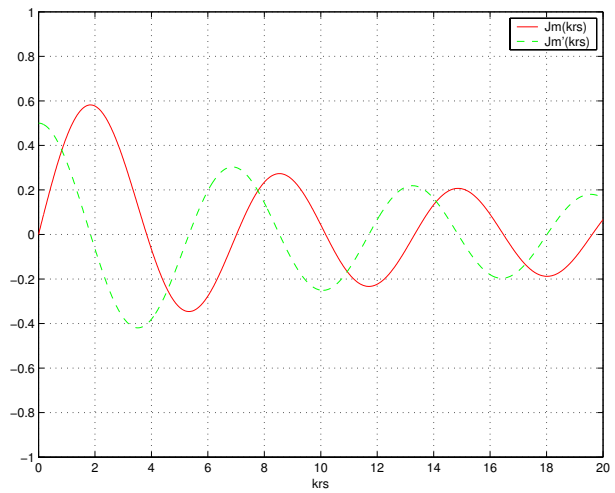
Le terme $[J_{|m|}(kr_S) - j J'_{|m|}(kr_S)]$ ne s'annule qu'en $kr_S = 0$ pour les ordres $m \geq 2$ [Daniel, 2000], ce qui élimine tout risque de coefficients nuls dans les relations de conversion entre les différents formats d'encodage (cf. Equ. 7.76). On rappelle d'ailleurs que, dans le microphone Soundfield, M. Gerzon a aussi choisi d'utiliser des microphones cardioïdes [Craven & Gerzon, 1977]. Le résultat précédent justifie ce choix a posteriori.

7.4.2 Deux stratégies de prise de son néanmoins divergentes

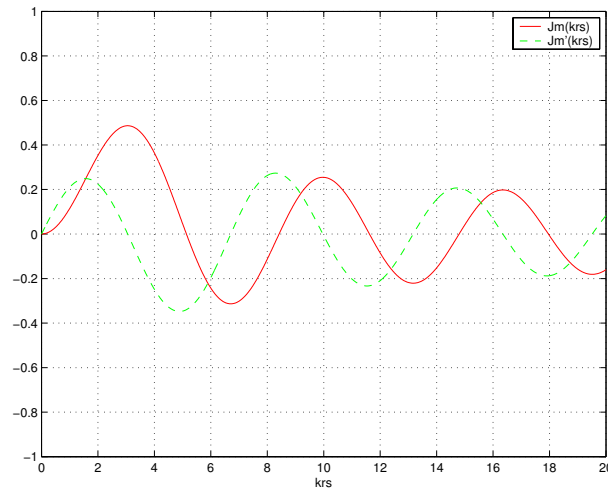
Dans l'approche holophonique, la pression acoustique est enregistrée le long d'un *cercle*, tandis que pour le système ambisonique, la prise de son s'effectue en un *point*. On a vu néanmoins que l'information spatiale ainsi recueillie est identique. Cependant, bien que les encodages holophonique et ambisonique soient équivalents, ils diffèrent dans la stratégie de prise de son qu'ils impliquent, notamment du point de vue du problème d'*échantillonnage spatial* et de *troncature du spectre*.



(a) $m = 0$



(b) $m = 1$



(c) $m = 2$

FIG. 7.6 - Zéros des fonctions de Bessel $J_m(kr_s)$ et de leurs dérivées $J'_m(kr_s)$

Remarque préliminaire: Notions d'ordre de troncature M de la série d'harmoniques cylindriques, de nombre N_e de canaux d'encodage et de nombre N_d de canaux de décodage

A ce stade, pour éviter toute confusion, il convient de distinguer trois nombres:

- M , l'ordre de troncature de la série d'harmoniques cylindriques: une troncature à l'ordre M signifie que la prise de son est limitée aux $(M+1)$ premiers harmoniques, ce qui correspond à un spectre comportant $(2M+1)$ composantes, compte tenu de la symétrie par rapport à la composante continue ($m=0$),
- N_e , le nombre de canaux d'encodage, c'est-à-dire le nombre de microphones qui enregistrent la pression acoustique,
- N_d , le nombre de canaux de décodage, c'est-à-dire le nombre de haut-parleurs qui vont le restituer.

Or, les relations entre ces trois nombres diffèrent selon la méthode considérée. Pour l'holophonie, le nombre de microphones N_e n'est absolument pas lié à l'ordre de troncature M . En revanche, N_e détermine la période du spectre Fh , c'est-à-dire le nombre de composantes spectrales contenues dans un motif du spectre périodique. Par ailleurs, le nombre de haut-parleurs est toujours égal au nombre de microphones:

$$N_e = N_d \quad .$$

Au contraire, pour le système ambisonique, l'ordre de troncature est imposé par le nombre de microphones:

$$N_e = 1 + 2M \quad ,$$

tandis que le nombre de haut-parleurs est totalement indépendant du nombre de microphones. Toutefois, pour un rendu optimal, on préconise de choisir [Poletti, 1996]:

$$N_e = N_d = 1 + 2M \quad .$$

Repliement de spectre

Dans les deux cas, la fonction d'encodage est une *fonction échantillonnée*: son échantillonnage résulte de l'utilisation d'un réseau discret de haut-parleurs. Comme on l'a déjà signalé, les spectres des fonctions d'encodage Fh et Fa sont donc périodisés avec une période qui est déterminée par le nombre de haut-parleurs et qui vaut:

$$\frac{N_d}{2\pi} \quad .$$

Il convient alors d'examiner si la condition de Shannon est vérifiée (cf. Chapitre 4). Or, si on exprime les spectres de ces fonctions avant échantillonnage, on remarque que:

- Dans le cas de l'holophonie, le spectre:

$$TF \left[\cos(\varphi - \varphi_0) e^{jkr_0 \cos(\varphi - \varphi_0)} \right] (\chi) = \frac{1}{2\pi} \left[\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \gamma_{h_m} \delta\left(\chi - \frac{m}{2\pi}\right) \right] \quad (7.78)$$

présente un support infini. On a vu cependant que les pondérations par les fonctions de Bessel qui interviennent sur les coefficients γ_{h_m} induisent un filtrage Passe-Bas qui tend à limiter le support du spectre.

- Pour le système ambisonique, le spectre:

$$TF \left[1 + 2 \sum_{n=1}^M \cos[n(\varphi - \varphi_0)] \right] (\chi) = \frac{1}{2\pi} \left[\sum_{m=-M}^M \gamma_{a_m} \delta\left(\chi - \frac{m}{2\pi}\right) \right] \quad (7.79)$$

possède en revanche un support fini dont la taille correspond à $(2M+1)$ composantes.

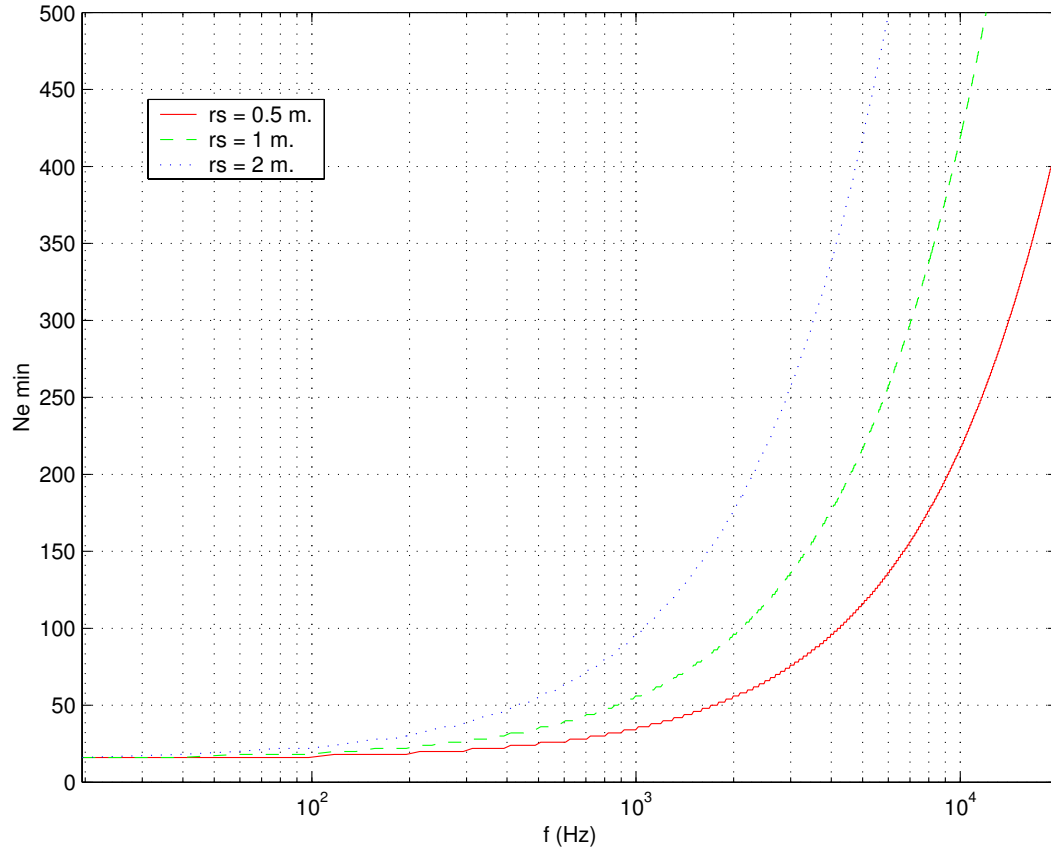


FIG. 7.7 - Prise de son holophonique: Nombre minimal de microphones $N_{e_{min}}$ en fonction de la fréquence f et du rayon r_s de l'antenne microphonique

En conséquence, pour l'holophonie, comme le spectre a un support infini, la périodisation du spectre suite à l'échantillonnage provoque inévitablement un repliement de spectre, tandis que, pour le système ambisonique, le repliement spectral n'apparaît que si:

$$2M + 1 > N_d \quad ,$$

c'est-à-dire si le nombre N_e de canaux d'encodage:

$$N_e = 2M + 1$$

est supérieur au nombre de canaux de décodage N_d .

Troncature du spectre

La troncature du spectre est imposée par le nombre M d'harmoniques encodés à la prise de son. Pour une description exhaustive de l'onde acoustique, une infinité d'harmoniques serait nécessaire, ce qui est impossible en pratique puisqu'on dispose d'un nombre fini de microphones. Dans une prise de son réelle, seul un nombre fini M d'harmoniques peut donc être encodé, ce qui limite la quantité d'information spatiale effectivement prise en compte. Dans le cas du système ambisonique, chaque microphone est affecté à l'enregistrement d'une composante harmonique (cf. Equ. 7.4), ainsi le nombre de microphones N_e détermine directement le nombre d'harmoniques encodés:

$$N_e = 2M + 1 \tag{7.80}$$

En revanche, pour l'holophonie, le spectre spatial de l'onde acoustique n'est pas tronqué d'emblée à la prise de son, ce qui pose d'ailleurs le problème de repliement spectral lors de son échantillonnage, comme on vient de le voir au cours de la section précédente. En théorie, la prise de son holophonique préserve donc l'intégralité des harmoniques, si ce n'est que, pratiquement, la périodisation du spectre résultant de l'échantillonnage ne le rend exploitable que sur une période qui correspond à N_d composantes. En outre, même s'il ne s'agit pas d'une troncature "brutale" comme dans le cas du système ambisonique, le filtrage Passe-Bas résultant de la pondération des composantes spectrales par les fonctions de Bessel tend à limiter le spectre de la pression enregistrée. En effet, on observe qu'au delà d'un rang M_{max} , les harmoniques sont tellement atténués qu'ils deviennent négligeables, du moins n'émergent-ils plus du bruit de fond de l'enregistrement. L'ordre M_{max} définit la bande passante spatiale du champ sonore encodé. Le filtrage Passe-Bas réalisé par les fonctions de Bessel dépend du produit kr_S , c'est-à-dire d'une part du rayon r_S du cercle sur lequel sont répartis les microphones et d'autre part de la fréquence temporelle f à travers le nombre d'onde k . Pratiquement, la bande passante spatiale du champ sonore encodé est d'autant plus étendue que le produit kr_S est grand (cf. Fig. 7.5), c'est-à-dire que le rayon r_S est grand ou que la fréquence est élevée. Par suite, le rayon r_S de l'antenne microphonique doit être choisi en fonction de l'étendue désirée de la bande passante spatiale d'encodage. On peut définir le rang M_{max} comme le rang de l'harmonique présentant une atténuation donnée, par exemple 60 dB. La valeur de M_{max} peut alors être déterminée en fonction du produit kr_S par régression linéaire:

$$M_{max} = E[a_1 + b_1 kr_S] \quad (7.81)$$

avec:

$$\begin{cases} a_1 = 7.8753 \\ b_1 = 1.093 \end{cases}$$

Dans cette expression, la fonction $E[x]$ désigne la partie entière de x . Cette relation permet de définir le rayon r_S en fonction du nombre M_{max} de composantes spectrales qu'on veut encoder. Par ailleurs, connaissant la taille du support du spectre encodé, on en déduit à partir du critère de Shannon, le nombre minimum de microphones à disposer le long du cercle de rayon r_S qui définit l'antenne microphonique:

$$N_e \geq N_{emin} = 2M_{max} + 1 \quad (7.82)$$

La figure 7.7 illustre cette relation en représentant le nombre minimal de microphones N_{emin} en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de rayon r_S .

7.4.3 Erreur d'encodage

L'analyse qualitative précédente, qui est basée sur les propriétés mathématiques des fonctions d'encodage fh et fa , mérite d'être complétée par une évaluation numérique des performances d'encodage des deux méthodes [Nicol & Emerit, 1999a]. Soient p , l'onde de pression originale et \hat{p} , l'onde de pression reconstruite selon le procédé holophonique ou ambisonique, on définit l'*erreur d'encodage* comme la différence en valeur absolue entre ces deux signaux:

$$e(r, \varphi) = |p(r, \varphi) - \hat{p}(r, \varphi)| \quad (7.83)$$

Cette erreur est ensuite intégrée le long d'un cercle de rayon r donné, ce qui donne une *erreur moyenne* qui ne dépend plus que du rayon r :

$$\bar{e}(r, \varphi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e(r, \varphi) d\varphi \quad (7.84)$$

En l'occurrence, l'onde originale est une onde plane d'incidence φ_0 (cf. Equ. 7.1). L'onde synthétisée \hat{p} s'obtient en convoluant la fonction d'encodage associée à la méthode considérée, fa ou fh par une fonction de décodage spatial g_r :

$$\hat{p}(r, \varphi) = [f * (w \times g_r)](\varphi) \quad (7.85)$$

La fonction de décodage est identique dans les deux cas, afin de s'affranchir des différences de décodage et ne comparer que les performances d'encodage. Il s'agit de la fonction de décodage ambisonique g_a . Par

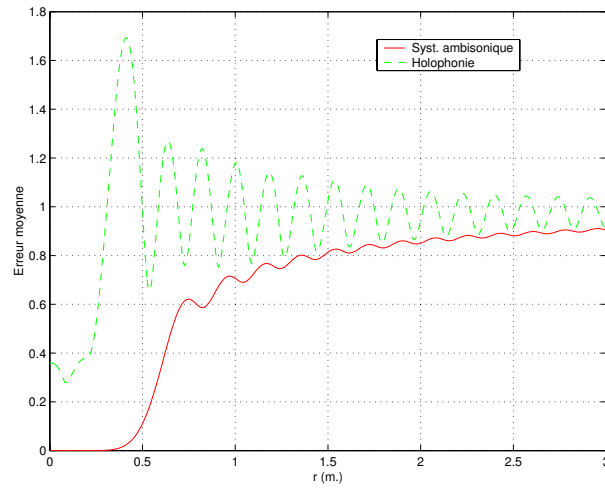
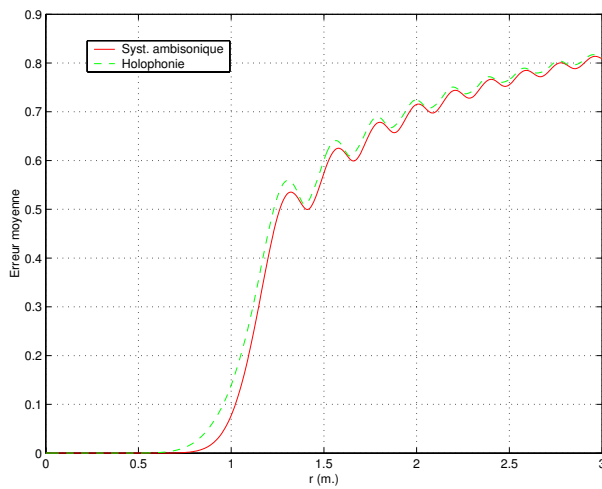
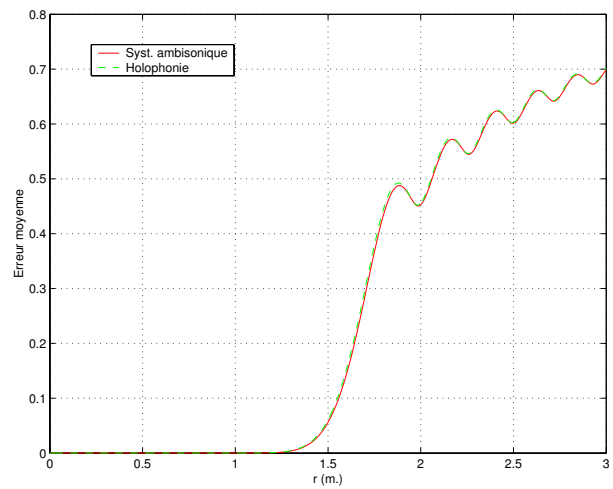

 (a) $N_e = 21$

 (b) $N_e = 41$

 (c) $N_e = 61$

FIG. 7.8 - Erreur moyenne d'encodage: Comparaison entre l'holophonie et le système ambisonique (Synthèse d'une onde plane d'incidence $\varphi = 60^\circ$ et de fréquence $f = 1$ kHz, prise de son holophonique effectuée par une antenne circulaire de rayon $r_S = 1$ m.)

suite, pour calculer l'erreur d'encodage dans le cas de l'holophonie, on n'applique pas directement la fonction d'encodage fh , mais il faut convertir les signaux holophoniques au format ambisonique selon l'équation 7.76. De plus, le produit de convolution est réalisé dans le domaine dual des fréquences spatiales où il se ramène à un produit simple de spectres.

Sur la figure 7.8, l'erreur moyenne d'encodage obtenue pour l'holophonie et le système ambisonique est représentée en fonction du rayon r pour différentes valeurs du nombre $N_e = 2M + 1$ de signaux d'encodage. On observe d'abord que, quel que soit N_e , l'erreur de l'encodage ambisonique est nulle au centre du cercle ($r = 0$). Elle reste très faible au voisinage du centre, mais croît assez rapidement lorsque le rayon r augmente. Cette erreur d'encodage provient uniquement de la *troncature*⁴ à l'ordre M de la *décomposition en harmoniques cylindriques*. Son comportement en fonction du rayon r suggère une analogie entre la décomposition en harmoniques cylindriques et un *développement de Taylor*: la décomposition en harmoniques cylindriques rappelle un développement limité du signal de pression au voisinage du centre du cercle. En d'autres termes, la reconstruction du champ sonore est correcte à l'intérieur d'un cercle dont le rayon r croît avec l'ordre de troncature M de la série harmonique (cf. Fig. 7.8b & c).

A la différence du système ambisonique, on observe, dans le cas de l'holophonie, que, pour les faibles valeurs de N_e , l'erreur d'encodage obtenue est importante partout, quelle que soit la valeur de r . Elle tend en particulier à se renforcer au voisinage du centre du cercle. Ce comportement traduit l'effet du *repliement spectral* lié à un nombre insuffisant de microphones. Lorsque le nombre N_e de microphones — c'est-à-dire le nombre de signaux d'encodage — augmente (cf. Fig. 7.8b & c), l'erreur d'encodage décroît brutalement, jusqu'à ce que l'effet de repliement spectral disparaisse. Pour $N_e = 61$, la condition de Shannon est satisfaite, puisque, d'après les équations 7.81 et 7.82, le nombre minimal de microphones vaut $N_{min} = 59$ dans la configuration considérée. L'erreur d'encodage ne provient plus alors que de l'*effet de troncature* du spectre et on constate en effet que les résultats de l'holophonie convergent vers la courbe du système ambisonique (cf. Fig. 7.8c).

7.4.4 Conclusion

Les résultats précédents indiquent que, des deux méthodes, l'encodage spatial réalisé dans l'approche ambisonique est le plus efficace, dans la mesure où, avec un faible nombre N_e de microphones, la reconstruction du champ sonore est correcte au centre du cercle de haut-parleurs. Dès lors qu'on a soin de choisir un nombre N_d de canaux de restitution supérieur ou égal au nombre de canaux N_e , l'onde reconstruite par le système ambisonique est exempte de repliement spectral. La seule source d'erreur est la troncature de la série d'harmoniques cylindriques qui contrôle la taille de la zone d'écoute. Lorsqu'on augmente l'ordre M de la troncature, c'est-à-dire le nombre $N_e = 2M + 1$ de canaux d'encodage à la prise de son, la zone de reconstruction correcte s'étend au voisinage du centre du cercle de haut-parleurs pour former un disque dont le rayon croît avec l'ordre M .

Pour l'holophonie, l'encodage sur un faible nombre N_e de canaux est considérablement détérioré par le repliement spectral, à tel point qu'il n'existe aucune zone de reconstruction correcte, aussi petite soit-elle, contrairement à l'approche ambisonique. Néanmoins, dès qu'un nombre suffisant de microphones est utilisé en accord avec le critère de Shannon, la reconstruction holophonique s'affranchit du repliement spectral et seul demeure l'effet de la troncature de la série d'harmoniques cylindriques.

Il faut cependant avoir présent à l'esprit qu'en dépit de ses performances, la méthode ambisonique se heurte au problème de l'enregistrement des signaux d'encodage ambisonique, enregistrement qui est irréalisable au delà de l'ordre $m = 1$. Aussi, pour pallier cette difficulté, la seconde idée à retenir est la possibilité de dériver des signaux d'encodage ambisonique d'une prise de son holophonique.

4. Pour toutes les simulations, on a considéré un nombre de canaux de restitution N_d égal au nombre de canaux d'encodage N_e , afin de tirer parti de toute l'information spatiale enregistrée. Par conséquent, puisque:

$$N_d = N_e = 2M + 1$$

l'encodage ambisonique est exempt de repliement spectral.

7.5 Décodage spatial

7.5.1 Opérateur de reconstruction

Après l'encodage, les performances du décodage spatial des procédés holophonique et ambisonique vont être comparées [Nicol & Emerit, 1999a] [Nicol & Emerit, 1999b]. Pour l'holophonie, l'opérateur de reconstruction gh_r définit un monopôle dont l'amplitude toutefois ne décroît pas en raison inverse de la distance de propagation ρ , mais de sa racine carrée $\sqrt{\rho}$ (cf. Equ. 7.65):

$$gh_r(\varphi) = \frac{1}{N_d} gh_0 \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{\rho}} \quad (7.86)$$

Cette propriété résulte de l'approximation de la Phase Stationnaire. Dans le cas du système ambisonique, l'opérateur de propagation correspond à une onde plane. Il en ressort que, dans les deux cas, l'opérateur de reconstruction définit une source théorique qui n'existe pas dans la réalité. Aussi, une fois qu'on aura comparé les performances de reconstruction des deux opérateurs, sera-t-il intéressant d'examiner à quel degré elles sont affectées quand on substitue aux sources théoriques définies par les opérateurs gh_r et ga_r (cf. Equ. 7.65 & 7.66), de véritables monopôles décrits par:

$$gm_r(\varphi) = \frac{g_0}{N} \frac{e^{-jk\rho}}{\rho} \quad (7.87)$$

et dont le comportement se rapproche davantage d'une source réelle.

7.5.2 Erreur de décodage

Les performances des deux méthodes sont évaluées sur la base du même critère d'erreur que précédemment et qui consiste à comparer l'onde reconstruite \hat{p} à l'onde originale p :

$$\bar{e}(r, \varphi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |p(r, \varphi) - \hat{p}(r, \varphi)| d\varphi \quad (7.88)$$

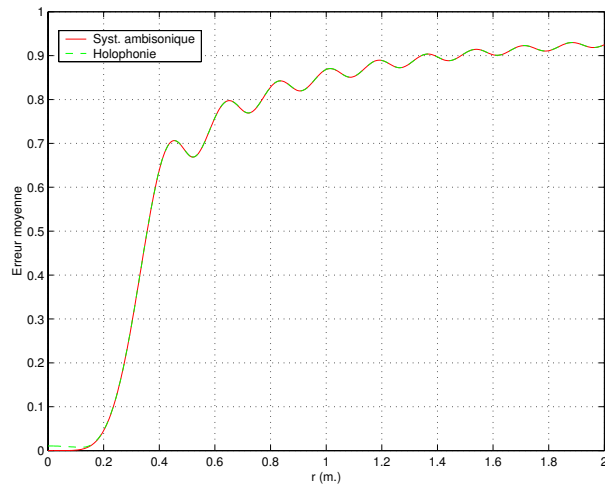
L'onde reconstruite est toujours obtenue en convoluant la fonction d'encodage par une fonction de décodage, mais cette fois on considère la même fonction d'encodage pour l'holophonie et l'approche ambisonique, afin de comparer les processus de décodage sans faire intervenir les différences d'encodage spatial. En l'occurrence, la fonction d'encodage choisie est celle de la solution ambisonique fa . Par suite, dans le cas de l'holophonie, on a recours aux relations 7.76 pour convertir les signaux d'encodage ambisonique au format holophonique.

La figure 7.9 illustre l'erreur de décodage obtenue pour l'holophonie et le système ambisonique en fonction du rayon r et pour différents nombres N_d de canaux de restitution, c'est-à-dire de haut-parleurs. Il est frappant que, quel que soit la valeur de N_d , les erreurs de décodage de l'holophonie et du système ambisonique sont strictement identiques. Les deux procédés de décodage sont donc aussi performants l'un que l'autre. On note cependant qu'au voisinage du centre du cercle ($r < 0.5$ m), la reconstruction holophonique présente une erreur additionnelle de très faible amplitude. Cette erreur résulte de l'approximation de la Phase Stationnaire et on peut vérifier qu'elle décroît avec le rayon r_S de l'antenne de haut-parleurs (cf. Fig. 7.10a) ou la fréquence f (cf. Fig. 7.10b). La validité de l'approximation est en effet liée à la vitesse d'oscillation de l'exponentielle complexe e^{jkR} dans l'équation 7.60: l'erreur est donc d'autant plus faible que le terme kR est grand.

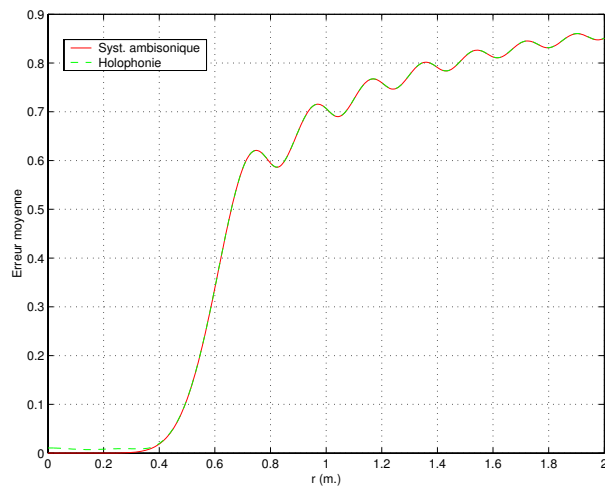
7.5.3 Effet de troncature

Dans l'erreur de décodage illustrée sur la figure 7.9, on identifie principalement l'effet de troncature de la série d'harmoniques cylindriques. Cet effet détermine une zone de reconstruction correcte centrée sur l'origine et dont la taille est déterminée par l'ordre de troncature M [Nicol & Emerit, 1999a]. La taille de cette zone peut être évaluée en déterminant le rayon $r = r_{max}$, à partir duquel l'erreur de décodage $\bar{e}(r)$ excède une valeur seuil donnée qu'on peut fixer par exemple à:

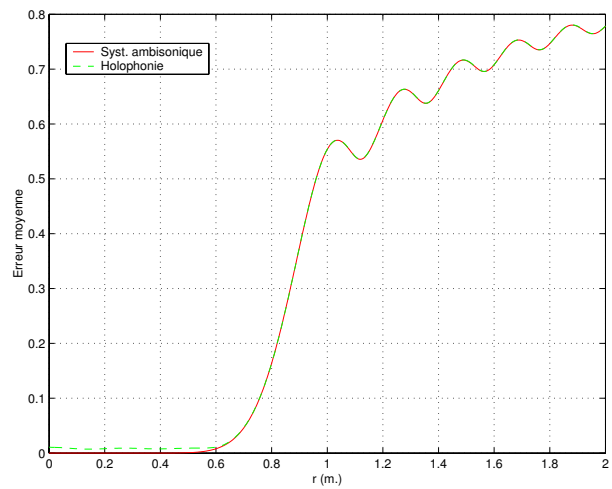
$$\bar{e}(r_{max}) = 0.01$$



(a) $N_d = 11$



(b) $N_d = 21$



(c) $N_d = 31$

FIG. 7.9 - Erreur moyenne de décodage: Comparaison entre l'holophonie et le système ambisonique (Synthèse d'une onde plane d'incidence $\varphi = 60^\circ$ et de fréquence $f = 1$ kHz, prise de son holophonique effectuée par une antenne circulaire de rayon $r_S = 2.5$ m.)

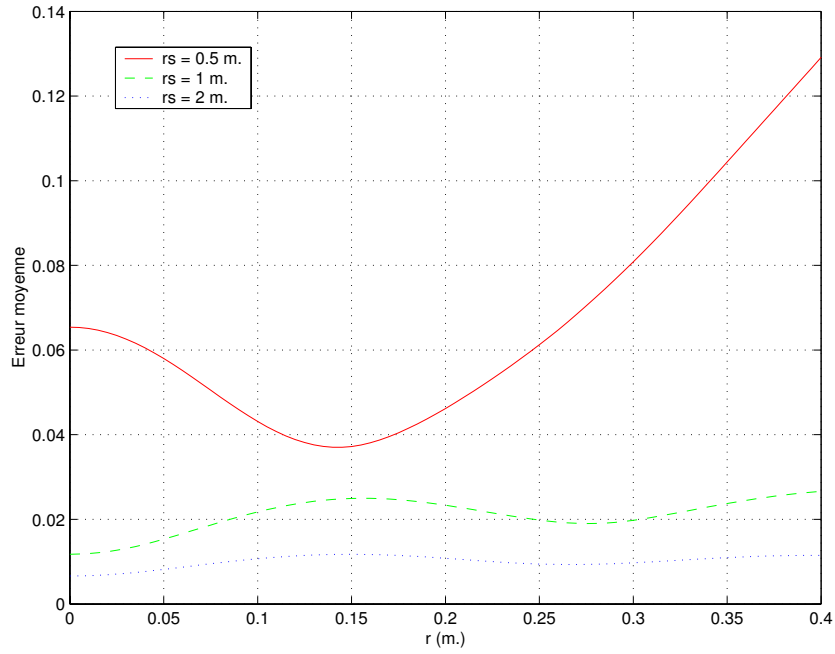
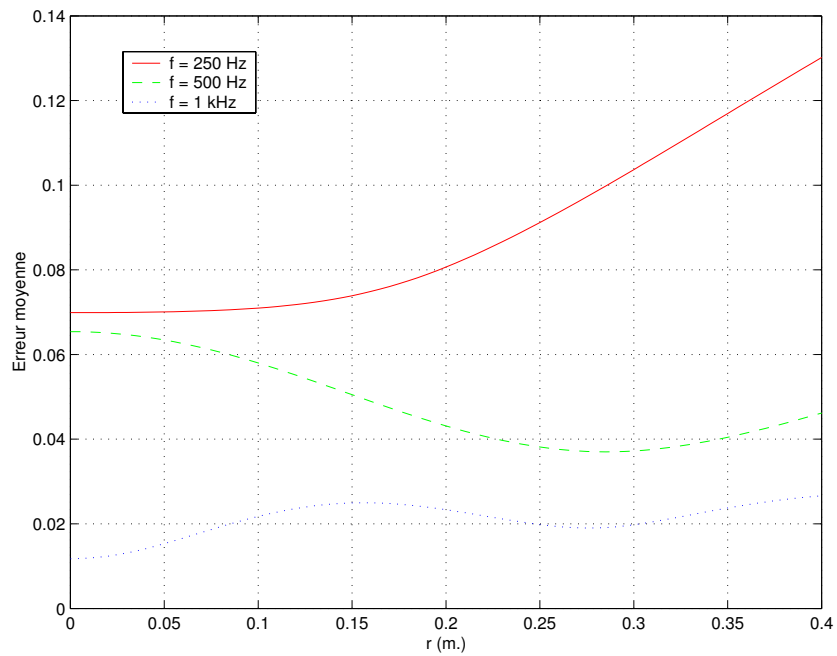

 (a) Influence du rayon r_S ($f = 1$ kHz)

 (b) Influence de la fréquence f ($r_S = 1$ m)

FIG. 7.10 - Erreur de décodage et approximation de la Phase Stationnaire (Holophonie): Influence du rayon r_S de l'antenne de haut-parleurs et de la fréquence f de l'onde plane (Synthèse d'une onde plane d'incidence $\varphi = 60^\circ$, prise de son holophonique effectuée par une antenne circulaire de rayon r_S , $N_d = 31$ haut-parleurs)

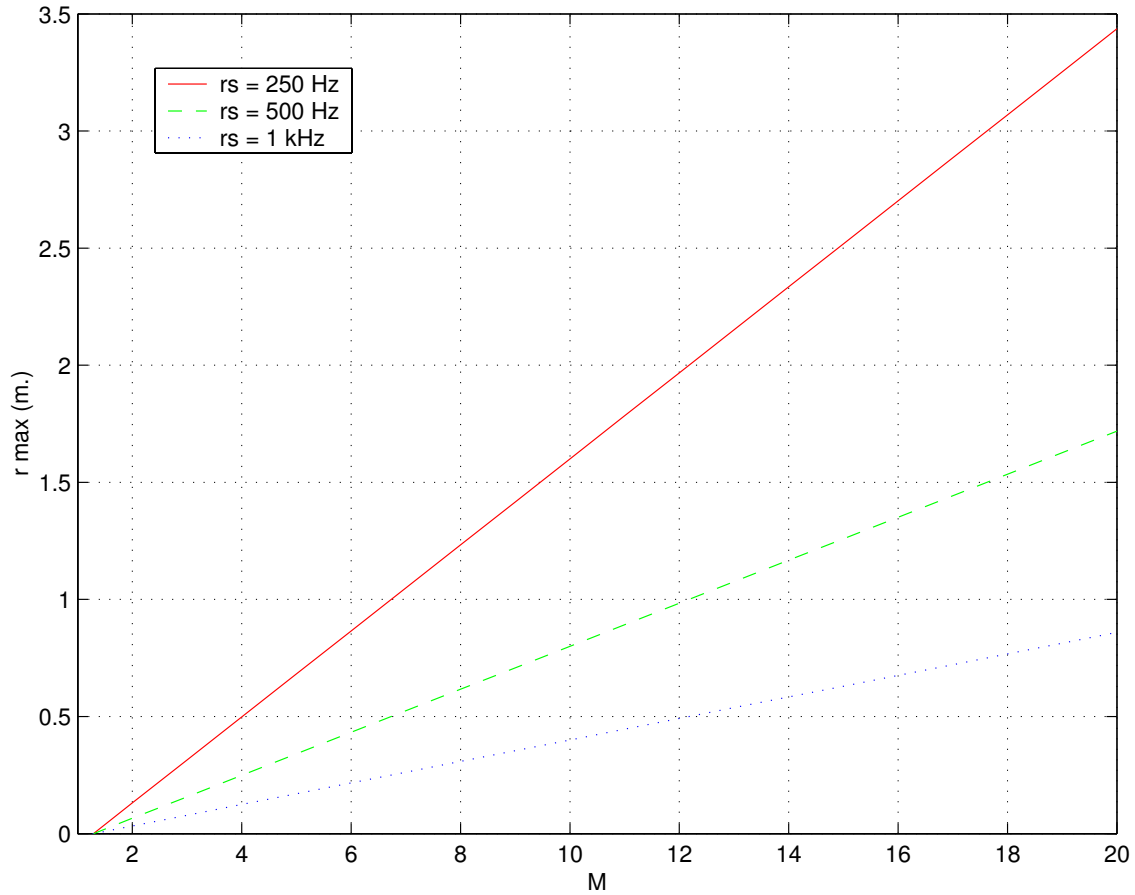


FIG. 7.11 - Rayon r_{max} de la zone de reconstruction correcte en fonction de l'ordre de troncature M de la série d'harmoniques cylindriques

ce qui correspond à un niveau de -40 dB. La relation entre l'ordre M et le rayon r_{max} s'obtient par régression linéaire:

$$k \times r_{max} \simeq a_2 + b_2 M \quad (7.89)$$

avec:

$$\begin{cases} a_2 = -1.092 \\ b_2 = 0.8484 \end{cases}$$

On note que la taille de la zone d'écoute dépend aussi de la fréquence avec le nombre d'onde k . La figure 7.11 reproduit pour différentes fréquences, les valeurs du rayon r_{max} de la zone de reconstruction correcte en fonction de l'ordre de troncature M .

En fonction de la taille désirée de la zone d'écoute pour l'application considérée, on peut donc se donner une valeur de r_{max} . De la relation 7.89, on déduit alors l'ordre M , auquel l'encodage de la pression acoustique doit être limité.

A titre d'exemple [Nicol & Emerit, 1999b], pour obtenir une zone d'écoute correspondant à un cercle de diamètre égal à un mètre ($r_{max} = 0.5$ m) et ce jusqu'à une fréquence $f_{max} = 16$ kHz, l'équation 7.89 impose un ordre de troncature:

$$M = 178$$

Dans le cas du système ambisonique, l'enregistrement de ces $M=178$ harmoniques nécessitent $N_e = 2M + 1 = 357$ microphones et, à la restitution, il conviendrait de disposer d'une antenne $N_d = N_e = 357$ de haut-parleurs, ce qui est assez irréaliste. De même, pour l'holophonie, afin d'enregistrer correctement les 178

harmoniques, la condition de Shannon, qui est exprimée par l'équation 7.82, impose un minimum de :

$$N_e = 2M + 1 = 357 \text{ microphones}$$

Cependant, dans la mesure où des études menées à l'U.T.D. ont montré qu'une reconstruction exacte du champ sonore est primordiale dans les basses fréquences, mais s'avère moins cruciale pour les hautes fréquences [Start, 1997], il est possible d'abaisser la fréquence f_{max} à 1.6 kHz, ce qui réduit le nombre de microphones à :

$$N_e = 2M + 1 = 39$$

valeur qui semble plus raisonnable. Dans le cas de l'holophonie, il convient aussi de choisir avec soin le rayon r_S de l'antenne microphonique en fonction de l'ordre M de troncature. Si on choisit un rayon r_S trop petit, la bande passante d'encodage risque de ne pas s'étendre jusqu'à l'ordre M désiré. A l'opposé, si r_S est trop grand, la bande passante spatiale est trop étendue et il se produit un repliement spectral. Le choix de la valeur du rayon r_S fait donc l'objet d'un compromis entre la largeur de la bande passante d'encodage et le contrôle du phénomène de repliement spectral. Ce compromis est exprimé par la relation 7.81. Dans la configuration précédente ($f_{max} = 1.6$ kHz, $N_e = 39$), un rayon de l'ordre de :

$$r_S = 0.35 \text{ m}$$

semble optimal.

Toutefois, on a défini initialement une zone d'écoute correspondant à un cercle de rayon $r_{max} = 0.5$ m. Pour la couvrir, il faut donc une antenne de haut-parleurs dont le rayon vaille au minimum $r'_S = 0.5$ m, ce qui conduit à deux valeurs différentes de rayon, d'une part pour l'antenne microphonique ($r_S = 0.35$ m) et d'autre part pour l'antenne de haut-parleurs ($r'_S \geq 0.5$ m). Cette situation ne pose pas de réelle difficulté en soi : les rayons de l'antenne microphonique et de l'antenne de haut-parleurs peuvent en effet différer à condition de propager ou de rétropropager les signaux microphoniques jusqu'au réseau de haut-parleurs, comme dans le cadre du concept de source notionnelle (cf. Chapitre 3). Les relations 7.76, qui permettent de convertir les signaux d'encodage au format ambisonique ou holophonique, peuvent aussi être utilisées pour les propager ou les rétropropager jusqu'à un cercle de rayon $r'_S > r_S$. L'opération de propagation est basée sur un filtrage spatial, la réponse en fréquence du filtre mis en jeu étant défini par des fonctions de Bessel. De même, le nombre N_d de haut-parleurs peut être inférieur ou égal au nombre N_e de signaux d'encodage. Toutefois, comme dans le cas d'une décimation d'échantillons pour des signaux temporels, la réduction du nombre de signaux d'encodage ne doit pas être réalisée directement, afin d'éviter les problèmes de repliement spectral, mais par filtrage Passe-Bas dans le domaine dual des fréquences spatiales.

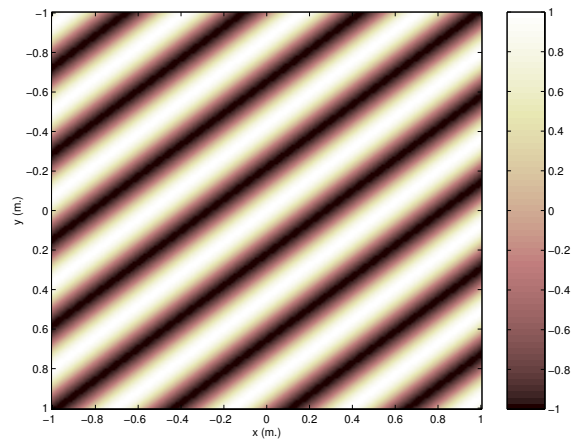
Les figures 7.12, 7.13 et 7.14 montrent comment l'effet de troncature se traduit sur l'onde plane reconstruite évaluée à l'intérieur d'une zone définie par un carré de 2 mètres de côté et centré sur l'origine $\vec{0}[0., 0., 0.]$ correspondant au centre du cercle des haut-parleurs. Plusieurs angles d'incidence $\varphi_0 = 50^\circ, 55^\circ, 60^\circ$ de l'onde plane ont été considérés. On se rend immédiatement compte que l'effet de troncature est très différent entre l'holophonie et l'approche ambisonique. De plus, pour les deux méthodes, il varie fortement en fonction de l'angle d'incidence φ_0 de l'onde plane, même pour de faibles écarts angulaires ($\Delta\varphi_0 = 5^\circ$). L'effet de troncature est en fait influencé par la position des haut-parleurs en relation avec l'incidence de l'onde plane qu'on veut reproduire. Ainsi, dans le cas du système ambisonique, si l'incidence de l'onde plane coïncide avec la direction d'un des haut-parleurs :

$$\varphi_0 = \varphi_i$$

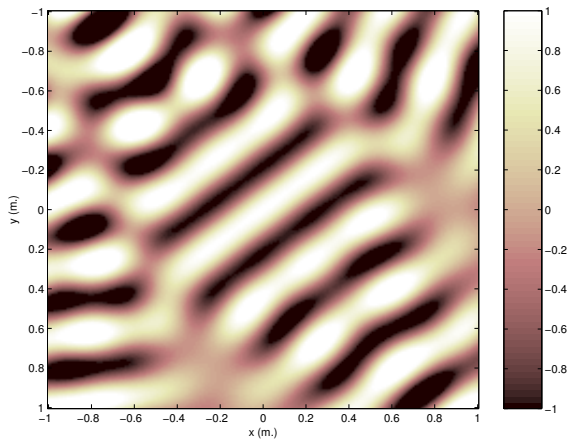
l'effet de troncature disparaît totalement et la reconstruction est parfaite (cf. Fig. 7.12). En effet, dans cette configuration, l'onde plane est reconstituée en alimentant un seul haut-parleur, celui qui est situé dans la direction φ_0 , et, pourvu qu'il soit suffisamment éloigné pour valider l'approximation de champ lointain, l'onde restituée au niveau de la zone d'écoute est une onde plane⁵. Pour l'holophonie, l'erreur de troncature accuse un minimum lorsque l'onde plane provient d'une direction φ_0 située à mi-chemin entre deux haut-parleurs (cf. Fig. 7.14) :

$$\varphi_0 = \frac{\varphi_i + \varphi_{i+1}}{2}$$

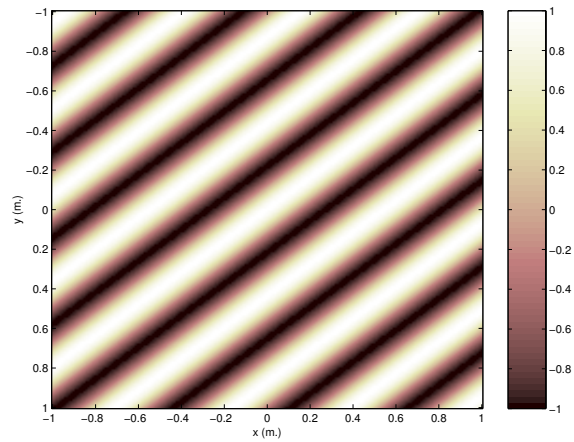
5. En l'occurrence, pour les résultats qui sont présentés ici, les simulations supposent une reconstruction par une onde plane idéale.



(a) Onde plane originale

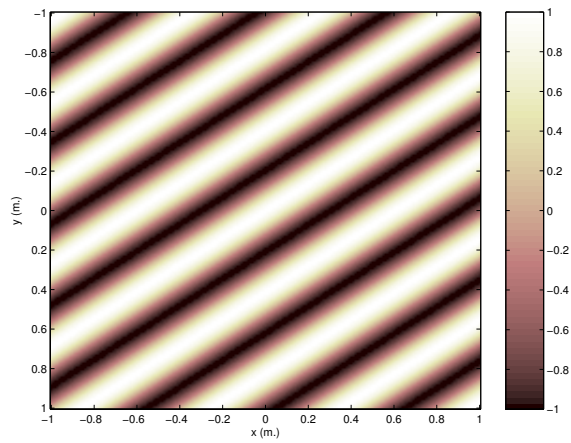


(b) Onde plane reconstruite par l'holophonie

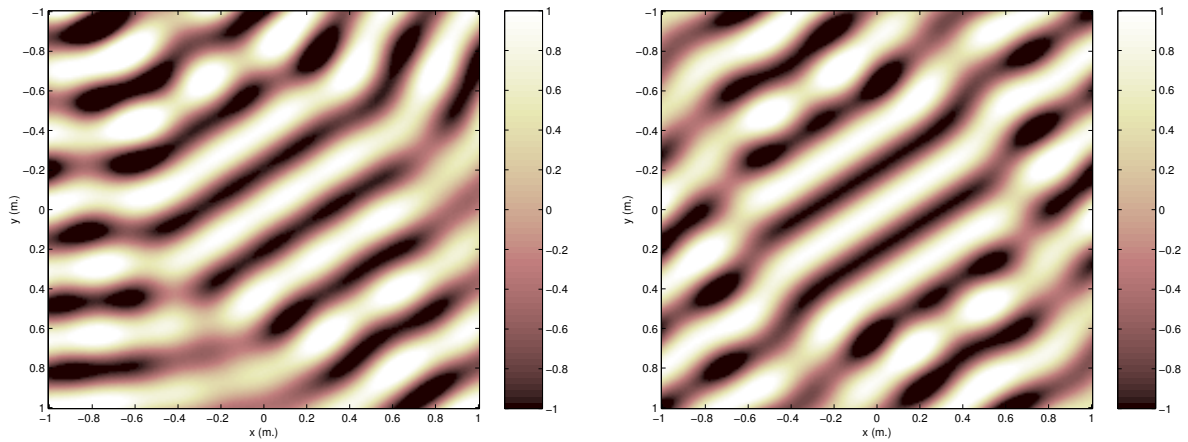


(c) Onde plane reconstruite par le système ambisonique

FIG. 7.12 - Effet de troncature sur l'onde synthétisée: Onde plane d'incidence $\varphi_0 = \varphi_4 \simeq 50^\circ$ (onde plane de fréquence $f = 1$ kHz, $N_d = 21$ haut-parleurs, $r_S = 2.5$ m)



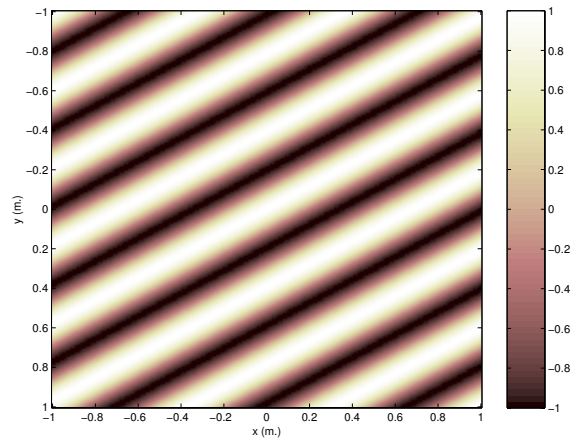
(a) Onde plane originale



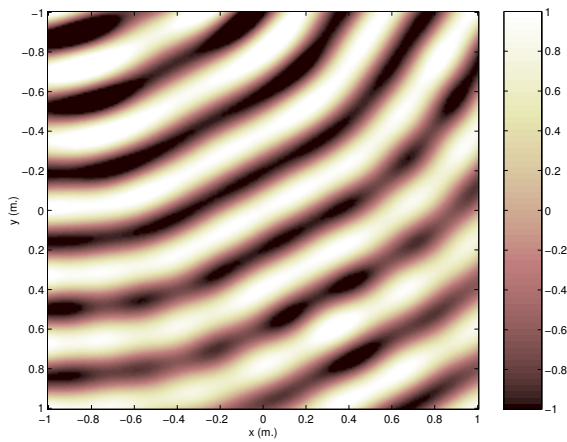
(b) Onde plane reconstruite par l'holophonie

(c) Onde plane reconstruite par le système ambisonique

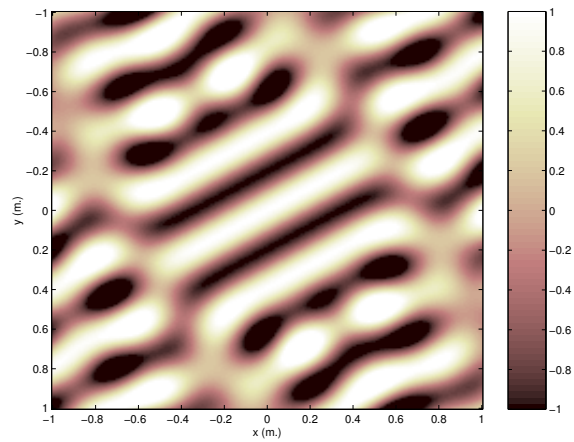
FIG. 7.13 - Effet de troncature sur l'onde synthétisée: Onde plane d'incidence $\varphi_0 \simeq 55^\circ$ (onde plane de fréquence $f = 1$ kHz, $N_d = 21$ haut-parleurs, $r_S = 2.5$ m)



(a) Onde plane originale



(b) Onde plane reconstruite par l'holophonie



(c) Onde plane reconstruite par le système ambisonique

FIG. 7.14 - Effet de troncature sur l'onde synthétisée: Onde plane d'incidence $\varphi_0 = \frac{\varphi_4 + \varphi_5}{2} = 60^\circ$ (onde plane de fréquence $f = 1$ kHz, $N_d = 21$ haut-parleurs, $r_S = 2.5$ m)

Les minimums d'erreur de troncature sont donc distribués en alternance entre l'holophonie et le système ambisonique. Dans le cas général (cf. Fig. 7.13), l'onde plane est reconstruite sur une zone centrée sur l'origine et l'effet de troncature se traduit par des distorsions du front d'onde qui peuvent être à l'origine d'erreurs de localisation de la source virtuelle et de colorations spectrales pour les auditeurs excentrés. L'effet est d'autant plus gênant qu'il varie fortement avec la position de la source virtuelle ou de l'auditeur.

7.5.4 Reconstruction par des monopôles

Dans ce qui précède, on a vu que l'holophonie et le système ambisonique sont capables de reconstruire un champ sonore sur une zone étendue. Cependant, il faut avoir présent à l'esprit que ces résultats ont été obtenus en considérant le propagateur théorique gh_r ou ga_r qui, pour les deux méthodes, ne possède pas d'équivalent dans la réalité. Afin d'évaluer la robustesse du décodage spatial à l'égard du comportement non idéal des transducteurs constituant les sources secondaires, on va donc examiner à présent comment l'onde synthétisée est affectée lorsque des sources monopolaires définies par le propagateur gm_r (cf. Equ. 7.87) sont substituées aux sources théoriques dans le processus de reconstruction [Nicol & Emerit, 1999a]. La figure 7.15 illustre l'onde plane reconstruite par des sources monopolaires pour l'holophonie et le système ambisonique. On observe que la reconstruction holophonique est à peine perturbée par la substitution des sources secondaires. En particulier, on note que la forme du front d'onde est préservée. Seule l'amplitude de l'onde est affectée en raison du facteur d'atténuation de l'onde sphérique qui suit une loi en $\frac{1}{\rho}$ au lieu de $\frac{1}{\sqrt{\rho}}$. Pour l'approche ambisonique, en revanche, non seulement l'amplitude de l'onde est affectée, mais le front d'onde est aussi fortement distordu. Il n'est en effet plus rectiligne, mais présente une incurvation prononcée. Cette incurvation se traduit par des erreurs potentielles de localisation: plus exactement, on se rend compte que deux auditeurs situés à des emplacements différents ne vont pas percevoir la source virtuelle dans la même direction. Il s'agit d'une erreur de champ proche, étant donné qu'elle se produit lorsque les haut-parleurs sont trop proches de la zone d'écoute.

7.5.5 Conclusion

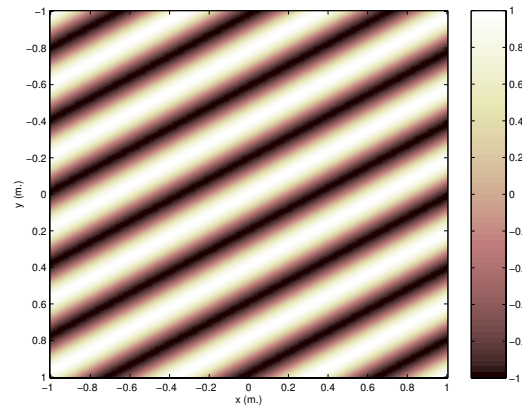
De cette comparaison des performances d'encodage spatial de l'holophonie et du système ambisonique, on retiendra que les deux méthodes offrent des performances comparables, du moins d'un point de vue théorique. L'erreur de décodage est essentiellement dominée par l'effet de troncature de la décomposition en harmoniques cylindriques. Cependant, le processus de reconstruction suppose des sources secondaires théoriques dont les caractéristiques s'écartent notablement de sources existantes. C'est pourquoi la robustesse des performances de reconstruction du champ sonore vis à vis du comportement effectif des sources secondaires a été testée. Le système ambisonique s'avère alors être très sensible aux caractéristiques des sources secondaires, à la différence de l'holophonie dont la reconstruction est peu affectée, notamment en regard de la forme du front d'onde.

7.6 Discussion: Système ambisonique versus Holophonie

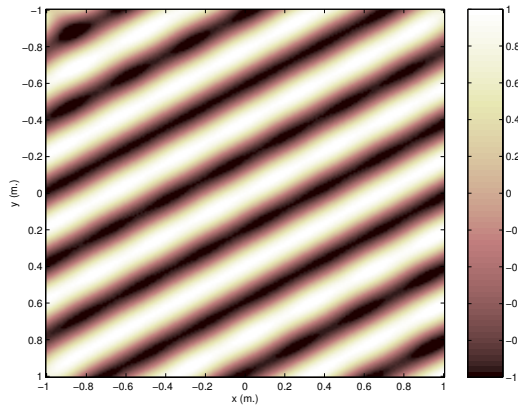
Il ressort de cette analyse comparée des processus de reconstruction de champ acoustique de l'holophonie et du système ambisonique que ce dernier offre de toute évidence l'approche la plus séduisante:

- son approche d'encodage de l'information spatiale permet d'éviter le repliement spectral, bien que la prise de son soit réalisé par un réseau discret de microphones, et ce quel que soit le nombre de microphones, aussi faible soit-il,
- à la restitution, son décodage spatial est exempt d'erreur, contrairement à l'holophonie dont la reconstruction est légèrement affectée par l'approximation de la Phase Stationnaire.

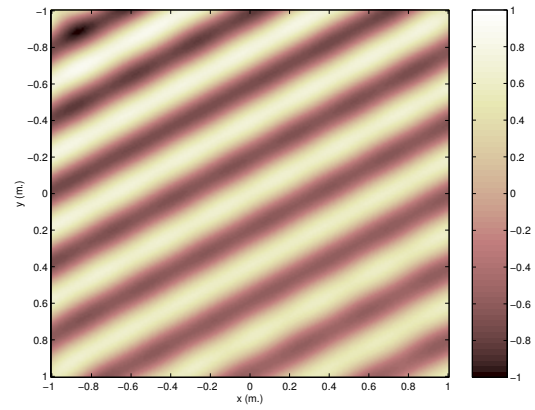
D'un point de vue théorique, le système ambisonique est donc seulement limité par l'ordre de troncature de la série d'harmoniques cylindriques. Cette troncature définit la taille de la zone d'écoute valide. Cependant, on se rend compte qu'en pratique, sa mise en œuvre soulève de sérieuses difficultés. En effet, les moyens techniques actuellement disponibles ne permettent pas d'effectuer un encodage spatial à un ordre supérieur à $m=2$, ce qui restreint la zone d'écoute à un auditeur, à condition de surcroît d'excepter les hautes



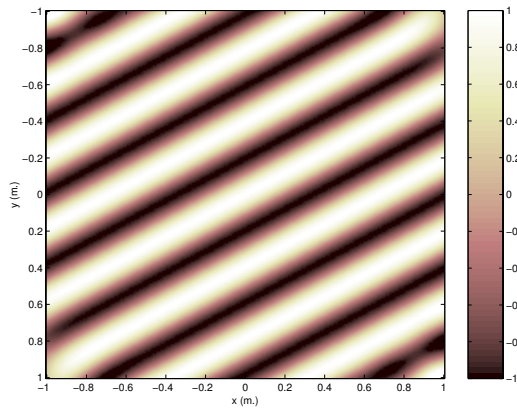
(a) Onde plane originale



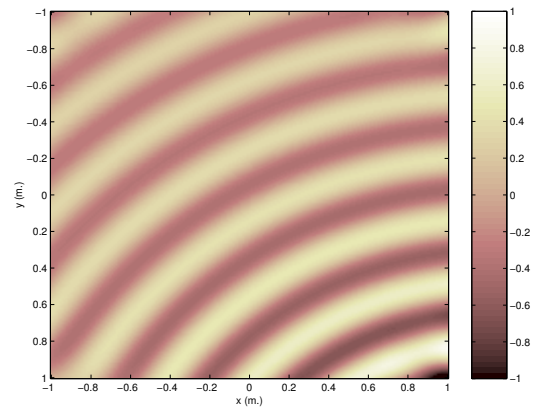
(b) Holophonie: sources théoriques



(c) Holophonie: monopôles



(d) Système ambisonique: sources théoriques



(e) Système ambisonique: monopôles

FIG. 7.15 - Reconstruction par des monopôles (Onde plane d'incidence $\varphi_0 = 60^\circ$ et de fréquence $f = 1$ kHz, $N_d = 51$ haut-parleurs, $r_S = 2.5$ m)

fréquences où les oreilles de l'auditeur n'appartiennent plus à la zone de reconstruction correcte. Par ailleurs, les performances de décodage spatial du système ambisonique sont fortement détériorées si la reconstruction du champ sonore n'est pas assurée par des ondes planes, ce qui est le cas dans la réalité puisqu'elle est effectuée par des haut-parleurs, sauf si on place les haut-parleurs très loin de la zone d'écoute, ce qui n'est pas toujours possible en raison des dimensions de la salle de diffusion.

D'un point de vue pratique, l'approche de l'holophonie semble donc préférable, à la fois pour l'encodage et le décodage de l'information spatiale. A la prise de son, elle requiert une antenne circulaire de microphones dont les caractéristiques peuvent être omnidirectives, bidirectives ou cardioïdes. A travers un module de traitement qui est chargé de réaliser des opérations de filtrage spatial et de pondération du réseau, les signaux microphoniques alimentent une antenne circulaire de haut-parleurs qui entourent la zone d'écoute. Si on dispose d'un espace suffisant, on peut disposer les haut-parleurs loin de la zone d'écoute, ce qui rend possible une restitution ambisonique. Il suffit alors de convertir les signaux holophoniques au format d'encodage ambisonique.

Il reste que les résultats présentés au cours de ce chapitre sont essentiellement basés sur des études analytiques, ils mériteraient d'être complétés par des mesures et des tests d'écoute à partir de systèmes réels.

Références Bibliographiques

- BAMFORD J.S. (1995). *An analysis of Ambisonic Sound Systems of First and Second Order*. Ph.D. Thesis, University of Waterloo, Ontario, Canada.
- CRAVEN P.G. & GERZON M.A. (Août 1977). *U.S. Patent 4,042,779*.
- DANIEL J. (2000). *Représentation des champs acoustiques, application à la transmission et à la reproduction des sons complexes dans un contexte Multimédia*. Ph.D. Thesis, Université Paris VI, Paris, France.
- DANIEL J., RAULT J.-B. & POLACK J.-D. (Septembre 1998). Ambisonics Encoding of Other Audio Formats for Multiple Listening Conditions. *In: Proceedings of the A.E.S. 105th Convention*.
- MORSE P.M. & FESHBACK H. (1953). *Methods of Theoretical Physics*. McGraw-Hill, New York.
- MORSE P.M. & INGARD K.U. (1968). *Theoretical Acoustics*. McGraw-Hill, New York.
- NICOL R. & EMERIT E. (Novembre 1998). Reproducing 3D-Sound for Videoconferencing: a Comparison between Holophony and Ambisonic. *In: Proceedings of the 98 Digital Audio Effects Workshop (DAFX98)*. pp. 17-20.
- NICOL R. & EMERIT E. (1999a). 3D-Sound Reproduction over an Extensive Listening Area: a Hybrid Method Derived from Holophony and Ambisonic. *In: Proceedings of the A.E.S. 16th International Conference on Spatial Sound Reproduction*. pp. 436-453.
- NICOL R. & EMERIT E. (1999b). Holophony versus Ambisonic: Deriving a Hybrid Method for 3D-Sound Reproduction in Videoconferencing. *In: Collected Papers from the Joint Meeting "Berlin 99" (137th Meeting of the Acoustical Society of America / 2nd Convention of the European Acoustics Association)*.
- POLETTI MARK. (1996). The Design of Encoding Functions for Stereophonic and Polyphonic Sound Systems. *J. Audio Eng. Soc.*, **44**(11), pp. 948-963.
- REINHARD H. (1989). *Cours de Mathématiques du signal*. Dunod Université, Paris.
- START E. (1997). *Direct Sound Enhancement by Wave Field Synthesis*. Ph.D. Thesis, Faculty of Applied Physics, Delft, Pays-Bas.

Table des Illustrations

7.1	Combinaison de deux microphones bidirectionnels pour enregistrer les signaux u_1 and u_2 . . .	336
7.2	Pondération du réseau circulaire holophonique	346
7.3	Holophonie: Principe de la prise et de la restitution du son	348
7.4	Système ambisonique: Principe de la prise et de la restitution du son	349
7.5	Fonction d'encodage holophonique fh : Filtrage Passe-Bas induit par les fonctions de Bessel	351
7.6	Zéros des fonctions de Bessel $J_m(kr_S)$ et de leurs dérivées $J'_m(kr_S)$	353
7.7	Prise de son holophonique: Nombre minimal de microphones $N_{e_{min}}$ en fonction de la fréquence f et du rayon r_S de l'antenne microphonique	355
7.8	Erreur moyenne d'encodage: Comparaison entre l'holophonie et le système ambisonique (Synthèse d'une onde plane d'incidence $\varphi = 60^\circ$ et de fréquence $f = 1$ kHz, prise de son holophonique effectuée par une antenne circulaire de rayon $r_S = 1$ m.)	357
7.9	Erreur moyenne de décodage: Comparaison entre l'holophonie et le système ambisonique (Synthèse d'une onde plane d'incidence $\varphi = 60^\circ$ et de fréquence $f = 1$ kHz, prise de son holophonique effectuée par une antenne circulaire de rayon $r_S = 2.5$ m.)	360
7.10	Erreur de décodage et approximation de la Phase Stationnaire (Holophonie): Influence du rayon r_S de l'antenne de haut-parleurs et de la fréquence f de l'onde plane (Synthèse d'une onde plane d'incidence $\varphi = 60^\circ$, prise de son holophonique effectuée par une antenne circulaire de rayon r_S , $N_d = 31$ haut-parleurs)	361
7.11	Rayon r_{max} de la zone de reconstruction correcte en fonction de l'ordre de troncature M de la série d'harmoniques cylindriques	362
7.12	Effet de troncature sur l'onde synthétisée: Onde plane d'incidence $\varphi_0 = \varphi_d \simeq 50^\circ$ (onde plane de fréquence $f = 1$ kHz, $N_d = 21$ haut-parleurs, $r_S = 2.5$ m)	364
7.13	Effet de troncature sur l'onde synthétisée: Onde plane d'incidence $\varphi_0 \simeq 55^\circ$ (onde plane de fréquence $f = 1$ kHz, $N_d = 21$ haut-parleurs, $r_S = 2.5$ m)	365
7.14	Effet de troncature sur l'onde synthétisée: Onde plane d'incidence $\varphi_0 = \frac{\varphi_d + \varphi_s}{2} = 60^\circ$ (onde plane de fréquence $f = 1$ kHz, $N_d = 21$ haut-parleurs, $r_S = 2.5$ m)	366
7.15	Reconstruction par des monopôles (Onde plane d'incidence $\varphi_0 = 60^\circ$ et de fréquence $f = 1$ kHz, $N_d = 51$ haut-parleurs, $r_S = 2.5$ m)	368



Hieronymus Bosch: *Le jardin des plaisirs*

Conclusion

L'enjeu de ce travail de thèse visait à définir et mettre au point un système de restitution sonore spatialisée dans un contexte de visioconférence de groupe. Ce contexte de visioconférence a déterminé les principales contraintes du projet, notamment en imposant une zone d'écoute étendue pour accueillir simultanément plusieurs auditeurs et leur permettre de s'y déplacer. Cependant, d'autres aspects, également spécifiques au contexte de visioconférence, tels que les problèmes de couplage entre les microphones et les haut-parleurs, n'ont pas été pris en compte dans cette étude initiale.

La première étape du projet a cherché à dresser le bilan des méthodes existantes de spatialisation sonore (stéréophonie, techniques binaurales, Ambisonic, holophonie), en comparant leurs performances et en examinant la possibilité de les mettre en œuvre dans un système de visioconférence, notamment du point de vue de la taille de la zone d'écoute. Cette étude est rapportée dans le chapitre 2. Il en est ressorti qu'une approche de reconstruction physique du champ sonore offre la solution la plus pertinente pour obtenir une zone d'écoute étendue. L'holophonie définissant la méthode générale de reconstruction physique de champ sonore, il a été décidé d'implanter un système holophonique adapté au contexte de visioconférence. Outre la taille de la zone d'écoute, ce choix était motivé par le souci d'aborder le problème de la spatialisation sonore d'un point de vue général, en recherchant une compréhension approfondie des phénomènes physiques mis en jeu. Une fois le problème posé sur des bases physiques rigoureuses, on se ménage la possibilité d'introduire ultérieurement des simplifications — d'ordre psychoacoustique ou non — pour se ramener à des solutions de moindre complexité et dont on contrôle les performances.

Ainsi, l'objectif poursuivi tout au long de ce travail de thèse était double:

- en premier lieu, *définir* un système de spatialisation sonore offrant une restitution sur une zone étendue,
- en second lieu, *comprendre* les mécanismes de reconstruction d'un champ sonore dans le but de faire le lien entre l'approche générale — l'holophonie — et les solutions particulières proposées par les autres méthodes de spatialisation sonore.

Le premier objectif a été réalisé avec la mise au point d'un système holophonique dédié à la visioconférence. Ce système est essentiellement basé sur les recherches menées au laboratoire d'Acoustique de l'U.T.D. et qui ont donné le concept de *Wavefield Synthesis*. Une première phase a donc consisté à assimiler les résultats de ces travaux antérieurs. A cette occasion, les principes fondamentaux du concept de *Wavefield Synthesis* ont été rappelés au chapitre 3.

Dans une seconde étape, on a cherché à approfondir l'approche de l'équipe de l'U.T.D., en analysant sa pertinence et en proposant éventuellement des solutions alternatives. Cette étape concerne les études sur les effets de l'échantillonnage spatial et de la troncature du réseau de sources secondaires, qui sont présentées aux chapitres 4 et 5.

A l'issue de cette analyse du principe holophonique, un prototype de système holophonique a été défini, puis mis en œuvre sous la forme d'une antenne de haut-parleurs pilotés par une carte DSP. Ce prototype a été validé par des mesures du champ acoustique synthétisé par les haut-parleurs. Les mesures ont été effectuées à la fois dans une salle anéchoïque et dans un studio expérimental de visioconférence. Bien qu'il s'agisse d'une première version très simplifiée, les performances du système en termes de reconstruction du champ sonore se sont révélées impressionnantes. Le système holophonique est destiné à être implémenté dans les futurs systèmes de visioconférence. Sa caractérisation objective reste cependant à compléter par une évaluation subjective avec des tests d'écoute. Il importe en particulier d'évaluer ce qu'apporte la restitution holophonique par rapport aux autres systèmes utilisés dans les systèmes de visioconférence proposés actuellement, tels que la panoramique d'intensité, par exemple. Par ailleurs, la première version implantée peut faire l'objet de plusieurs améliorations dont il convient de déterminer au préalable la pertinence.

Quant au second objectif visé, un des résultats importants de ce travail de thèse a consisté à établir le lien entre l'holophonie et Ambisonic, une autre méthode de spatialisation sonore. Holophonie et Ambisonic sont habituellement considérées comme deux approches distinctes. On a montré qu'en réalité, elles sont fondées sur des processus similaires de reconstruction physique de champ sonore. Plus exactement, Ambisonic est un cas particulier de l'holophonie. Au delà de ce lien, les deux approches ont été intégrées dans un formalisme unifié de reconstruction de champ sonore, ce qui a permis de réexaminer chacune d'elles à la lumière de l'autre. A l'issue de cette analyse, l'holophonie reste la méthode la plus convaincante, du moins d'un point de vue pratique.



Hieronymus Bosch: *Le jardin des plaisirs* — *Le Paradis* —

ANNEXES

Annexe A

Poser et résoudre un problème aux limites en acoustique

Sommaire

A.1 Poser le problème	385
A.1.1 Problème temporel	385
A.1.2 Problème fréquentiel	386
A.2 Fonction de Green	386
A.2.1 Problème de Green temporel	386
A.2.2 Problème de Green fréquentiel	387
A.3 Résolution par équations intégrales	388
A.3.1 Solution de l'équation des ondes	388
A.3.2 Solution de l'équation de Helmholtz	389
Références Bibliographiques	390

A.1 Poser le problème

De façon générale, un problème aux limites¹ est défini à partir:

- ▷ d'une *équation*, qui décrit le comportement du champ dans tout le domaine spatio-temporel $\Omega \times [t_1, t_2]$ considéré,
- ▷ de *conditions aux limites*, qui définissent les valeurs du champ sur la frontière $\partial\Omega$ du domaine Ω ,
- ▷ de *conditions initiales*, par lesquelles sont spécifiées les valeurs du champ à l'instant $t = t_1$.

Dans les problèmes de l'acoustique, l'équation correspond à l'*équation des ondes* si le problème est défini dans le domaine temporel, ou à l'*équation de Helmholtz* dans le cas où le problème est résolu dans le domaine fréquentiel. Nous allons à présent détailler la formulation d'un problème aux limites.

A.1.1 Problème temporel

Selon le schéma général donné ci-dessus, un problème défini dans le domaine temporel se pose en spécifiant:

- une **équation des ondes**

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) p(\vec{r}, t) = -s(\vec{r}, t) \quad \forall \vec{r} \in \Omega \quad \text{et} \quad t \in [t_1, t_2] \quad (\text{A.1})$$

Dans cette expression, la fonction scalaire $p(\vec{r}, t)$ désigne le potentiel des vitesses² induit au point \vec{r} à l'instant t , et la fonction $s(\vec{r}, t)$ représente le terme de sources — sources de débit ou de force —.

- des **conditions aux limites**

Elles spécifient les valeurs sur la frontière $\partial\Omega$ de la fonction $p(\vec{r}, t)$ et/ou de son gradient normal à la frontière³ $\vec{\nabla} p(\vec{r}, t) \cdot \vec{n}$. On distingue trois catégories de conditions aux limites:

- conditions de *Dirichlet* (spécification du champ)

$$p(\vec{r}, t) = \mu(\vec{r}, t) \quad \forall \vec{r} \in \partial\Omega \quad \text{et} \quad t \in [t_1, t_2] \quad (\text{A.4})$$

- conditions de *Neumann* (spécification du gradient du champ)

$$\vec{\nabla} p(\vec{r}, t) \cdot \vec{n} = \nu(\vec{r}, t) \quad \forall \vec{r} \in \partial\Omega \quad \text{et} \quad t \in [t_1, t_2] \quad (\text{A.5})$$

- conditions mixtes, dites de "*Churchill*", exprimant une relation entre le champ et son gradient sur la frontière $\partial\Omega$:

$$\vec{\nabla} p(\vec{r}, t) \cdot \vec{n} + \zeta(\vec{r}, t) * p(\vec{r}, t) = \xi(\vec{r}, t) \quad \forall \vec{r} \in \partial\Omega \quad t \in [t_1, t_2] \quad (\text{A.6})$$

Le symbole $*$ représente un produit de convolution temporel.

Cette condition traduit une *relation d'impédance*, dans la mesure où elle relie le potentiel des vitesses — c'est-à-dire à un facteur près la pression — à son gradient qui de son côté peut être assimilé à la vitesse particulière. Le terme $\zeta(\vec{r}, t)$ s'interprète d'ailleurs en terme d'admittance acoustique.

1. Cette annexe constitue, en toute humilité, un "résumé" du chapitre VI de l'ouvrage [Bruneau, 1983].

2. On rappelle les relations qui relient le potentiel des vitesses u à [Bruneau, 1983]:

- la pression acoustique p :

$$p(\vec{r}, t) = \rho_0 \frac{\partial u(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{A.2})$$

- la vitesse particulière \vec{v} :

$$\vec{v}(\vec{r}, t) = -\vec{\nabla} u(\vec{r}, t) \quad (\text{A.3})$$

Ces deux relations sont valables dans un milieu non soumis à des forces extérieures, c'est-à-dire que les termes de sources ne concernent que des sources de débit.

3. Par convention, le vecteur \vec{n} correspond à la normale unitaire extérieure à $\partial\Omega$.

- des **conditions initiales**

Il s'agit des conditions de Cauchy qui spécifient la valeur du champ et de sa dérivée temporelle au premier ordre à l'instant initial:

$$\begin{cases} p(\vec{r}, t_1) = \alpha(\vec{r}, t_1) \\ \frac{\partial p(\vec{r}, t_1)}{\partial t} = \beta(\vec{r}, t_1) \end{cases} \quad \forall \vec{r} \in \Omega \quad . \quad (\text{A.7})$$

A.1.2 Problème fréquentiel

Le problème dans le domaine fréquentiel est dérivé du problème temporel par Transformée de Fourier⁴.

- **équation de Helmholtz**

$$(\Delta + k^2) p(\vec{r}, \omega) = s(\vec{r}, \omega) \quad \forall \vec{r} \in \Omega \quad (\text{A.8})$$

(k est le nombre d'onde défini par: $k = \frac{\omega}{c}$)

- **conditions aux limites**

– conditions de *Dirichlet*

$$p(\vec{r}, \omega) = \mu(\vec{r}, \omega) \quad \forall \vec{r} \in \partial\Omega \quad (\text{A.9})$$

– conditions de *Neumann*

$$\vec{\nabla} p(\vec{r}, \omega) \cdot \vec{n} = \nu(\vec{r}, \omega) \quad \forall \vec{r} \in \partial\Omega \quad (\text{A.10})$$

– conditions de *Churchill*

$$\vec{\nabla} p(\vec{r}, \omega) \cdot \vec{n} + \zeta(\vec{r}, \omega) p(\vec{r}, \omega) = \xi(\vec{r}, \omega) \quad \forall \vec{r} \in \partial\Omega \quad (\text{A.11})$$

- **conditions initiales**

Implicitement, le problème défini dans le domaine fréquentiel suppose des conditions initiales nulles. Par suite, elles n'interviennent pas dans la résolution du problème.

A.2 Fonction de Green

Les problèmes précédents peuvent être résolus grâce à la théorie des fonctions de Green. De façon schématique, une fonction de Green est une sorte d'*opérateur inverse*. Elle est exprimée en résolvant un problème, dit "problème de Green", défini à partir du problème initial que l'on cherche à résoudre...

A.2.1 Problème de Green temporel

Supposons que l'on veut résoudre un des problèmes donnés à la section A.1. Il est toujours possible de lui associer une fonction de Green qui est défini comme la solution du problème suivant:

- **équation**

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) = -\delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \delta(t - t_0) \quad \forall \vec{r} \in \Omega \quad \text{et} \quad t \in [t_1, t_2] \quad (\text{A.12})$$

D'après cette équation, la fonction de Green s'interprète comme la pression induite par un monopôle situé en $\vec{r} = \vec{r}_0$ et émettant une impulsion à l'instant $t = t_0$.

4. On rappelle que la transformée de Fourier d'une fonction $p(\vec{r}, t)$ est désignée par $p(\vec{r}, \omega)$.

- **conditions aux limites**

Les conditions aux limites du problème de Green associé peuvent être définies indépendamment de celles du problème initial, pourvu qu'il s'agisse de conditions aux limites *homogènes*, c'est-à-dire que, dans les équations A.4 à A.6, le second membre — qui représente le terme de sources — est nul. En effet, par définition, un problème de Green ne comporte qu'une source: le monopôle impulsif apparaissant dans l'équation des ondes, ce qui impose que toutes les autres équations soient homogènes. Comme pour le problème général, on distingue:

- les conditions de *Dirichlet* homogènes

$$g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) = 0 \quad \forall \vec{r} \in \partial\Omega \quad \text{et} \quad t \in [t_1, t_2] \quad (\text{A.13})$$

- les conditions de *Neumann* homogènes

$$\vec{\nabla}g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \cdot \vec{n} = 0 \quad \forall \vec{r} \in \partial\Omega \quad \text{et} \quad t \in [t_1, t_2] \quad (\text{A.14})$$

- les conditions de *Churchill* homogènes

$$\vec{\nabla}g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \cdot \vec{n} + \zeta(\vec{r}, t) * g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) = 0 \quad \forall \vec{r} \in \partial\Omega \quad \text{et} \quad t \in [t_1, t_2] \quad (\text{A.15})$$

En pratique, on préfère choisir la condition la plus proche de celle du problème initial, dans la mesure où ce choix simplifie l'expression de la fonction de Green associée.

- **principe de causalité**

Aucune condition initiale n'est associée au problème de Green. S'y substitue le principe de causalité qui exprime que l'impulsion émise à l'instant $t = t_0$ n'a aucun effet aux instants antérieurs $t < t_0$ (relation de cause à effet). Ce principe se traduit mathématiquement par la condition:

$$[g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0)]_{t < t_0} = 0$$

A.2.2 Problème de Green fréquentiel

De façon similaire, on peut définir un problème de Green dans le domaine des fréquences:

- **équation**

$$(\Delta + k^2)g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) = -\delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \quad \forall \vec{r} \in \Omega \quad (\text{A.16})$$

- **conditions aux limites**

- conditions de *Dirichlet* homogènes

$$g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) = 0 \quad \forall \vec{r} \in \partial\Omega \quad (\text{A.17})$$

- conditions de *Neumann* homogènes

$$\vec{\nabla}g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) \cdot \vec{n} = 0 \quad \forall \vec{r} \in \partial\Omega \quad (\text{A.18})$$

- conditions de *Churchill* homogènes

$$\vec{\nabla}g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) \cdot \vec{n} + \zeta(\vec{r}, \omega) g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) = 0 \quad \forall \vec{r} \in \partial\Omega \quad (\text{A.19})$$

- **conditions initiales**

Pour les mêmes raisons que dans le problème général, les conditions initiales n'interviennent pas dans le domaine fréquentiel.

A.3 Résolution par équations intégrales

Le champ cherché est exprimé sous la forme d'une équation intégrale obtenue en combinant le problème à résoudre avec le problème de Green associé. La démarche est analogue dans les domaines temporel et fréquentiel.

A.3.1 Solution de l'équation des ondes

L'équation des ondes (cf. relation A.1) est multipliée par la fonction de Green $g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0)$. Réciproquement, l'équation vérifiée par la fonction de Green est multipliée par la fonction $p(\vec{r}_0, t_0)$. Cette seconde équation est ensuite soustraite à la première et, après intégration sur le domaine spatio-temporel considéré $\Omega \times [t_1, t_2]$, il vient :

$$\begin{aligned} & \iiint_{\Omega} dV_0 \int_{t_1}^{t_2} dt_0 [g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \Delta_0 p(\vec{r}_0, t_0) - p(\vec{r}_0, t_0) \Delta_0 g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0)] \\ & \quad - \frac{1}{c^2} \iiint_{\Omega} dV_0 \int_{t_1}^{t_2} dt_0 \left[g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \frac{\partial^2 p(\vec{r}_0, t_0)}{\partial t^2} - p(\vec{r}_0, t_0) \frac{\partial^2 g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0)}{\partial t^2} \right] \\ & = - \iiint_{\Omega} dV_0 \int_{t_1}^{t_2} dt_0 s(\vec{r}_0, t_0) g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) + \iiint_{\Omega} dV_0 \int_{t_1}^{t_2} dt_0 \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \delta(t - t_0) p(\vec{r}_0, t_0) \quad (\text{A.20}) \end{aligned}$$

Le premier terme est simplifié grâce au *théorème de Green* :

$$\begin{aligned} & \iiint_{\Omega} dV_0 [g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \Delta_0 p(\vec{r}_0, t_0) - p(\vec{r}_0, t_0) \Delta_0 g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0)] \\ & \quad = \iint_{\partial\Omega} dS_0 \vec{n} \cdot [p(\vec{r}_0, t_0) \vec{\nabla}_0 g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) - g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \vec{\nabla}_0 p(\vec{r}_0, t_0)] \quad (\text{A.21}) \end{aligned}$$

De la même façon, pour le second terme, on montre au moyen d'une intégration par parties⁵ que :

$$\begin{aligned} & \int_{t_1}^{t_2} dt_0 \left[g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \frac{\partial^2 p(\vec{r}_0, t_0)}{\partial t^2} - p(\vec{r}_0, t_0) \frac{\partial^2 g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0)}{\partial t^2} \right] \\ & \quad = \left[g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \frac{\partial p(\vec{r}_0, t_0)}{\partial t} - p(\vec{r}_0, t_0) \frac{\partial g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0)}{\partial t} \right]_{t_1}^{t_2} \quad (\text{A.22}) \end{aligned}$$

En vertu du *principe de causalité*, la fonction de Green et sa dérivée sont nulles en $t_0 = t_2$, par suite, il reste :

$$\begin{aligned} & \int_{t_1}^{t_2} dt_0 \left[g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \frac{\partial^2 p(\vec{r}_0, t_0)}{\partial t^2} - p(\vec{r}_0, t_0) \frac{\partial^2 g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0)}{\partial t^2} \right] \\ & \quad = - \left[g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \frac{\partial p(\vec{r}_0, t_0)}{\partial t} - p(\vec{r}_0, t_0) \frac{\partial g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0)}{\partial t} \right]_{t_0=t_1} \quad (\text{A.23}) \end{aligned}$$

Enfin, en tenant compte des propriétés de la distribution de Dirac, le dernier terme du second membre de l'équation A.20 s'exprime :

$$\iiint_{\Omega} dV_0 \int_{t_1}^{t_2} dt_0 \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \delta(t - t_0) p(\vec{r}_0, t_0) = p(\vec{r}, t) \quad \forall \vec{r} \in \Omega \text{ et } t \in [t_1, t_2]$$

Il correspond au champ cherché.

5. ou en remarquant que :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[f(t) \frac{\partial g}{\partial t} - g(t) \frac{\partial f}{\partial t} \right] = f(t) \frac{\partial^2 g}{\partial t^2} - g(t) \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} .$$

En recombinaut ces différents termes une fois simplifiés, on en déduit la solution de l'équation des ondes:

$$\begin{aligned}
 p(\vec{r}, t) &= \iiint_{\Omega} dV_0 \int_{t_1}^{t_2} dt_0 s(\vec{r}_0, t_0) g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \\
 &+ \iint_{\partial\Omega} dS_0 \int_{t_1}^{t_2} dt_0 \vec{n} \cdot \left[g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \vec{\nabla}_0 p(\vec{r}_0, t_0) - p(\vec{r}_0, t_0) \vec{\nabla}_0 g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \right] \\
 &+ \frac{1}{c^2} \iiint_{\Omega} dV_0 \left[g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \frac{\partial p(\vec{r}_0, t_0)}{\partial t} - p(\vec{r}_0, t_0) \frac{\partial g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0)}{\partial t} \right]_{t_0=t_1} \quad (\text{A.24})
 \end{aligned}$$

Dans le second membre, le premier terme traduit l'effet des sources — dans Ω —, le second, celui des conditions aux limites — sur $\partial\Omega$ — et le troisième, celui des conditions initiales — appliquées à l'instant $t_0 = t_1$ —.

A.3.2 Solution de l'équation de Helmholtz

La solution du problème de Helmholtz s'obtient par une procédure analogue à la solution de l'équation des ondes. L'équation d'Helmholtz et l'équation vérifiée par la fonction de Green sont respectivement multipliées par les fonctions $g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega)$ et $p(\vec{r}_0, \omega)$. En soustrayant les deux équations ainsi obtenues et en intégrant le résultat sur Ω , il vient:

$$\begin{aligned}
 \iiint_{\Omega} dV_0 [g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) \Delta_0 p(\vec{r}_0, \omega) - p(\vec{r}_0, \omega) \Delta_0 g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega)] \\
 = - \iiint_{\Omega} dV_0 s(\vec{r}_0, \omega) g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) + \iiint_{\Omega} dV_0 \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) p(\vec{r}_0, \omega) \quad (\text{A.25})
 \end{aligned}$$

Comme précédemment, le premier terme peut être simplifié grâce au théorème de Green. Ensuite, on effectue la dernière intégrale en appliquant les propriétés de la distribution de Dirac. Finalement, la solution s'écrit:

$$\begin{aligned}
 p(\vec{r}, \omega) &= \iiint_{\Omega} dV_0 s(\vec{r}_0, \omega) g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) \\
 &+ \iint_{\partial\Omega} dS_0 \vec{n} \cdot \left[g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) \vec{\nabla}_0 p(\vec{r}_0, \omega) - p(\vec{r}_0, \omega) \vec{\nabla}_0 g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) \right] \quad (\text{A.26})
 \end{aligned}$$

On reconnaît dans le premier terme l'effet des sources et dans le second, la contribution des conditions aux limites. Le terme lié aux conditions initiales a disparu puisque dans le problème fréquentiel elles sont implicitement nulles.

Les *intégrales de Kirchhoff et de Rayleigh* exprimées dans le domaine temporel ou fréquentiel sont directement dérivées de ces solutions générales. La démarche qui y conduit est décrite dans les deux annexes suivantes (cf. Annexes B & C).

Références Bibliographiques

BRUNEAU M. (1983). *Introduction aux théories de l'acoustique*. Université du Maine, Le Mans.

Annexe B

Intégrale de Kirchhoff

Sommaire

B.1	Données du problème de Kirchhoff	393
B.2	Choix de la fonction de Green	393
B.3	Spécificités de l'approche de Kirchhoff	394
B.4	Propriétés de l'intégrale de Kirchhoff	394
	Références Bibliographiques	396

B.1 Données du problème de Kirchhoff

Dans le problème de Kirchhoff, l'espace Ω est décomposé en deux sous-espaces Ω_1 et Ω_2 qui sont séparés par la surface $\partial\Omega$. Toutes les sources sont contenues à l'intérieur de Ω_1 et on cherche à exprimer le champ acoustique présent dans Ω_2 . Du point de vue du problème général exposé en annexe A, il s'agit donc de résoudre l'équation des ondes dans un espace Ω_2 qui ne comporte aucun terme de source, c'est-à-dire que:

$$s(\vec{r}_0, t_0) = 0 \quad \forall \vec{r}_0 \in \Omega_2 \text{ et } t_0 \in [t_1, t_2]$$

Par ailleurs, on se place dans le cas où les conditions initiales du problème sont nulles. Le champ régnant à l'intérieur de Ω_2 doit être nul à l'instant initial t_1 et à tous les instants antérieurs $t \leq t_1$. Pour vérifier cette hypothèse, il suffit de débiter la période d'observation à un instant t_1 où l'onde émise par les sources situées dans Ω_1 n'a pas encore atteint Ω_2 .

On reporte l'ensemble de ces données dans l'expression de la solution générale de l'équation des ondes établie en annexe A (cf. Equ. A.24). En l'absence de sources et de conditions initiales, il ne reste que le terme lié aux *conditions limites* sur la frontière $\partial\Omega$:

$$p(\vec{r}, t) = \iint_{\partial\Omega} dS_0 \int_{t_1}^{t_2} dt_0 \vec{n} \cdot \left[g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \vec{\nabla}_0 p(\vec{r}_0, t_0) - p(\vec{r}_0, t_0) \vec{\nabla}_0 g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \right] \quad (\text{B.1})$$

Dans le domaine fréquentiel, il vient de même¹:

$$p(\vec{r}, \omega) = \iint_{\partial\Omega} dS_0 \vec{n} \cdot \left[g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) \vec{\nabla}_0 p(\vec{r}_0, \omega) - p(\vec{r}_0, \omega) \vec{\nabla}_0 g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) \right] \quad (\text{B.2})$$

B.2 Choix de la fonction de Green

La forme finale de l'intégrale de Kirchhoff est obtenue en remplaçant dans les équations B.1 et B.2, la fonction g par une fonction de Green particulière: *la fonction de Green en champ libre* qui est la solution du problème dans lequel on impose les *conditions de Sommerfeld* sur $\partial\Omega$, c'est-à-dire l'annulation de la pression et de son gradient sur la frontière du domaine considéré. Ces conditions traduisent un rayonnement dans un espace infini — c'est-à-dire en champ libre —. La fonction de Green s'exprime dans le domaine temporel comme [Bruneau, 1983]:

$$g_\infty(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) = \frac{\delta\left(\frac{R}{c} - \tau\right)}{4\pi R} \quad (\text{B.3})$$

avec:

$$\begin{cases} R = |\vec{r} - \vec{r}_0| \\ \tau = t - t_0 \end{cases}$$

Sa transformée de Fourier — solution du problème fréquentiel associé — prend la forme:

$$g_\infty(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) = \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \quad (\text{B.4})$$

On note que cette fonction de Green, qu'il s'agisse de sa forme temporelle ou fréquentielle, ne dépend pas spécifiquement des vecteurs \vec{r} et \vec{r}_0 , mais seulement de la distance R . Par suite, on préfère la désigner par le terme $g_\infty(R, t - t_0)$ ou $g_\infty(R, \omega)$.

Dans les intégrales des relations B.1 et B.2 intervient le gradient de la fonction de Green. Pour le calculer, on utilise les résultats suivants:

$$\begin{cases} \vec{\nabla}_0 [g_\infty(R, \omega)] = \frac{\partial}{\partial R} [g_\infty(R, \omega)] \cdot \vec{\nabla}_0 [R] \\ \vec{\nabla}_0 [R] = -\frac{\vec{R}}{R} \end{cases}$$

1. La solution dans le domaine fréquentiel peut aussi être obtenue sans avoir recours au problème de Helmholtz, en effectuant la Transformée de Fourier de la solution dans le domaine temporel.

En dérivant la fonction de Green — expressions B.3 et B.4 — par rapport à la variable R , il vient:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{\delta(\frac{R}{c} - \tau)}{R} \right] = \frac{\delta'(\frac{R}{c} - \tau)}{Rc} - \frac{\delta(\frac{R}{c} - \tau)}{R^2} \\ \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \right] = -\frac{e^{-jkR}}{R^2} (1 + jkR) \end{array} \right.$$

Il suffit alors de reporter l'ensemble de ces relations dans les équations B.1 et B.2. Pour l'expression dans le domaine temporel (cf. Equ. B.1), l'intégrale sur le temps est effectuée en appliquant les propriétés de la distribution de Dirac et de sa dérivée:

$$p(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \iint_{\partial\Omega} dS_0 \vec{n} \cdot \left[\frac{1}{R} \vec{\nabla}_0 p(\vec{r}_0, t_0) - \frac{\vec{R}}{cR^2} \frac{\partial p(\vec{r}_0, t_0)}{\partial t_0} - \frac{\vec{R}}{R^3} p(\vec{r}_0, t_0) \right]_{t_0 = t - \frac{R}{c}} \quad (\text{B.5})$$

Dans le domaine fréquentiel, on obtient:

$$p(\vec{r}, \omega) = \iint_{\partial\Omega} dS_0 \vec{n} \cdot \left[\vec{\nabla}_0 p(\vec{r}_0, \omega) - p(\vec{r}_0, \omega) \frac{\vec{R}}{R^2} (1 + jkR) \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \right] \quad (\text{B.6})$$

On reconnaît bien les formulations temporelle et fréquentielle de l'intégrale de Kirchhoff.

B.3 Spécificités de l'approche de Kirchhoff

De cette démonstration, on retiendra que l'approche de Kirchhoff se démarque par deux points spécifiques:

- la *géométrie* de la frontière $\partial\Omega$ qui doit être une surface fermée,
- et le choix de la *fonction de Green* — fonction de Green en champ libre —.

C'est en jouant sur ces deux points que l'on pourra dériver d'autres formulations...

B.4 Propriétés de l'intégrale de Kirchhoff

Au chapitre 3, l'intégrale de Kirchhoff est interprétée comme une distribution de sources secondaires permettant de restituer l'onde originale en l'absence des sources primaires. Sa valeur exprime l'onde rayonnée par un ensemble de sources réparties le long de $\partial\Omega$ et alimentées par l'onde primaire incidente. Cependant, on ne s'est intéressé qu'au champ rayonné dans Ω_2 , les sources primaires étant contenues à l'intérieur de Ω_1 . L'espace des sources et l'espace de restitution constituent donc deux domaines *distincts*. Or, deux questions viennent à l'esprit:

- quel est le champ induit dans Ω_1 par les sources secondaires?
- que se passe-t-il lorsque les sources primaires sont situées dans Ω_2 ?

En fait, ces deux situations se réfèrent au même problème mathématique: que devient l'intégrale de Kirchhoff quand les espaces des sources et de restitution sont *confondus*?

Pour répondre à cette question, il faut se reporter à la résolution générale d'un problème aux limites qui a été exposée en annexe A. On cherche à exprimer le champ induit dans Ω_1 par la distribution de sources le long de $\partial\Omega$. Reprenons la première expression de l'équation-intégrale² (cf. Equ. A.20). Le problème est résolu dans le domaine Ω_2 , l'intégrale triple porte donc sur Ω_2 au lieu de Ω . Comme Ω_2 ne contient pas de sources primaires, le terme lié aux sources disparaît. De plus, dans le problème de Kirchhoff, les conditions initiales sont supposées nulles. Par suite, dans l'équation-intégrale A.20, il ne subsiste que deux termes:

$$\begin{aligned} \iiint_{\Omega} dV_0 \int_{t_1}^{t_2} dt_0 [g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \Delta_0 p(\vec{r}_0, t_0) - p(\vec{r}_0, t_0) \Delta_0 g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0)] \\ = \iiint_{\Omega} dV_0 \int_{t_1}^{t_2} dt_0 \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \delta(t - t_0) p(\vec{r}_0, t_0) \quad (\text{B.7}) \end{aligned}$$

2. Dans le raisonnement qui suit, on s'est limité au problème temporel, les résultats pouvant être aisément étendus au domaine fréquentiel.

Dans le membre de gauche, l'intégrale triple est remplacée par une intégrale double sur $\partial\Omega$ grâce au théorème de Green et on obtient l'intégrale de Kirchhoff. Jusqu'à présent, nous avons implicitement supposé que dans l'argument de la distribution de Dirac, le point \vec{r} appartenait au domaine Ω_2 . Or, rien ne nous interdit de prendre le point \vec{r} dans Ω_1 — seule la variable d'intégration \vec{r}_0 est cantonnée au domaine Ω_2 —, mais, en ce cas, la règle de calcul dictée par la théorie des distributions est :

$$\int_{x_1}^{x_2} f(x) \delta(x - x_0) dx = \begin{cases} f(x_0) & \text{si } x \in [x_1, x_2] \\ 0 & \text{si } x \notin [x_1, x_2] \end{cases}$$

Il s'ensuit que, pour être complet, il faut écrire :

$$\iiint_{\Omega} dV_0 \int_{t_1}^{t_2} dt_0 \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \delta(t - t_0) p(\vec{r}_0, t_0) = \begin{cases} 0 & \text{si } \vec{r} \in \Omega_1, \forall t \in [t_1, t_2] \\ p(\vec{r}, t) & \text{si } \vec{r} \in \Omega_2, \forall t \in [t_1, t_2] \end{cases}$$

L'équation-intégrale B.7 devient ainsi :

$$\begin{aligned} \iint_{\partial\Omega} dS_0 \vec{n} \cdot \left[p(\vec{r}_0, t_0) \vec{\nabla}_0 g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) - g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \vec{\nabla}_0 p(\vec{r}_0, t_0) \right] \\ = \begin{cases} 0 & \text{si } \vec{r} \in \Omega_1, \forall t \in [t_1, t_2] \\ p(\vec{r}, t) & \text{si } \vec{r} \in \Omega_2, \forall t \in [t_1, t_2] \end{cases} \quad (\text{B.8}) \end{aligned}$$

Ce résultat signifie que, dans la configuration où les sources primaires sont contenues dans Ω_1 , le champ rayonné par les sources secondaires réparties le long de $\partial\Omega$ est nul dans Ω_1 , tandis que dans Ω_2 , il correspond à l'onde primaire. Plus généralement, dès lors que les sources primaires et le point de restitution \vec{r} appartiennent au même domaine — Ω_1 ou Ω_2 —, l'intégrale de Kirchhoff s'annule. Cette propriété a deux conséquences pratiques :

- pour la *prise de son*, les sources situées dans l'espace de restitution ne sont pas prises en compte, puisque leur contribution dans l'intégrale de Kirchhoff est nulle,
- pour la *restitution*, les sources secondaires ne perturbent pas le champ présent dans l'espace des sources.

Références Bibliographiques

BRUNEAU M. (1983). *Introduction aux théories de l'acoustique*. Université du Maine, Le Mans.

Annexe C

Intégrale de Rayleigh

Sommaire

C.1 Géométrie du problème de Rayleigh	399
C.2 Choix de la fonction de Green	399
C.3 Propriétés de l'intégrale de Rayleigh	401
Références Bibliographiques	403

C.1 Géométrie du problème de Rayleigh

Le problème de Rayleigh est basé sur les mêmes données que le problème de Kirchhoff, à savoir:

- l'espace entier Ω est décomposé en deux domaines Ω_1 et Ω_2 ,
- on s'intéresse au champ présent dans le domaine Ω_2 ne contenant aucune source primaire,
- les conditions initiales sont supposées nulles dans Ω_2 .

Par suite, la solution est exprimée à partir de la même équation-intégrale (cf. Equ. B.1 & B.2) correspondant à la solution d'un problème aux limites dont on n'a retenu que le terme lié aux conditions limites. La différence entre les deux problèmes réside dans leur géométrie: dans le cas du problème de Rayleigh, Ω est en fait décomposé en deux espaces semi-infinis séparés par un plan infini $\partial\Omega$. L'espace étant muni d'un repère orthonormé (ox, oy, oz) , les axes sont choisis de telle sorte que l'axe oz soit normal au plan $\partial\Omega$. Par commodité, l'origine du repère est placée sur $\partial\Omega$ qui est ainsi décrit par l'équation:

$$z = 0$$

Dans ces conditions, la solution du problème s'écrit:

- dans le domaine temporel

$$p(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx_0 \int_{-\infty}^{+\infty} dy_0 \int_{t_1}^{t_2} dt_0 \vec{n} \cdot [g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \vec{\nabla}_0 p(\vec{r}_0, t_0) - p(\vec{r}_0, t_0) \vec{\nabla}_0 g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0)] \quad (\text{C.1})$$

- dans le domaine fréquentiel

$$p(\vec{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx_0 \int_{-\infty}^{+\infty} dy_0 \vec{n} \cdot [g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega) \vec{\nabla}_0 p(\vec{r}_0, \omega) - p(\vec{r}_0, \omega) \vec{\nabla}_0 g(\vec{r} - \vec{r}_0, \omega)] \quad (\text{C.2})$$

Dans ces deux expressions, les coordonnées du vecteur \vec{r}_0 sont de la forme:

$$\vec{r}_0 \begin{cases} x_0 \\ y_0 \\ z_0 = 0 \end{cases}$$

et la normale \vec{n} est colinéaire à l'axe oz .

C.2 Choix de la fonction de Green

De la géométrie du problème découle le choix de la fonction de Green g . Elle incite en effet à utiliser, au lieu de la fonction de Green en champ libre g_∞ , la *fonction de Green* en espace semi-infini vérifiant sur le plan $\partial\Omega$ soit la condition de Dirichlet homogène (cf. Equ. A.13 ou A.17), soit la condition de Neumann de homogène (cf. Equ. A.14 ou A.18). Imposer ces conditions revient à substituer dans le problème de Green au plan $\partial\Omega$ une paroi *parfaitement réfléchissante* — condition de Neumann: annulation de la vitesse particulière et doublement de la pression — ou *parfaitement souple* — condition de Dirichlet: annulation de la pression et doublement de la vitesse particulière —. Ce choix est possible puisque les conditions limites du problème de Green sont fixées indépendamment du problème initial.

Les fonctions de Green en espace semi-infini sont exprimées à partir de la fonction de Green en champ libre en appliquant la *méthode des sources images*. On rappelle que la fonction de Green $g(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0)$ représente la pression induite au point \vec{r} par un monopôle impulsif situé en \vec{r}_0 . Lorsque ce monopôle est placé dans un espace semi-infini limité par un plan parfaitement réfléchissant, au point \vec{r} se superposent l'onde directe et la réflexion générée par la surface réfléchissante. Or, cette réflexion peut être vue comme l'onde émise par une source située au point symétrique de \vec{r}_0 par rapport au plan $\partial\Omega$, soit \vec{r}_0' , et qui constitue

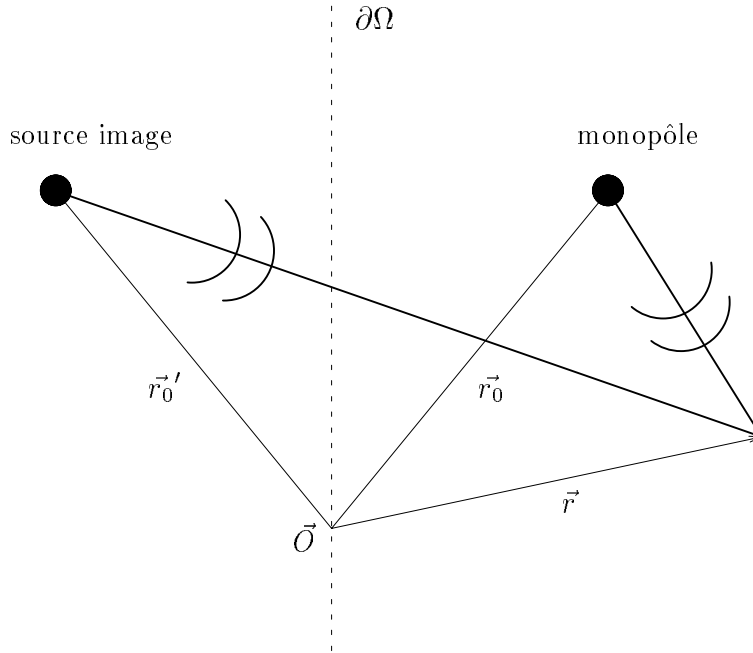


FIG. C.1 - Calcul de la fonction de Green en espace semi-infini par la méthode des sources images

la source image du monopôle (cf. Fig. C.1). Par suite, il est équivalent de considérer un monopôle rayonnant dans un espace semi-infini ou deux monopôles — la source réelle et sa source image — rayonnant dans l'espace infini, le plan $\partial\Omega$ étant virtuellement supprimé. Dans le second cas, l'onde rayonnée par chacun de deux monopôles correspond à la fonction de Green en champ libre. La fonction de Green en espace semi-infini vérifiant la condition de Neumann, soit g_1 , s'obtient donc en sommant les ondes induites par le monopôle situé en \vec{r}_0 et sa source image en \vec{r}_0' :

$$g_1(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) = \frac{\delta(\frac{R}{c} - \tau)}{4\pi R} + \frac{\delta(\frac{R'}{c} - \tau)}{4\pi R'} \quad (\text{C.3})$$

avec:

$$\begin{cases} R = |\vec{r} - \vec{r}_0|, \\ R' = |\vec{r} - \vec{r}_0'|, \\ \tau = t - t_0. \end{cases}$$

Dans le cas d'une paroi parfaitement réfléchissante, la réflexion se fait sans changement de signe. Si la surface est au contraire parfaitement souple, l'onde réfléchie subit un changement de signe. Pour calculer la fonction de Green en espace semi-infini satisfaisant la condition de Dirichlet, soit la fonction de Green g_2 , on applique donc la même méthode que précédemment en ayant soin d'affecter un signe négatif à la contribution de la source image:

$$g_2(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) = \frac{\delta(\frac{R}{c} - \tau)}{4\pi R} - \frac{\delta(\frac{R'}{c} - \tau)}{4\pi R'} \quad (\text{C.4})$$

L'expression des fonctions de Green g_1 et g_2 se simplifie lorsque le point \vec{r}_0 appartient au plan $\partial\Omega$. En ce cas, le monopôle et sa source image par rapport à $\partial\Omega$ sont en effet confondus et il vient:

$$\begin{cases} g_1(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) = 2 \times g_\infty(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) = \frac{\delta(\frac{R}{c} - \tau)}{2\pi R} \\ g_2(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) = 0 \end{cases} \quad \text{si } \vec{r}_0 \in \partial\Omega$$

On vérifie bien que, sur la frontière $\partial\Omega$, la pression est doublée dans le premier cas (g_1), tandis qu'elle s'annule dans le second (g_2). Ces résultats sont utilisés dans l'intégrale de l'équation C.1 puisque le point \vec{r}_0

décrit le plan $\partial\Omega$. On a aussi besoin de connaître le gradient des fonctions g_1 et g_2 évalués sur $\partial\Omega$ [Bruneau, 1983]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla}_0 g_1(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) = 0 \\ \vec{\nabla}_0 g_2(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) = 2 \times \vec{\nabla}_0 g_\infty(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) = -\frac{\vec{R}}{2\pi c R^2} \delta'(\frac{R}{c} - \tau) + \frac{\vec{R}}{2\pi R^3} \delta(\frac{R}{c} - \tau) \end{array} \right. \text{ si } \vec{r}_0 \in \partial\Omega$$

Comme prévu, sur la frontière $\partial\Omega$, la vitesse particulière s'annule dans le premier cas ($\vec{\nabla}_0 g_1$) et est doublée dans le second ($\vec{\nabla}_0 g_2$). En outre, ces calculs permettent de vérifier que les fonctions de Green g_1 et g_2 satisfont respectivement à la condition de Dirichlet et de Neumann sur $\partial\Omega$.

L'intégrale de Rayleigh I est obtenue en appliquant dans l'équation C.1 la fonction de Green g_1 . Comme son gradient s'annule sur $\partial\Omega$, il ne reste que le premier terme de l'intégrand:

$$\begin{aligned} p(\vec{r}, t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} dx_0 \int_{-\infty}^{+\infty} dy_0 \int_{t_1}^{t_2} dt_0 \vec{n} \cdot \vec{\nabla}_0 p(\vec{r}_0, t_0) g_1(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} dx_0 \int_{t_1}^{t_2} dt_0 \vec{n} \cdot \left[\vec{\nabla}_0 p(\vec{r}_0, t_0) \frac{\delta(\frac{R}{c} - \tau)}{2\pi R} \right] \end{aligned} \quad (\text{C.5})$$

qui, une fois effectuée l'intégration sur le temps en appliquant la définition de la distribution de Dirac, devient:

$$p(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dx_0 \int_{-\infty}^{+\infty} dy_0 \left[\vec{n} \cdot \frac{\vec{\nabla}_0 p(\vec{r}_0, t_0)}{R} \right]_{t_0 = t - \frac{R}{c}} \quad (\text{C.6})$$

Pour l'intégrale de Rayleigh II, on procède de la même façon en substituant à g_1 la fonction de Green g_2 dans l'équation C.1. La fonction g_2 s'annulant sur $\partial\Omega$, il ne reste cette fois que le second terme de l'intégrand:

$$\begin{aligned} p(\vec{r}, t) &= - \int_{-\infty}^{+\infty} dx_0 \int_{-\infty}^{+\infty} dy_0 \int_{t_1}^{t_2} dt_0 p(\vec{r}_0, t_0) \vec{n} \cdot \vec{\nabla}_0 g_2(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} dx_0 \int_{-\infty}^{+\infty} dy_0 \int_{t_1}^{t_2} dt_0 p(\vec{r}_0, t_0) \vec{n} \cdot \left[\frac{\vec{R}}{2\pi c R^2} \delta'(\frac{R}{c} - \tau) - \frac{\vec{R}}{2\pi R^3} \delta(\frac{R}{c} - \tau) \right] \\ &= -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dx_0 \int_{-\infty}^{+\infty} dy_0 \vec{n} \cdot \frac{\vec{R}}{R} \left[\frac{1}{cR} \frac{\partial p(\vec{r}_0, t_0)}{\partial t_0} + \frac{1}{R^2} p(\vec{r}_0, t_0) \right]_{t_0 = t - \frac{R}{c}} \end{aligned} \quad (\text{C.7})$$

Les expressions dans le domaine fréquentiel des deux intégrales de Rayleigh peuvent être obtenues soit à partir de l'équation C.2 dans laquelle on introduit les fonctions de Green fréquentielles g_1 ou g_2 , soit directement par transformée de Fourier des intégrales temporelles C.6 et C.7. Ces calculs n'apportant pas d'élément nouveau, nous ne les développerons pas ici.

C.3 Propriétés de l'intégrale de Rayleigh

Bien qu'elle dérive d'une approche similaire à l'intégrale de Kirchhoff, l'intégrale de Rayleigh s'en distingue par des propriétés spécifiques liées à la géométrie de la partition de l'espace et au choix de la fonction de Green.

Dans la représentation de Rayleigh, la distribution des sources secondaires est simplifiée puisqu'une seule catégorie de transducteurs — monopolaires ou dipolaires — est nécessaire. Mais on perd la distinction entre les deux sous-espaces Ω_1 et Ω_2 . On a vu que l'intégrale de Kirchhoff s'annule pour des sources primaires situées dans l'espace de restitution. Or l'intégrale de Rayleigh ne possède plus cette propriété, le choix de la fonction de Green symétrise en effet le problème de telle sorte que l'espace Ω_1 est l'exacte réplique de Ω_2 . Deux conséquences en découlent:

- à la *restitution*, les sources secondaires — de directivité monopolaire ou dipolaire — rayonnent la même onde de part et d'autre du plan $\partial\Omega$ et leur émission perturbe donc l'onde primaire,

- à la *prise de son*, il est impossible de discriminer deux sources primaires placées symétriquement des deux côtés de $\partial\Omega$, par suite, on ne peut s'affranchir de la contribution d'une source primaire présente dans l'espace de restitution.

Références Bibliographiques

BRUNEAU M. (1983). *Introduction aux théories de l'acoustique*. Université du Maine, Le Mans.

Table des Illustrations

C.1 Calcul de la fonction de Green en espace semi-infini par la méthode des sources images . . . 400

Annexe D

Approximation de la phase stationnaire

Sommaire

D.1 Principe	407
D.2 Dérivation de la limite asymptotique de l'intégrale	409
D.3 Application aux intégrales de Kirchhoff et Rayleigh	409
D.3.1 Validité de l'approximation	409
D.3.2 Point de phase stationnaire	410
D.3.3 Approximation de l'intégrale	410
Références Bibliographiques	411

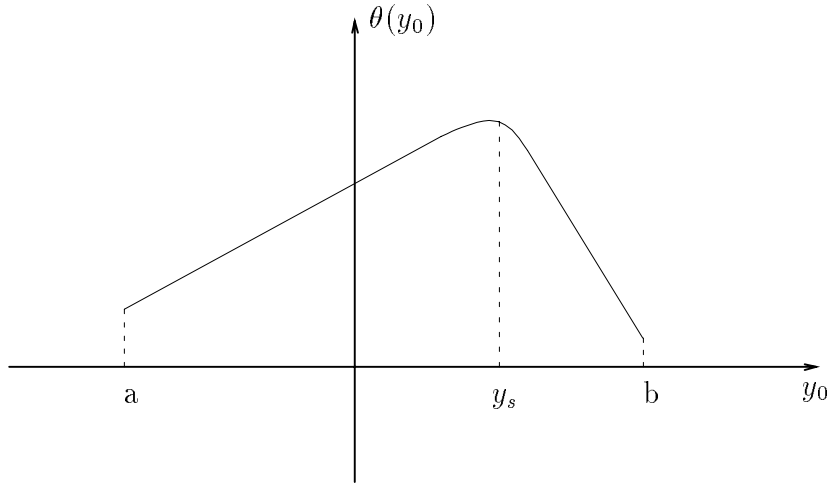


FIG. D.1 - Exemple typique de l'évolution de la phase $\phi(y_0)$ (y_s repère le point de phase stationnaire)

D.1 Principe

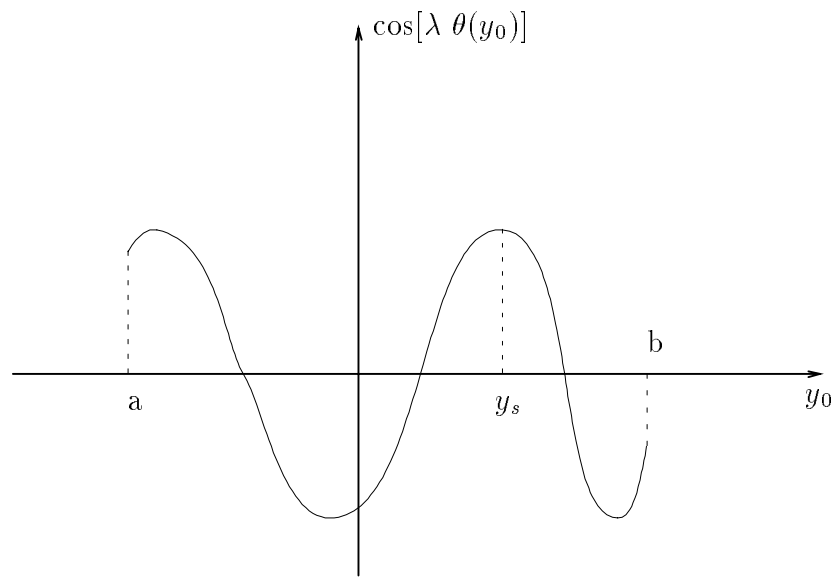
La méthode de la phase stationnaire a été développée pour évaluer des intégrales de la forme:

$$I(\lambda) = \int_a^b f(y_0) e^{j\lambda\phi(y_0)} dy_0 \quad (\text{D.1})$$

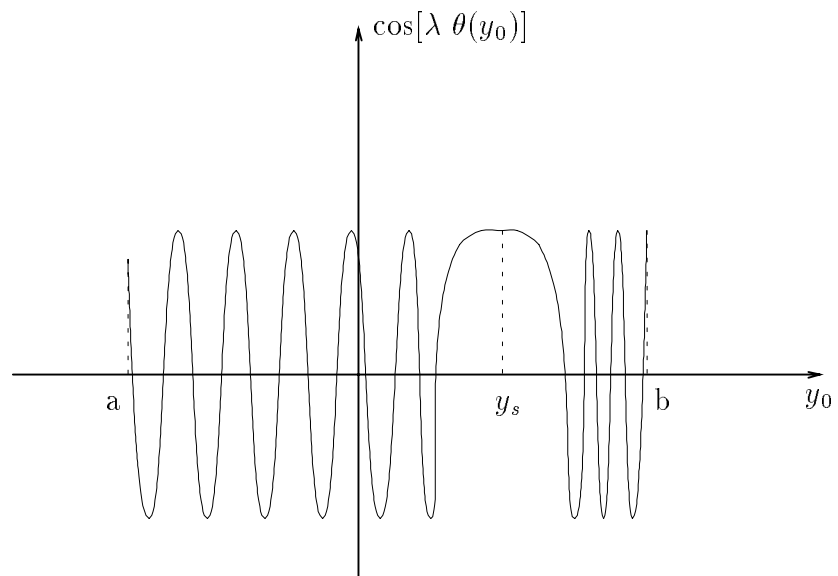
où a , b , $f(y_0)$, $\phi(y_0)$, y_0 et λ prennent des valeurs réelles. Dans cette expression, on remarque la forme particulière de l'intégrand. Le terme $e^{j\lambda\phi(y_0)}$ est purement oscillatoire, le paramètre λ jouant le rôle du facteur de dilatation des oscillations. Ainsi, lorsque λ est grand, ce terme décrit de nombreuses oscillations sur l'intervalle d'intégration $[a, b]$. On prévoit donc qu'en ce cas, les oscillations positives et négatives vont s'annuler dans l'intégration et qu'il est possible d'exploiter ces résultats pour approcher la valeur de l'intégrale et définir sa limite asymptotique ($\lambda \rightarrow \infty$)...

Nous allons préciser cette idée à partir des figures D.1 et D.2. La figure D.1 montre un exemple typique d'évolution d'un terme de phase $\phi(y_0)$. L'abscisse y_s repère le point de phase stationnaire qui correspond au maximum de la fonction $\phi(y_0)$. Pour cet exemple, la figure D.2 reproduit les variations du terme $\cos[\lambda\phi(y_0)]$ associé à une faible ($\lambda = 1$) et à une grande ($\lambda = 10$) valeur de λ . Dans le second cas, on se rend compte que, dès que le nombre d'oscillations devient important, les alternances positives et négatives se compensent lorsque l'on intègre la fonction $\cos[\lambda\phi(y_0)]$, de telle sorte qu'il ne reste que la contribution du voisinage du point stationnaire et des bornes de l'intervalle d'intégration (cf. Fig. D.2). Par suite, une valeur approchée de l'intégrale est obtenue en restreignant le domaine d'intégration au voisinage de ces trois points. En fait, on montre au moyen d'une intégration par parties que la contribution des bornes a et b est en $\frac{1}{\lambda}$, alors que celle du point stationnaire est en $\frac{1}{\sqrt{\lambda}}$. Pour λ grand, cette dernière prédomine donc et la limite asymptotique de l'intégrale $I(\lambda)$ s'écrit:

$$I(\lambda) \xrightarrow{\lambda \rightarrow \infty} \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{y_s - \epsilon}^{y_s + \epsilon} f(y_0) e^{j\lambda\phi(y_0)} dy_0 \quad (\text{D.2})$$



(a) $\lambda = 1$



(b) $\lambda = 10$

FIG. D.2 - Tracé de la fonction $\cos[\lambda\phi(y_0)]$ pour deux valeurs de λ : Illustration du principe de l'approximation de la phase stationnaire

D.2 Dérivation de la limite asymptotique de l'intégrale

L'intégrale de l'équation D.2 est évaluée à partir d'un développement limité — développement de Taylor — de l'intégrand au voisinage du point stationnaire y_s :

$$f(y_0) e^{j\lambda\phi(y_0)} \simeq f(y_s) e^{j\lambda[\phi(y_s) + \frac{1}{2} \phi''(y_s) (y_0 - y_s)^2]}$$

Dans le développement du terme de phase, le terme du premier ordre disparaît puisque, par définition du point de phase stationnaire, on a :

$$\phi'(y_s) = 0 \quad .$$

Par suite, il vient :

$$I(\lambda) \xrightarrow{\lambda \rightarrow \infty} \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{y_s - \epsilon}^{y_s + \epsilon} f(y_s) e^{j\lambda[\phi(y_s) + \frac{1}{2} \phi''(y_s) (y_0 - y_s)^2]} dy_0 \quad (\text{D.3})$$

Grâce à plusieurs changements de variable [Murray, 1974], on se ramène à une intégrale de la forme :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{\pm j\eta^2} d\eta$$

qui se calcule en appliquant le théorème de Cauchy [Murray, 1974] :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{\pm j\eta^2} d\eta = \sqrt{\pi} e^{\pm j\frac{\pi}{4}}$$

Finalement, on obtient :

$$I(\lambda) \xrightarrow{\lambda \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda|\phi''(y_s)|}} f(y_s) e^{j\lambda\phi(y_s) + \text{signe}[\phi''(y_s)] \frac{\pi}{4}} \quad (\text{D.4})$$

Cette expression constitue la limite asymptotique de l'intégrale $I(\lambda)$ et définit l'approximation de la Phase Stationnaire.

D.3 Application aux intégrales de Kirchhoff et Rayleigh

D.3.1 Validité de l'approximation

Dans le cadre des intégrales de Kirchhoff et Rayleigh, l'approximation de la phase stationnaire est appliquée à une intégrale de la forme :

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} f(y_0) e^{j\phi(y_0)} dy_0$$

où le terme de phase s'écrit :

$$\phi(y_0) = -k(R_1 + R_2)$$

avec¹ :

$$\begin{cases} R_1 = \sqrt{(x_0 - x_m)^2 + (y_0 - y_m)^2 + (z_0 - z_m)^2} \\ R_2 = \sqrt{(x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2 + (z_0 - z)^2} \end{cases}$$

En ce cas, la condition sur λ n'intervient pas dans la mesure où les bornes d'intégration sont repoussées à l'infini. En effet, lorsque la variable y_0 tend vers l'infini, le terme $e^{j\phi(y_0)}$ présente une infinité d'oscillations, ce qui justifie l'approximation de la phase stationnaire :

$$I \simeq \sqrt{\frac{2\pi}{|\phi''(y_s)|}} f(y_s) e^{j\{\phi(y_s) + \text{sgn}[\phi''(y_s)] \frac{\pi}{4}\}} \quad (\text{D.5})$$

1. On rappelle que les vecteurs r_m , r_0 et r repèrent respectivement les positions de la source primaire, d'une source secondaire et du point d'écoute.

D.3.2 Point de phase stationnaire

On veut expliciter l'équation D.5. Dans ce but, nous allons déterminer le point de phase stationnaire. Le terme de phase s'exprime:

$$\phi(y_0) = -k[\sqrt{(x_0 - x_m)^2 + (y_0 - y_m)^2 + (z_0 - z_m)^2} + \sqrt{(x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2 + (z_0 - z)^2}]$$

On calcule ses dérivées première et seconde relativement à y_0 :

$$\begin{cases} \phi'(y_0) = -k \left(\frac{y_0 - y_m}{R_1} + \frac{y_0 - y}{R_1} \right), \\ \phi''(y_0) = -k \left[\frac{(x_0 - x_m)^2 + (z_0 - z_m)^2}{R_1^3} + \frac{(x_0 - x)^2 + (z_0 - z)^2}{R_2^3} \right] \end{cases}$$

La condition:

$$\phi'(y_0) = 0$$

donne:

$$y_s = \frac{R_1 y + R_2 y_m}{R_1 + R_2}$$

Dans le cas où la source primaire et le point d'écoute appartiennent au même plan horizontal, soit le plan défini par:

$$y = 0$$

on vérifie que:

$$y_s = 0$$

c'est-à-dire que le point de phase stationnaire appartient aussi à ce plan. Dans tout ce qui suit, on se limite à ce cas, ce qui simplifié avantageusement les calculs.

D.3.3 Approximation de l'intégrale

Avec:

$$y_m = y = y_s = 0$$

on obtient:

$$\begin{cases} R_{1_s} = R_1 |_{y_0=y_s} = \sqrt{(x_0 - x_m)^2 + (z_0 - z_m)^2} \\ R_{2_s} = R_2 |_{y_0=y_s} = \sqrt{(x_0 - x)^2 + (z_0 - z)^2} \end{cases}$$

Par suite, il vient:

$$\phi''(y_s) = -k \left(\frac{1}{R_{1_s}} + \frac{1}{R_{2_s}} \right)$$

En reportant ces résultats dans l'équation D.5, on en déduit l'expression approchée de l'intégrale I :

$$I \simeq \sqrt{\frac{2\pi}{jk}} \sqrt{\frac{R_{1_s} R_{2_s}}{R_{1_s} + R_{2_s}}} f(y_s) e^{-jk(R_{1_s} + R_{2_s})} \quad (\text{D.6})$$

Références Bibliographiques

MURRAY J. D. (1974). *Asymptotic Analysis*. Clarendon Press, Oxford. Chap. 4.

Table des Illustrations

D.1	Exemple typique de l'évolution de la phase $\phi(y_0)$ (y_s repère le point de phase stationnaire)	407
D.2	Tracé de la fonction $\cos[\lambda\phi(y_0)]$ pour deux valeurs de λ : Illustration du principe de l'approximation de la phase stationnaire	408

Annexe E

Routines Matlab de simulation de l'holophonie

Sommaire

E.1	Introduction	415
E.2	Intégrale de Rayleigh I	416
E.3	Intégrale de Rayleigh II	418
E.4	Intégrale de Rayleigh I avec l'approximation de la Phase Stationnaire	420
E.5	Intégrale de Rayleigh II avec l'approximation de la Phase Stationnaire	423
E.6	Intégrale de Rubinowicz	426

E.1 Introduction

Cette annexe reproduit les routines Matlab utilisées pour simuler le procédé holophonique et qui ont été développées par l'auteur au cours du travail de thèse.


```
P = repmat((P.'), [1 Nr]) ./ D2 ;
P = repmat(P, [1 1 Nf]) .* repmat(H, [Ns Nr 1]) ;
P = P .* (1 + repmat(jkD1, [1 Nr 1])) .* exp( - jkD ) ;

% approximation de la phase stationnaire
P = P .* repmat(sqrt( repmat((D1.'), [1 Nr]) .* D2) ./ D), [1 1 Nf]) ;
P = P .* repmat(E, [Ns Nr 1]) ;

% Sommaton des contributions des sources secondaires
P = sum(P,1) ;
P = shiftdim(P,1) ;

% Retour dans le domaine temporel
p = ifft(P,Nf,2) ;
p = real(p) ;
p = ( dl / sqrt(2*pi) ) .* p ;
```



```
P = - ( C2 ./ (D2.^3)) ./ repmat((D1.'), [1 Nr]) ;
P = repmat(P, [1 1 Nf]) .* repmat(H, [Ns Nr 1]) ;
P = P .* (1 + jkD2) .* exp( - jkD ) ;

% approximation de la phase stationnaire
P = P .* repmat(sqrt( repmat((D1.'), [1 Nr]) .* D2) ./ D), [1 1 Nf]) ;
P = P .* repmat(E, [Ns Nr 1]) ;

% Sommmation des contributions des sources secondaires
P = sum(P,1) ;
P = shiftdim(P,1) ;

% Retour dans le domaine temporel
p = ifft(P,Nf,2) ;
p = real(p) ;
p = ( dl / sqrt(2*pi) ) .* p ;
```



```
P = repmat(H, [Ns Nr 1]) .* repmat(P, [1 1 Nf]) .* exp(- jkDs) ;

% Sommaton des contributions des sources secondaires
P = sum(P,1) ;
P = shiftdim(P,1) ;

% Retour dans le domaine temporel
p = ifft(P,Nf,2) ;
p = real(p) ;
p = p / (4*pi) ;
```

Annexe F

Impulsion Gaussienne

Sommaire

F.1 Définition	431
F.2 Spectre	432
Références Bibliographiques	433

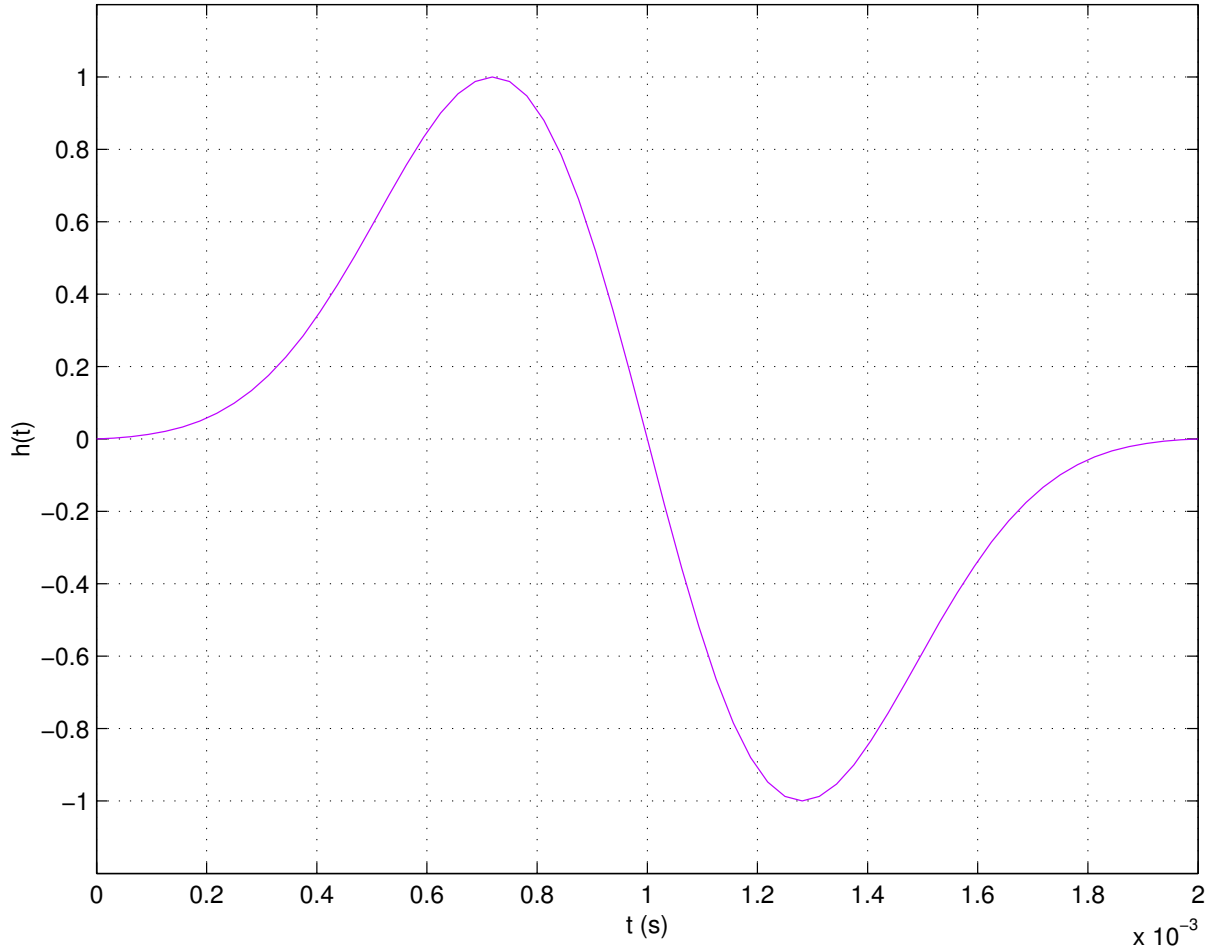


FIG. F.1 - Impulsion gaussienne: Signal temporel ($f_0 = 500$ Hz)

F.1 Définition

Dans le cadre des simulations et des mesures du prototype holophonique, le signal émis est une *impulsion gaussienne* qui correspond à un sinus fenêtré sur une période et pondéré par une gaussienne [Start, 1997] [Verheijen, 1997]. Ce choix définit une impulsion dont le support est compact à la fois dans le domaine temporel et dans le domaine fréquentiel grâce aux propriétés de la gaussienne. Il en résulte une visualisation optimale du front d'onde sur les représentations spatio-temporelles de l'onde de pression pour les simulations ou les mesures.

L'impulsion gaussienne s'exprime sous la forme:

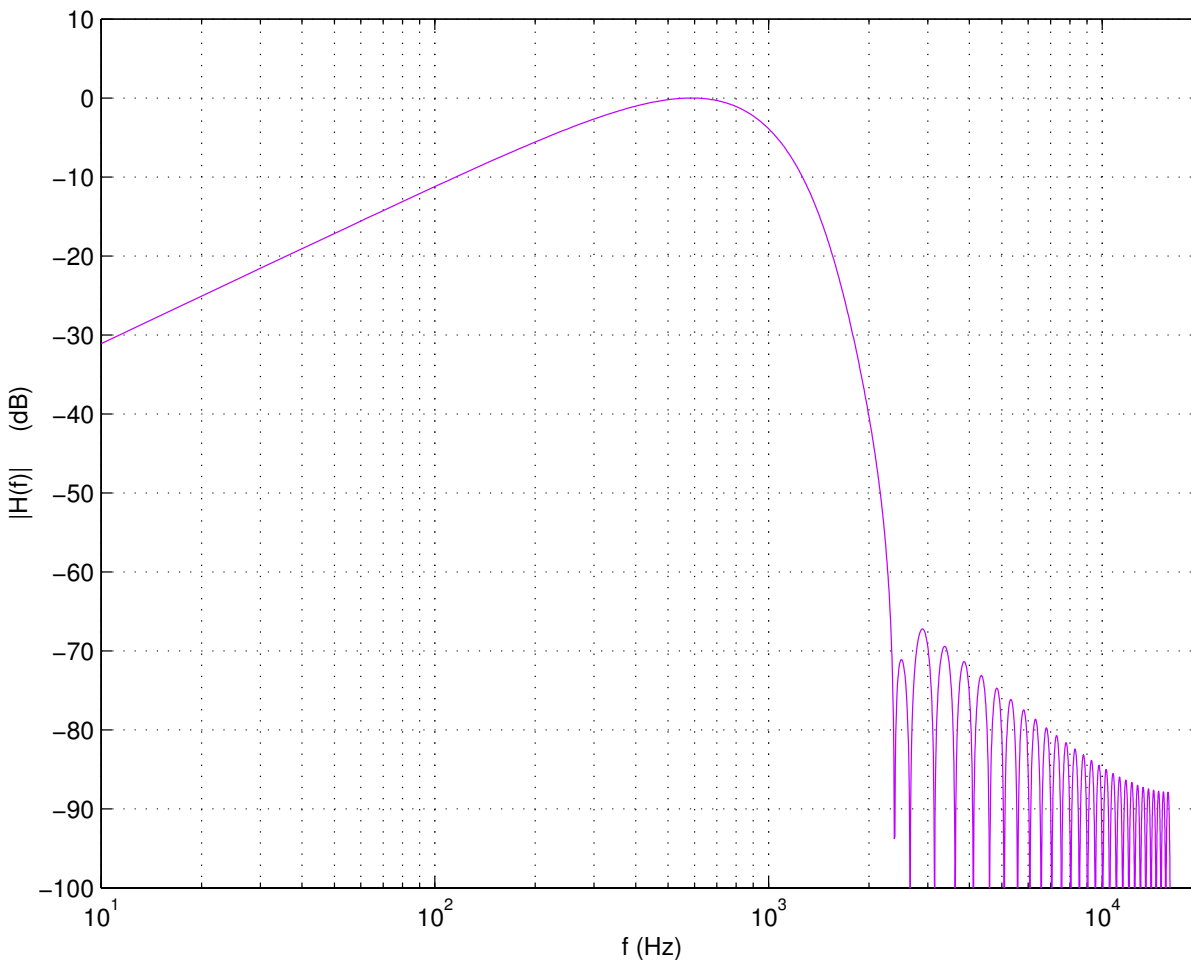
$$h(t) = \frac{1}{h_0} e^{-a(t-\frac{T_0}{2})^2} \sin(2\pi f_0 t) \text{Rect}\left(\frac{t-\frac{T_0}{2}}{T_0}\right) \quad (\text{F.1})$$

Dans cette expression, le paramètre f_0 désigne la fréquence du sinus et T_0 est la période associée:

$$T_0 = \frac{1}{f_0}$$

Le terme h_0 est un facteur de normalisation afin que le maximum de $h(t)$ soit systématiquement ramené à la valeur de 1:

$$h_0 = \max_{t \in [0, T_0]} \left[e^{-a(t-\frac{T_0}{2})^2} \sin(2\pi f_0 t) \right] \quad (\text{F.2})$$


 FIG. F.2 - Impulsion gaussienne: Spectre fréquentiel ($f_0 = 500$ Hz)

Enfin, le paramètre a détermine la décroissance de la gaussienne. Dans le cadre de nos applications, il a été fixé à:

$$a = 8 \ln(10) f_0^2 \quad (\text{F.3})$$

L'allure de l'impulsion gaussienne obtenue pour la fréquence $f_0 = 500$ Hz est reproduite sur la figure F.1.

F.2 Spectre

Le spectre d'une fonction sinus comporte deux raies en $f = \pm f_0$:

$$TF[\sin(2\pi f_0 t)](f) = \frac{j}{2} [\delta(f - f_0) - \delta(f + f_0)] \quad (\text{F.4})$$

Lorsque le sinus est tronqué à une période T_0 avec une pondération gaussienne, son spectre s'élargit à deux bandes spectrales centrées sur ces deux raies. On obtient ainsi une impulsion à bande spectrale limitée centrée sur les fréquences $f = \pm f_0$. Son spectre est illustré sur la figure F.2.

Références Bibliographiques

START E. (1997). *Direct Sound Enhancement by Wave Field Synthesis*. Ph.D. Thesis, Faculty of Applied Physics, Delft, Pays-Bas.

VERHEIJEN E. (1997). *Sound reproduction by wave field synthesis*. Ph.D. Thesis, Faculty of Applied Physics, Delft, Pays-Bas.

Table des Illustrations

F.1 Impulsion gaussienne: Signal temporel ($f_0 = 500$ Hz)	431
F.2 Impulsion gaussienne: Spectre fréquentiel ($f_0 = 500$ Hz)	432

Annexe G

Spectre spatial d'une onde sphérique

Sommaire

G.1 Spectre 3D	437
G.2 Spectre 2D	438
G.2.1 Calcul de la première intégrale I_1	439
1^{er} cas: $\chi_x^2 + \chi_y^2 < k^2$	440
2^e cas: $\chi_x^2 + \chi_y^2 > k^2$	440
3^e cas: $\chi_x^2 + \chi_y^2 = k^2$	440
G.2.2 Calcul de la seconde intégrale I_2	440
Références Bibliographiques	442

G.1 Spectre 3D

Un monopôle acoustique induit une onde sphérique dont le signal de pression est décrit en fonction des coordonnées d'espace $\vec{r}(x, y, z)$ par [Bruneau, 1983]:

$$g(\vec{r}) = a_s \frac{e^{jk r}}{4\pi r} \quad (\text{G.1})$$

avec:

$$r = |\vec{r}|$$

On a considéré ici une source située à l'origine $\vec{r}(0, 0, 0)$ et qui émet un signal monochromatique de fréquence f correspondant à un nombre d'onde k donné par:

$$k = \frac{2\pi f}{c}$$

Le spectre spatial de l'onde sphérique est obtenu en appliquant à la fonction $g(\vec{r})$ une transformée de Fourier à 3 dimensions par rapport à ses coordonnées d'espace, selon la formule suivante:

$$G_{3D}(\vec{\chi}) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} g(\vec{r}) e^{-j\vec{\chi}\cdot\vec{r}} dx dy dz \quad (\text{G.2})$$

Pour calculer cette intégrale, on substitue les coordonnées sphériques $\vec{r}(r, \varphi, \theta)$ aux coordonnées cartésiennes $\vec{r}(x, y, z)$ [Johnson & Dudgeon, 1993]:

$$\begin{aligned} G_{3D}(\vec{\chi}) &= \int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} g(r) e^{-jr(\chi_x \sin \theta \cos \varphi + \chi_y \sin \theta \sin \varphi + \chi_z \cos \theta)} r^2 \sin \theta d\varphi d\theta dr \\ &= a_s \int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{e^{jk r}}{4\pi r} e^{-jr(\chi_x \sin \theta \cos \varphi + \chi_y \sin \theta \sin \varphi + \chi_z \cos \theta)} r^2 \sin \theta d\varphi d\theta dr \end{aligned} \quad (\text{G.3})$$

Il est intéressant de remarquer que la fonction g ne dépend pas des angles φ et θ , mais seulement du rayon r , c'est-à-dire qu'elle présente une symétrie sphérique. On en déduit que son spectre G_{3D} présente également une symétrie sphérique et, par suite, il n'est pas nécessaire de l'évaluer dans tout l'espace [Johnson & Dudgeon, 1993]. Il suffit en effet de le connaître le long d'une ligne issue de l'origine $\vec{\chi}(0, 0, 0)$ et, par symétrie, on peut étendre ce résultat à n'importe quelle ligne issue de l'origine. Nous allons exprimer l'intégrale précédente (cf. Equ. G.3) en se limitant à des points $\vec{\chi}$ situés le long de l'axe $o\vec{\chi}_z$, ce qui revient à prendre:

$$\begin{cases} \chi_x = 0 \\ \chi_y = 0 \\ \chi_z = |\vec{\chi}| = \chi \end{cases}$$

Il vient:

$$G_{3D}(\chi) = a_s \int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{e^{jk r}}{4\pi r} e^{-jr\chi \cos \theta} r^2 \sin \theta d\varphi d\theta dr \quad (\text{G.4})$$

Les intégrales sur les angles φ et θ se calculent sans difficulté:

$$\int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi \quad (\text{G.5})$$

$$\int_0^\pi e^{-jr\chi \cos \theta} \sin \theta d\theta = \left[\frac{e^{-jr\chi \cos \theta}}{-jr\chi} \right]_{\theta=0}^{\theta=\pi} = 2 \frac{\sin(r\chi)}{r\chi} \quad (\text{G.6})$$

Il reste l'intégrale portant sur le rayon r :

$$G_{3D}(\chi) = \frac{a_s}{\chi} \int_0^\infty e^{jk r} \sin(r\chi) dr \quad (\text{G.7})$$

On y reconnaît la transformée de Fourier d'une fonction sinus $\sin(r\chi)$ multipliée par un échelon de Heaviside $u(r)$:

$$G_{3D}(\chi) = \frac{a_s}{\chi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{jk_r r} \sin(r\chi) u(r) dr \quad (\text{G.8})$$

Dans le domaine de Fourier, le produit simple devient un produit de convolution, ainsi, si $S(k)$ et $U(k)$ désignent les transformées de ces deux fonctions, il vient:

$$G_{3D} = \frac{a_s}{\chi} U * S \quad (\text{G.9})$$

Les transformées de Fourier S et U sont données par [Reinhard, 1989]:

$$\begin{cases} S(k) &= \frac{1}{2j} [\delta(k - \chi) - \delta(k + \chi)] \\ U(k) &= \frac{1}{2} \delta(k) - \frac{1}{2j\pi k} \end{cases} \quad (\text{G.10})$$

Finalement le spectre spatial de l'onde sphérique s'écrit donc [Johnson & Dudgeon, 1993]:

$$G_{3D}(\chi) = \frac{a_s \pi}{j2\chi} [\delta(\chi - k) - \delta(\chi + k)] + \frac{1}{\chi^2 - k^2} \quad (\text{G.11})$$

Comme k et χ n'admettent que des valeurs positives, il est possible d'omettre le second terme $\delta(\chi + k)$.

G.2 Spectre 2D

Si l'onde sphérique est évaluée sur un plan $z = z_0$, on peut calculer son spectre 2D qui s'obtient par une transformée de Fourier à deux dimensions appliquée sur le couple de coordonnées d'espace (x, y) :

$$G_{2D}(\chi_x, \chi_y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} g(\vec{r})|_{z=z_0} e^{-j(\chi_x x + \chi_y y)} dx dy \quad (\text{G.12})$$

Le spectre 2D peut aussi se déduire du spectre 3D. Par transformée de Fourier inverse, on est en effet capable d'exprimer la pression $g(\vec{r})$ à partir de son spectre G_{3D} :

$$\begin{aligned} g(\vec{r}) &= \iiint_{-\infty}^{+\infty} G_{3D}(\chi'_x, \chi'_y, \chi'_z) e^{j(\chi'_x x + \chi'_y y + \chi'_z z)} d\chi'_x d\chi'_y d\chi'_z \\ &= \iiint_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{a_s \pi}{j2\chi'} \delta(\chi' - k) + \frac{a_s}{\chi'^2 - k^2} \right] e^{j(\chi'_x x + \chi'_y y + \chi'_z z)} d\chi'_x d\chi'_y d\chi'_z \end{aligned} \quad (\text{G.13})$$

On remplace alors g par cette expression dans le calcul du spectre G_{2D} :

$$G_{2D}(\chi_x, \chi_y) = \int \dots \int_{-\infty}^{+\infty} G_{3D}(\chi'_x, \chi'_y, \chi'_z) e^{j(\chi'_x x + \chi'_y y + \chi'_z z_0)} e^{-j(\chi_x x + \chi_y y)} d\chi'_x d\chi'_y d\chi'_z dx dy \quad (\text{G.14})$$

Le calcul des intégrales sur les coordonnées d'espace (x, y) est immédiat [Reinhard, 1989]:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{j(\chi'_x - \chi_x)x} = \delta(\chi'_x - \chi_x) \quad (\text{G.15})$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{j(\chi'_y - \chi_y)y} = \delta(\chi'_y - \chi_y) \quad (\text{G.16})$$

Il vient:

$$G_{2D}(\chi_x, \chi_y) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} G_{3D}(\chi'_x, \chi'_y, \chi'_z) e^{j\chi'_z z_0} \delta(\chi_x - \chi'_x) \delta(\chi_y - \chi'_y) d\chi'_x d\chi'_y d\chi'_z \quad (\text{G.17})$$

La présence des distributions de Dirac permet d'exprimer les intégrales sur les variables χ'_x et χ'_y :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} G_{3D}(\chi'_x, \chi'_y, \chi'_z) \delta(\chi'_x - \chi_x) d\chi'_x = G_{3D}(\chi_x, \chi'_y, \chi'_z) \quad (\text{G.18})$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} G_{3D}(\chi_x, \chi'_y, \chi'_z) \delta(\chi'_y - \chi_y) d\chi'_y = G_{3D}(\chi_x, \chi_y, \chi'_z) \quad (\text{G.19})$$

Il en résulte que le spectre G_{2D} s'exprime comme:

$$G_{2D}(\chi_x, \chi_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} G_{3D}(\chi_x, \chi_y, \chi'_z) e^{j\chi'_z z_0} d\chi'_z \quad (\text{G.20})$$

où on reconnaît la transformée de Fourier du spectre G_{3D} appliquée sur sa troisième variable χ'_z :

$$\begin{aligned} G_{2D}(\chi_x, \chi_y) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{a_s \pi}{j2\chi'} \delta(\chi' - k) + \frac{a_s}{\chi'^2 - k^2} \right] e^{j\chi'_z z_0} d\chi'_z \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{a_s \pi \delta(\sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2 + \chi_z'^2} - k)}{j2\sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2 + \chi_z'^2}} + \frac{a_s}{\chi_x^2 + \chi_y^2 + \chi_z'^2 - k^2} \right] e^{-j\chi'_z z_0} d\chi'_z \end{aligned} \quad (\text{G.21})$$

Cette intégrale se calcule en appliquant les propriétés de la distribution de Dirac d'une part et en utilisant les tables des transformées de Fourier d'autre part. On décompose le calcul en deux intégrales:

$$I_1 = a_s \pi \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\delta(\sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2 + \chi_z'^2} - k)}{j2\sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2 + \chi_z'^2}} e^{-j\chi'_z z_0} d\chi'_z \quad (\text{G.22})$$

$$I_2 = a_s \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-j\chi'_z z_0}}{\chi_x^2 + \chi_y^2 + \chi_z'^2 - k^2} d\chi'_z \quad (\text{G.23})$$

L'intégrale I_1 représente la contribution des ondes planes dont le vecteur d'onde $\vec{\chi}$ pointe sur la sphère de rayon $\chi = k$, tandis que l'intégrale I_2 correspond aux ondes dont le vecteur d'onde pointe en dehors de la surface de cette sphère.

G.2.1 Calcul de la première intégrale I_1

Pour exprimer la première intégrale (cf. Equ. G.22), il faut déterminer les zéros de l'argument de la distribution de Dirac. Soit $f(\chi'_z)$ la fonction qui définit l'argument de la distribution de Dirac:

$$f(\chi'_z) = \sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2 + \chi_z'^2} - k \quad (\text{G.24})$$

sa dérivé est donnée par:

$$f'(\chi'_z) = \frac{\chi'_z}{\sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2 + \chi_z'^2}} \quad (\text{G.25})$$

On désigne par χ'_{z_i} pour $i = [1 \dots N]$, les N zéros de la fonction $f(\chi'_z)$. On montre alors que:

$$\delta[f(\chi'_z)] = \sum_{i=1}^N \frac{\delta(\chi'_z - \chi'_{z_i})}{|f'(\chi'_{z_i})|} \quad (\text{G.26})$$

Il convient de distinguer trois cas:

$$\begin{cases} \chi_x^2 + \chi_y^2 < k^2 \\ \chi_x^2 + \chi_y^2 > k^2 \\ \chi_x^2 + \chi_y^2 = k^2 \end{cases}$$

1^{er} cas: $\chi_x^2 + \chi_y^2 < k^2$

La fonction $f(\chi'_z)$ possède deux zéros donnés par:

$$\chi'_{z_{1,2}} = \pm \sqrt{k^2 - \chi_x^2 - \chi_y^2}$$

Il vient:

$$\begin{aligned} I_1 &= a_s \pi \sum_{i=1}^2 \frac{e^{-j\chi'_{z_i} z_0}}{j2|\chi'_{z_i}|} \\ &= a_s \pi \frac{\cos(\sqrt{k^2 - \chi_x^2 - \chi_y^2} z_0)}{\sqrt{k^2 - \chi_x^2 - \chi_y^2}} \end{aligned} \quad (\text{G.27})$$

2^e cas: $\chi_x^2 + \chi_y^2 > k^2$

La fonction $f(\chi'_z)$ possède deux zéros donnés par:

$$\chi'_{z_{1,2}} = \pm j \sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2 - k^2}$$

On remarque que ces deux valeurs ne sont pas réelles. Comme la variable χ'_z ne prend que des valeurs réelles, il en résulte que:

$$I_1 = 0 \quad (\text{G.28})$$

3^e cas: $\chi_x^2 + \chi_y^2 = k^2$

La fonction $f(\chi'_z)$ ne présente qu'un zéro qui correspond à:

$$\chi'_{z_0} = 0$$

L'intégrale I_1 s'écrit alors:

$$\begin{aligned} I_1 &= a_s \pi \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\delta(\chi'_z)}{j2|\chi'_z|} e^{-j\chi'_z z_0} d\chi'_z \\ &= a_s \pi \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\delta(\chi'_z)}{j2|\chi'_z|} d\chi'_z \end{aligned} \quad (\text{G.29})$$

Cette intégrale soulève un problème d'indétermination qui pourra être résolu en la recombinaison avec l'intégrale I_2 .

G.2.2 Calcul de la seconde intégrale I_2

L'intégrale I_2 (cf. Equ. G.23) s'interprète comme la transformée de Fourier de la fonction $f(\chi'_z)$ définie par:

$$f(\chi'_z) = a_s \frac{1}{\chi_x^2 + \chi_y^2 + \chi_z'^2 - k^2} \quad (\text{G.30})$$

Les tables donnent:

$$I_2 = \begin{cases} -a_s \pi \frac{\sin(\sqrt{k^2 - \chi_x^2 - \chi_y^2} |z_0|)}{\sqrt{k^2 - \chi_x^2 - \chi_y^2}} & \text{si } \sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2} < k \\ a_s \pi \frac{e^{-\sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2 - k^2} |z_0|}}{\sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2 - k^2}} & \text{si } \sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2} > k \end{cases} \quad (\text{G.31})$$

Dans le cas où $\sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2} = k$, on recombine les deux intégrales I_1 et I_2 afin de lever l'indétermination:

$$\begin{aligned} I_1 + I_2 &= a_s \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\pi \frac{\delta(\chi'_z)}{j^2 |\chi'_z|} + \frac{1}{\chi_z'^2} \right] e^{-j\chi'_z z_0} d\chi'_z \\ &= a_s \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\chi_z'^2} \left[\pi |\chi'_z| \frac{\delta(\chi'_z)}{j^2} + 1 \right] e^{-j\chi'_z z_0} d\chi'_z \end{aligned} \quad (\text{G.32})$$

Attendu que:

$$|\chi'_z| \delta(\chi'_z) = 0 \quad (\text{G.33})$$

le premier terme de l'intégrand disparaît:

$$\begin{aligned} I_1 + I_2 &= a_s \pi \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-j\chi'_z z_0}}{\chi_z'^2} d\chi'_z \\ &= \pi |z_0| \end{aligned} \quad (\text{G.34})$$

En ajoutant les résultats des intégrales I_1 et I_2 , on obtient le spectre spatial G_{2D} cherché:

$$G_{2D}(\chi_x, \chi_y) = \begin{cases} \pi \frac{e^{-j\sqrt{k^2 - \chi_x^2 - \chi_y^2}|z_0|}}{\sqrt{k^2 - \chi_x^2 - \chi_y^2}} & \text{si } \sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2} < k \\ \pi |z_0| & \text{si } \sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2} = k \\ \pi \frac{e^{-\sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2 - k^2}|z_0|}}{\sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2 - k^2}} & \text{si } \sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2} > k \end{cases} \quad (\text{G.35})$$

Références Bibliographiques

BRUNEAU M. (1983). *Introduction aux théories de l'acoustique*. Université du Maine, Le Mans.

JOHNSON D.H. & DUDGEON D.E. (1993). *Array Signal Processing: Concepts and Techniques*. Prentice Hall.

REINHARD H. (1989). *Cours de Mathématiques du signal*. Dunod Université, Paris.

Annexe H

Approximation de Fresnel

Sommaire

H.1 Principe	445
H.2 Application à l'intégrale de Rayleigh I	445
Références Bibliographiques	447

H.1 Principe

L'approximation de Fresnel peut être utilisée pour évaluer les intégrales de la forme:

$$I = \int_a^{+\infty} f(\rho) e^{j\phi(\rho)} d\rho \quad (\text{H.1})$$

Elle est basée sur un développement limité à l'ordre 2 du terme de phase $\phi(\rho)$ au voisinage de la borne inférieure de l'intégrale $\rho = a$ [Start, 1997]:

$$\phi(\rho) \simeq \phi(a) + (\rho - a) \phi'(a) + \frac{1}{2} \phi''(a) \quad (\text{H.2})$$

qui peut encore s'écrire:

$$\phi(\rho) \simeq \phi(a) + \mu_a (\gamma^2 - \gamma_a^2) \quad (\text{H.3})$$

avec:

$$\begin{cases} \gamma &= \sqrt{\frac{|\phi''(a)|}{2}} \left[\rho - a + \frac{\phi'(a)}{\phi''(a)} \right] \\ \gamma_a &= \gamma|_{\rho=a} = \mu_a \frac{\phi'(a)}{\sqrt{2|\phi''(a)|}} \\ \mu_a &= \text{signe}[\phi''(a)] \end{cases}$$

En remplaçant $\phi(\rho)$ par ce développement limité et en admettant pour le terme d'amplitude que:

$$f(\rho) \simeq f(a) \quad (\text{H.4})$$

l'intégrale I devient:

$$I \simeq f(a) e^{j\phi(a)} e^{-j\mu_a\gamma_a^2} \int_a^{+\infty} e^{-j\mu_a\gamma^2} d\rho \quad (\text{H.5})$$

L'intégrale restante s'exprime alors en fonction des intégrales de Fresnel qui sont définies par [Bruneau, 1983]:

$$\mathcal{C}(v) = \int_0^v \cos\left(\frac{\pi}{2}u^2\right) du \quad (\text{H.6})$$

$$\mathcal{S}(v) = \int_0^v \sin\left(\frac{\pi}{2}u^2\right) du \quad (\text{H.7})$$

Ainsi:

$$\int_a^{+\infty} e^{-j\mu_a\gamma^2} d\rho = \frac{1}{\sqrt{\pi|\phi''(a)|}} \left\{ \left[\frac{1}{2} - \mathcal{C}\left(\sqrt{\frac{2}{\pi}}\gamma_a\right) \right] + j \mu_a \left[\frac{1}{2} - \mathcal{S}\left(\sqrt{\frac{2}{\pi}}\gamma_a\right) \right] \right\} \quad (\text{H.8})$$

Il vient finalement:

$$I \simeq f(a) e^{j\phi(a)} e^{-j\mu_a\gamma_a^2} \frac{1}{\sqrt{\pi|\phi''(a)|}} \left\{ \left[\frac{1}{2} - \mathcal{C}\left(\sqrt{\frac{2}{\pi}}\gamma_a\right) \right] + j \mu_a \left[\frac{1}{2} - \mathcal{S}\left(\sqrt{\frac{2}{\pi}}\gamma_a\right) \right] \right\} \quad (\text{H.9})$$

H.2 Application à l'intégrale de Rayleigh I

Dans le cadre de l'intégrale de Rayleigh I, on veut évaluer l'intégrale suivante:

$$I = \int_{\rho_C}^{+\infty} \frac{\vec{R}_0 \cdot \vec{n}}{R} (1 + jkR_0) \frac{1}{4\pi R_0^2} \frac{1}{2\pi R} e^{-jk(R+R_0)} d\rho \quad (\text{H.10})$$

Les fonctions $f(\rho)$ et $\phi(\rho)$ sont alors données par:

$$f(\rho) = \frac{\vec{R}_0 \cdot \vec{n}}{R_0} (1 + jkR_0) \frac{1}{4\pi R_0^2} \frac{1}{2\pi R} \quad (\text{H.11})$$

$$\phi(\rho) = -k(R + R_0) \quad (\text{H.12})$$

avec:

$$\begin{cases} R_0 = |\vec{R}_0| = \sqrt{(x_0 - x_s)^2 + (y_0 - y_s)^2 + (z_0 - z_s)^2} \\ R = |\vec{R}| = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2} \end{cases}$$

Les vecteurs \vec{r}_s , \vec{r}_0 et \vec{r} repèrent respectivement la position de la source primaire, d'une source secondaire et d'un récepteur. La variable ρ est définie par:

$$\rho = \sqrt{(x_0^2 + y_0^2)} \quad (\text{H.13})$$

On exprime les dérivées première et seconde du terme de phase $\phi(\rho)$:

$$\frac{d\phi}{d\rho} = -\frac{k}{\rho} \left[x_0 \left(\frac{x_0 - x_s}{R_0} + \frac{x_0 - x}{R} \right) + z_0 \left(\frac{z_0 - z_s}{R_0} + \frac{z_0 - z}{R} \right) \right] \quad (\text{H.14})$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\phi}{d\rho^2} = & -\frac{k}{\rho^2} \left\{ x_0^2 \left[\frac{(y_0 - y_s)^2 + (z_0 - z_s)^2}{R_0^3} + \frac{(y_0 - y)^2 + (z_0 - z)^2}{R^3} \right] \right. \\ & + z_0^2 \left[\frac{(x_0 - x_s)^2 + (y_0 - y_s)^2}{R_0^3} + \frac{(x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2}{R^3} \right] \\ & \left. + 2x_0y_0 \left[\frac{(x_0 - x_s)(z_0 - z_s)}{R_0^3} + \frac{(x_0 - x)(z_0 - z)}{R^3} \right] \right\} \quad (\text{H.15}) \end{aligned}$$

L'approximation de Fresnel donne donc pour l'intégrale définie par l'équation H.10:

$$I \simeq f(\rho_C) e^{j\phi(\rho_C)} e^{-j\mu_C \gamma_C^2} \frac{1}{\sqrt{\pi |\phi''(\rho_C)|}} \left\{ \left[\frac{1}{2} - \mathcal{C}\left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \gamma_C\right) \right] + j \mu_C \left[\frac{1}{2} - \mathcal{S}\left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \gamma_C\right) \right] \right\} \quad (\text{H.16})$$

avec:

$$\begin{cases} \gamma_C = \gamma|_{\rho=\rho_C} = \mu_C \frac{\phi'(\rho_C)}{\sqrt{2|\phi''(\rho_C)|}} \\ \mu_a = \text{signe}[\phi''(\rho_C)] \end{cases}$$

Les dérivées première et seconde du terme de phase $\phi(\rho)$ sont définis par les équations H.14 & H.15.

Références Bibliographiques

BRUNEAU M. (1983). *Introduction aux théories de l'acoustique*. Université du Maine, Le Mans.

START E. (1997). *Direct Sound Enhancement by Wave Field Synthesis*. Ph.D. Thesis, Faculty of Applied Physics, Delft, Pays-Bas.

Annexe I

Publications

Sommaire

I.1	CORESA 98 (Lannion, 9 & 10 juin 1998)	451
I.2	ICA (Seattle, 20-26 juin 1998)	461
I.3	DAFX 98 (Barcelone, 19-21 novembre 1998)	469
I.4	Forum Acusticum 99 (Berlin, 14-19 mars 1999)	475
I.5	AES 16th International Conference on Spatial Sound Reproduction (Rovaniemi, 10-12 avril 1999)	481

I.1 CORESA 98 (Lannion, 9 & 10 juin 1998)

MUR DE TELEPRESENCE POUR LA VISIOCONFERENCE: UNE APPROCHE HOLOPHONIQUE

R. Nicol, M. Emerit, A. Gilloire

CNET DIH / DIPS

1 INTRODUCTION

La *visioconférence* s'inscrit dans le cadre des systèmes de communication de groupe qui se proposent de faire dialoguer des groupes de personnes réparties sur plusieurs sites géographiquement distincts. Fondamentalement, une salle de visioconférence est équipée de microphones et de haut-parleurs destinés à la prise et la restitution des voix des locuteurs, ainsi que de caméras et d'écrans vidéo pour transmettre leur image. Il s'agit donc bien d'un moyen de communication *audiovisuelle* à part entière. D'ores et déjà, de tels systèmes sont disponibles dans le commerce [1].

Dans le souci d'améliorer le confort de l'utilisateur en se rapprochant des conditions naturelles d'une conversation pour une interactivité optimale, le concept de *mur de téléprésence* [2] a été défini comme une interface de communication audiovisuelle si parfaitement transparente que les participants ont l'illusion de partager le même espace, alors qu'ils peuvent être distants de plusieurs milliers de kms!... En pratique, la réalisation d'un mur de téléprésence suppose donc de concevoir un système de visualisation et de sonorisation capable de restituer une scène distante en 3 dimensions... Dans ce qui suit, seul le problème de la reproduction de la scène sonore sera envisagé. Le cahier des charges comporte deux impératifs fondamentaux:

- la **restitution tridimensionnelle**: il faut reproduire les informations de position et de mouvement des sources sonores, à la fois en azimut et en distance,
- une **zone d'écoute étendue**: cette reproduction doit rester correcte sur une large zone, d'une part, de façon à ce que plusieurs auditeurs puissent en bénéficier simultanément et d'autre part, pour leur permettre de se déplacer.

Dans ce contexte, nous allons donc nous intéresser aux différentes méthodes de reproduction sonore spatialisée susceptibles d'offrir une zone d'écoute étendue...

2 SPATIALISATION SONORE

En matière de spatialisation sonore (cf. tab. 1), on distingue fondamentalement deux stratégies:

- reproduction du champ **physique**: reproduction du champ produit par la source "à l'identique" et dans tous ses détails,
- reproduction du champ **psychoacoustique**: simplification du travail de reconstruction en prenant en compte les propriétés perceptives du système auditif, de façon à ne retenir que les indices de localisation pertinents d'un point de vue psychoacoustique.

Méthode	Stéréophonie [3]	Techniques binaurales [4]	Ambisonic [5]	Holophonie
Principe	différences interaurales de temps ou d'intensité	H.R.T.F. (Head Related Transfer Function)	décomposition en ondes planes (harmoniques cylindriques)	Principe de Huygens
Dimensions spatialisées	1	3	2 / 3	3
Nombre de haut- parleurs	2	2	$N \geq 3$	lié à la taille de la zone d'écoute
Zone d'écoute	1 auditeur	1 auditeur	1 auditeur	étendue

TAB. 1 - *Comparaison des différentes techniques de spatialisation sonore*

Cette seconde approche offre une piste intéressante pour réduire le coût du traitement sans risquer d'introduire de détériorations perceptibles à l'oreille. Cependant, qu'il s'agisse de la stéréophonie ou des techniques binaurales, ce type de système est dédié à un *auditeur unique*, ce qui est en désaccord avec le deuxième point du cahier des charges. La technique Ambisonic¹ s'inscrit dans une approche physique, mais les approximations qu'elle utilise restreignent la zone de restitution correcte: pratiquement, si, à 200 Hz, la reconstruction est exacte à l'intérieur d'un cercle de rayon de 25 cm, à 10 kHz, le rayon ne vaut plus que 5 mm. Contrairement aux approches précédentes, l'holophonie, dans son principe, n'introduit aucune simplification et garantit donc une reproduction parfaitement exacte en offrant une *zone d'écoute étendue*. Sa mise en œuvre est cependant délicate, mais on envisage, partant de cette solution idéale, d'introduire des approximations qui permettent d'en réduire la complexité. Avec cette approche, on pense mieux maîtriser l'incidence des simplifications effectuées.

3 HOLOPHONIE

3.1 FONDEMENTS THEORIQUES

Le terme d'holophonie² désigne une technique de reproduction sonore consistant à recréer un champ acoustique en 3 dimensions à partir d'un enregistrement sur une surface, par analogie avec l'holographie [6]. L'idée dérive du **Principe de Huygens** qui exprime que le champ généré par une source est équivalent au champ produit par une distribution de sources, dites *secondaires*³, réparties sur le front d'onde. Au cours du XIX^e siècle, ce principe a été reformulé sous forme mathématique en se ramenant à un problème aux limites classique. L'espace Ω dans lequel rayonnent les sources

1. En fait, on montre que l'approche d'Ambisonic peut s'interpréter comme un cas particulier de l'holophonie.

2. Il convient de distinguer l'*holophonie* (reproduction d'un champ acoustique sous forme *sonore*) de l'*holographie acoustique* (reproduction d'un champ acoustique sous forme *graphique*).

3. Par opposition à la source initiale, dite source *primaire*.

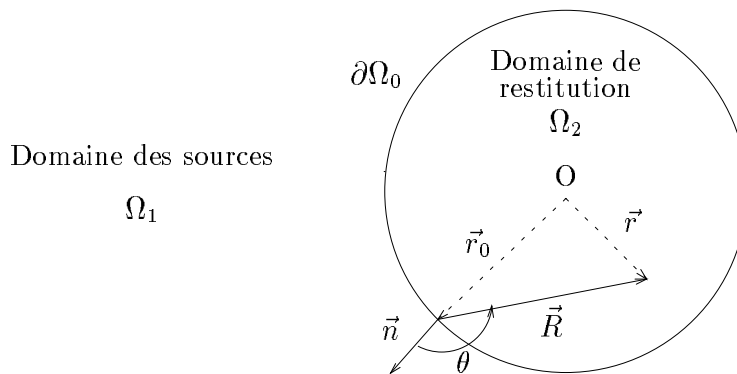


FIG. 1 - Géométrie du problème

primaires est décomposé en deux sous-espaces: le sous-espace Ω_1 , contenant les sources primaires (domaine des sources), et le sous-espace Ω_2 , ne contenant aucune source primaire (domaine de restitution) (cf. fig. 1). On montre que le champ de pression $\varphi(\vec{r}, \omega)$ induit en un point \vec{r} de Ω_2 par les sources primaires situées dans Ω_1 s'exprime sous la forme d'une intégrale appliquée sur la surface $\partial\Omega_0$ correspondant à la frontière séparant le domaine Ω_1 de Ω_2 (*Intégrale de Kirchhoff-Helmholtz*) [7]:

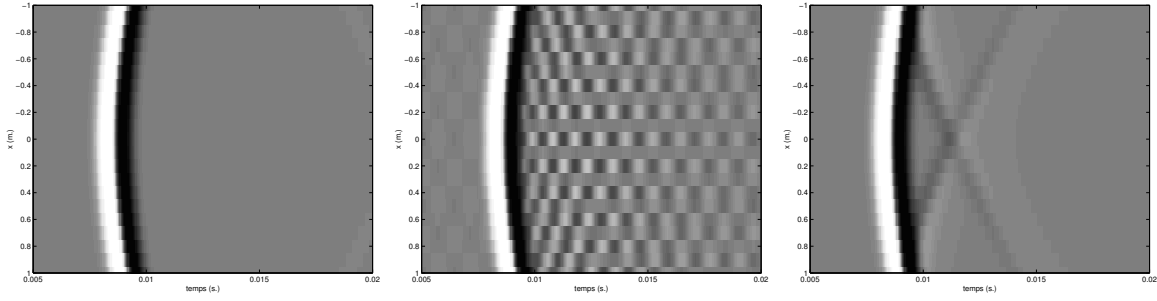
$$\varphi(\vec{r}, \omega) = \iint_{\partial\Omega_0} \left[\vec{\nabla}_0 \varphi(\vec{r}_0, \omega) \cdot \vec{n} - \frac{\vec{R}}{R} \cdot \vec{n} (1 + jkR) \frac{\varphi(\vec{r}_0, \omega)}{R} \right] \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dS_0 \quad \forall \vec{r} \in \Omega_2 \quad (1)$$

Les notations sont précisées sur la figure 1.

L'intégrale de Kirchhoff-Helmholtz s'interprète comme une distribution de sources secondaires réparties sur la frontière $\partial\Omega_0$. Chaque source secondaire se compose de deux sources élémentaires: un monopôle (premier terme) et un dipôle (second terme), dont les amplitudes sont proportionnelles respectivement au gradient de pression et à la pression induits par la source primaire sur $\partial\Omega_0$. Les signaux alimentant ces sources doivent donc être enregistrés par un réseau des microphones de pression et à gradient de pression. Ce résultat démontre la possibilité de reproduire un champ acoustique dans un volume au moyen de sources distribuées sur sa frontière. Non seulement cette méthode préserve toutes les propriétés spatiales du champ acoustique, mais elle offre d'emblée une zone de restitution étendue.

3.2 MISE EN OEUVRE

L'hologophonie ne requière aucun traitement, étant donné que les signaux enregistrés par les microphones alimentent directement les sources. Toute la complexité se reporte sur la mise en œuvre des réseaux de transducteurs nécessaires à la prise et la restitution du son. Dans la réalisation de tels réseaux, on est confronté au problème d'échantillonnage spatiale, puisque la distribution de transducteurs, théoriquement continue, est matérialisée par un réseau discret. Par ailleurs, lorsque le réseau atteint des dimensions prohibitives, on est contraint de le limiter, ce qui implique une *troncature spatiale* [8].



(a) Réseau infini vérifiant le critère de Shannon ($\Delta = 0.1$ m.)

(b) Réseau infini ne vérifiant pas le critère de Shannon ($\Delta = 0.25$ m.)

(c) Réseau fini vérifiant le critère de Shannon ($\Delta = 0.1$ m.)

FIG. 2 - Effets de l'aliasing spatial et de la troncature sur le champ restitué par un réseau de sources (la source primaire est un monopôle émettant une impulsion à bande passante limitée centrée autour de la fréquence $f_c = 400$ Hz, le champ restitué est visualisé en fonction du temps le long d'une droite parallèle au plan des sources secondaires)

3.2.1 Echantillonnage spatial

Pour éviter l'*aliasing spatial*, l'espacement Δ entre les transducteurs doit vérifier le critère de Shannon:

$$\Delta < \frac{1}{2\chi_{max}} \quad \text{avec} \quad \chi_{max} = \frac{f_{max} \sin(\alpha_{max})}{c} \quad (c = 340 \text{ m.s}^{-1}). \quad (2)$$

Dans cette expression, χ_{max} désigne la fréquence maximale contenue dans le spectre *spatial* du champ acoustique. On note qu'elle s'exprime en fonction de la fréquence temporelle maximale f_{max} et de l'angle α_{max} d'incidence maximale sur la surface $\partial\Omega_0$. En pratique, les dimensions des haut-parleurs imposant un pas Δ minimal, on est contraint d'appliquer un filtre d'*anti-repliement* pour satisfaire le critère de Shannon. Or, pour limiter le spectre spatial, on peut, d'après la relation 2, soit réduire le spectre temporel (f_{max}), soit agir sur l'angle d'incidence (α_{max}) en utilisant des capteurs directifs⁴ [9]. Afin de préserver une bande passante temporelle compatible avec les applications visées [100-16kHz], la seconde approche est privilégiée.

3.2.2 Troncature

L'effet de la troncature du réseau de transducteurs s'identifie à un phénomène de *diffraction*, comme si l'onde émise par la source primaire était transmise à travers une ouverture de la taille du réseau considéré. A l'onde directe se superpose donc une onde diffractée induite par le bord de l'ouverture. Pour pallier cet effet analogue au phénomène de Gibbs, on a recours à des fenêtres de *pondération spatiale* destinées à adoucir les transitions de la troncature [8].

4. A titre d'exemple, un espacement de $\Delta = 10$ cm impose une fréquence temporelle maximale de 1.7 kHz pour $\alpha_{max} = 90^\circ$. Mais, si l'angle d'incidence est limité à 45° , le spectre temporel s'étend jusqu'à 2.4 kHz.

4 TRAVAUX DE L'U.T.D.

Le procédé de “*synthèse de front d’onde*” (Wave Field Synthesis) développé par l’U.T.D. (Université Technologique de Delft - Pays Bas) constitue à ce jour le seul exemple de réalisation d’un système holophonique. A partir du concept théorique contenu dans l’intégrale de Kirchhoff, l’équipe dirigée par Berkhout a mené un intéressant travail d’analyse et de simplifications pour aboutir à un dispositif de complexité très raisonnable [9].

4.1 Concept de source notionelle

Pour la prise de son, le système de l’U.T.D. substitue au réseau de capteurs entourant le domaine de restitution, des microphones individuels placés au voisinage immédiat de chaque source primaire. Pour dériver les signaux qu’auraient enregistrés les capteurs théoriques disposés sur la surface $\partial\Omega_0$, un processus d’*extrapolation* est appliqué en aval de la prise de son: il consiste à rétropropager le signal recueilli par chaque microphone jusqu’à l’origine de la source notionelle associée, puis à le propager jusqu’au réseau de haut-parleurs. Dans ces calculs, les sources sont assimilées à des monopôles et la propagation acoustique se réduit à un gain et un retard.

Cependant les microphones de proximité ne peuvent être utilisés que pour des sources fixes. Dans le cas où les sources sont susceptibles de se déplacer, l’espace où elles évoluent est décomposé en zones élémentaires, vers chacune desquelles est pointé un microphone hyperdirectif disposé à quelques mètres au dessus de la scène. Le signal recueilli en sortie de chaque capteur est identifié au signal qu’aurait émis une source située au centre de sa zone d’attribution. Comme cette source n’a pas systématiquement de support physique, on préfère parler de source *notionelle* [10].

Le concept de source notionelle possède l’avantage d’optimiser le nombre de capteurs par rapport au nombre de sources. Il permet aussi de minimiser les éventuels problèmes de couplage entre les microphones et les haut-parleurs, puisque les deux réseaux de transducteurs sont spatialement dissociés. En outre, comme la prise de son holophonique est réalisée de façon virtuelle, il est possible de jouer sur le traitement pour introduire certaines corrections (directivité des haut-parleurs par exemple).

4.2 Approximation de la phase stationnaire

En ce qui concerne la restitution, le principal problème réside dans le nombre de haut-parleurs nécessaires. Or, ce nombre étant lié à la *taille de la zone d’écoute*, il peut être diminué en limitant cette zone: en particulier, si on vise non plus une restitution dans un volume, mais uniquement dans un plan —le plan des oreilles des auditeurs—, il semble possible de se ramener à une distribution *unidimensionnelle* de sources. Le *théorème de la phase stationnaire* [11] constitue la traduction mathématique de cette idée: considérant une source primaire et un récepteur appartenant au même plan horizontal, ce théorème exprime que de toutes les sources secondaires, les sources appartenant à l’intersection de $\partial\Omega_0$ avec ce plan apportent la contribution prépondérante [9]. Par suite, on peut ne conserver que ces sources et substituer au réseau surfacique une distribution unidimensionnelle (courbe fermée ou polygone), ce qui définit l’approximation de la phase stationnaire. La substitution n’est cependant valable qu’à condition d’appliquer aux sources un facteur de correction de la forme:

$$\gamma = \frac{g(\vec{r}_s, \vec{r}_h, \vec{r}_a)}{j 2\pi k}, \quad (3)$$

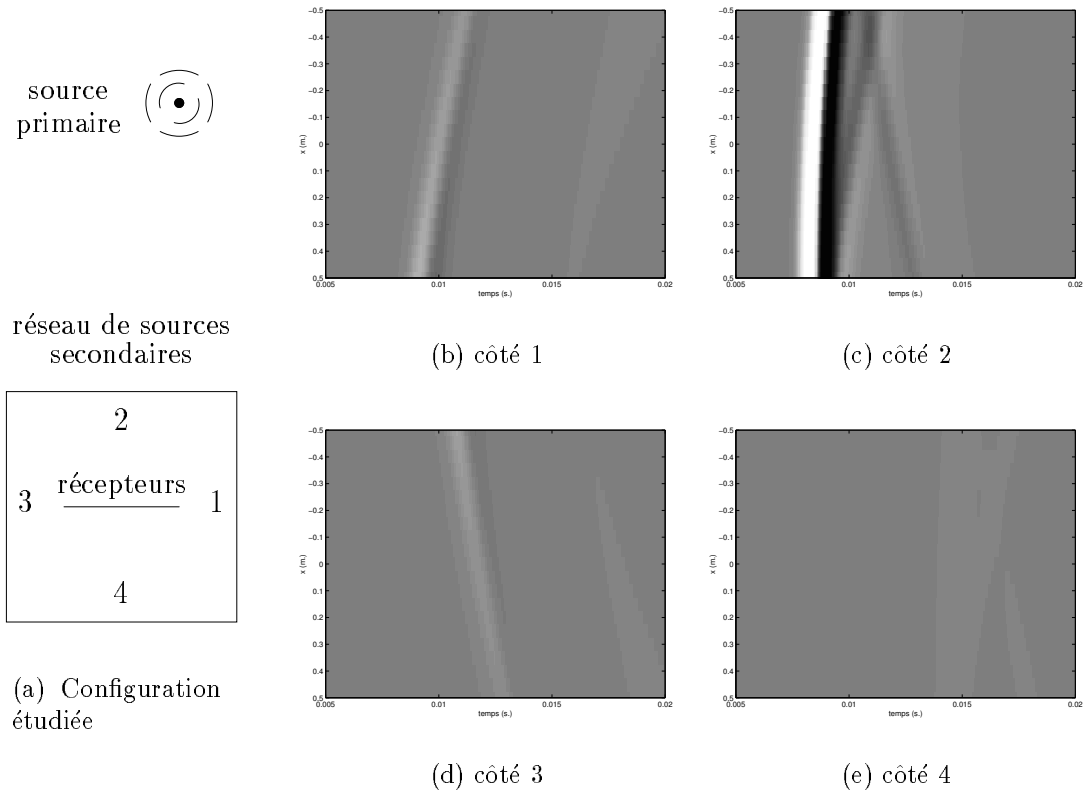


FIG. 3 - *Restitution par un réseau de forme carrée: comparaison des contributions des 4 côtés ($f_c = 400$ Hz)*

où la variable k désigne le nombre d'onde et g représente un facteur géométrique lié aux positions de la source primaire (\vec{r}_s), du haut-parleur (\vec{r}_h) et de l'auditeur (\vec{r}_a). La correction comprend donc un filtrage et dépend en outre de la position d'écoute, ce qui semble difficile à réaliser, sauf à appliquer une correction globale calculée pour une position d'écoute moyenne [9].

4.3 Antenne linéaire

Il est encore possible de réduire le réseau de sources secondaires: considérons par exemple un réseau carré entourant l'auditeur, la source primaire étant située à l'extérieur (cf. fig. 3(a)). Intuitivement on pressent que, pour une position donnée de source primaire, *toutes les sources secondaires ne contribuent pas de façon équivalente* (cf. Théorème de la Phase Stationnaire): en clair, dans la configuration décrite sur la figure, des 4 côtés du carré, le côté 2 joue probablement le rôle prépondérant. Cette idée se vérifie sur les résultats de simulations [9]. La figure 3 reproduit les différentes contributions des 4 côtés pour le champ restitué le long de la ligne repérée sur la figure 3(a). Le côté 2 apporte effectivement la contribution prépondérante. En outre, sur le champ restitué, on remarque à la suite de l'onde directe, la présence de deux ondes diffractées générées par les deux extrémités du segment de sources. Les côtés 1 et 3 ne contribuent en aucune façon à l'onde directe, leur rôle ne concerne en fait que la diffraction: le champ qu'ils génèrent tend en effet à annuler les deux ondes diffractées. Enfin le côté 4 a une contribution nulle. Il en ressort que les 4 côtés ne sont nécessaires

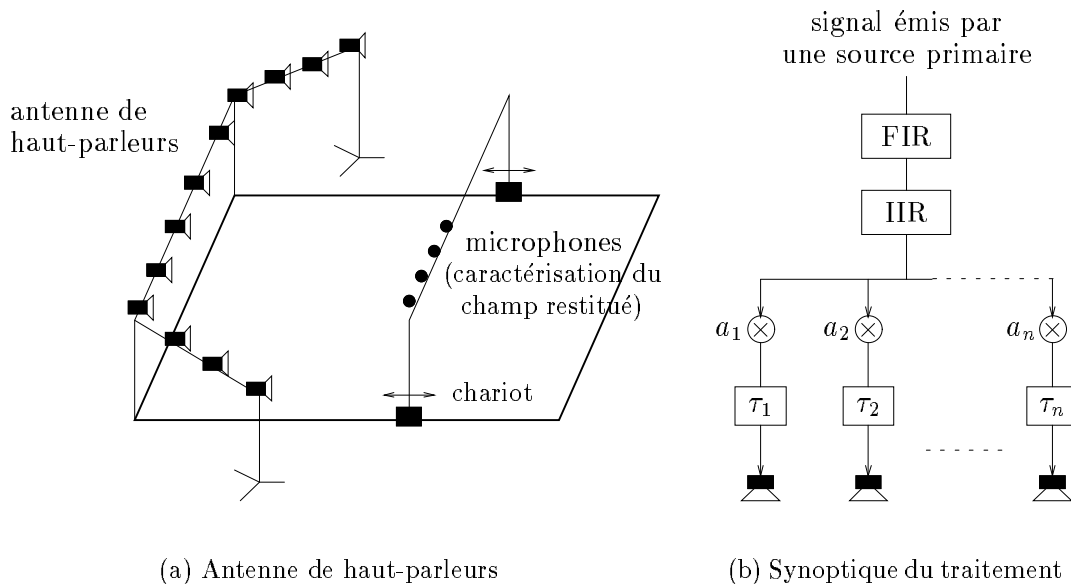


FIG. 4 - *Prototype*

que si les sources primaires occupent tout l'espace autour de l'auditeur. En revanche, si elles sont cantonnées au domaine en regard du côté 2⁵, il est possible de ne conserver que ce côté, les effets de la diffraction pouvant être minimisés par une méthode de pondération spatiale en substitut des côtés 1 et 3. Il reste que chaque source secondaire est constituée d'un monopôle et d'un dipôle. Mais, lorsque l'on compare les contributions relatives des deux types de sources, on se rend compte que monopôles et dipôles jouent un rôle équivalent. Par suite, on peut se contenter d'un seul type de sources [9].

5 MISE AU POINT D'UN PROTOTYPE

Un prototype de restitution holophonique a été monté dans la chambre anéchoïque du CNET de Lannion. Il comprend une antenne de 16 haut-parleurs⁶ constituée de 3 segments articulés montés sur une structure métallique (cf. fig. 4(a)). La prise de son reprend le concept de source notionnelle, c'est à dire que les signaux émis par chaque source primaire sont virtuellement propagés jusqu'aux emplacements des haut-parleurs. La simulation ne fait appel qu'à des gains et des retards (cf. fig. 4(b)), les retards étant appliqués par une technique de retard fractionnaire [12]. Au préalable, le signal subit un traitement d'égalisation (filtres FIR –32 coefficients– et IIR –8 coefficients–) destiné à compenser la réponse en fréquence des haut-parleurs et à prendre en compte la correction résultant de l'approximation de la phase stationnaire. L'ensemble du traitement est réalisé par une carte DSP⁷ implantée sur un PC.

5. C'est le cas typiquement dans une visioconférence, puisque les locuteurs sont exclusivement situés derrière l'écran vidéo.

6. Haut-parleur de marque AUDAX (référence HT080G2) caractérisé par un diaphragme de diamètre 8 cm et une bande passante couvrant la gamme [100-16000Hz]

7. Carte 4C40 (Texas Instruments / LSI)

6 CONCLUSION

Dans son principe, l'holophonie est la solution qui répond le mieux au cahier des charges du mur de téléprésence. Les études menées à l'U.T.D. ont prouvé que la mise en œuvre de cette méthode dans un système concrèt est possible, certes au prix d'approximations, mais sans détériorer notablement la qualité du résultat final. Inspiré de leurs réalisations, un prototype a été développé au CNET pour le contexte de visioconférence. Dans les prochaines étapes, on va chercher à le valider, à la fois sur le plan objectif (mesure de pression et de vitesse particulaire) et subjectif (tests d'écoute). On étudiera en outre la pertinence de différentes solutions, notamment pour la réduction de la diffraction et le contrôle de l'aliasing spatial. Cette évaluation sera menée d'abord en chambre anéchoïque, puis dans un studio de visioconférence. Enfin, d'un point de vue théorique, on va tenter de faire le lien entre les différentes méthodes de spatialisation sonore afin de dégager une approche globale.

Références

- [1] J.-P. Petit et col. Technologies du son pour la téléconférence: mise en œuvre et évolution. L'écho des Recherches. (à paraître).
- [2] M. Miyoshi and N. Koizumi. NNT's research on acoustics for future telecommunication services. *Applied Acoustics*, 36:307–326, 1992.
- [3] C. Hugonnet and P. Walder. *Théorie et pratique de la prise de son stéréophonique*. Eyrolles, Paris, 1994.
- [4] H. Møller. Fundamentals of binaural technology. *Applied Acoustics*, 36:171–218, 1992.
- [5] M. Gerzon. General metatheory of auditory localization. In *A.E.S.'s Preprint*, number 3306, march 1992.
- [6] M. Jessel. *Acoustique théorique, propagation et holophonie*. Masson, Paris, 1973.
- [7] M. Bruneau. *Introduction aux théories de l'acoustique*. Université du Maine, Le Mans, 1983.
- [8] M. M. Boone, E. N. G. Verheijen, and P. F. van Tol. Spatial sound-field reproduction by wave-field synthesis. *J. Audio Eng. Soc.*, 43(12):1003–1011, december 1995.
- [9] E. Start. *Direct sound enhancement by wave field synthesis*. PhD thesis, faculty of applied physics, Delft, 1997.
- [10] A. J. Berkhout, D. de Vries, and P. Vogel. Acoustic control by wave field synthesis. *J. Acoust. Soc. Am.*, 93(5):2764–2778, 1993.
- [11] J. D. Murray. *Asymptotic analysis*, chapter 4. Clarendon Press, Oxford, 1974.
- [12] W. Täger. Filtres numériques pour retards fractionnaires. Brevet N° 9703845, mars 1997.

I.2 ICA (Seattle, 20-26 juin 1998)

Lending an ear to the dimensionality of space

R. Nicol* C. Depollier[†] J. Hardy[‡]

October 23, 1998

Abstract

The problem of space dimensionality in relation with the laws of physics is considered. On the one hand, it is commonly admitted that dimensionality of the real world is 3. On the other hand, most of the fundamental laws of physics are only valid in 3-dimensional spaces, i.e. when physical phenomena are studied in spaces of dimensionality different from 3, they generally show properties which are tremendously different from those observed in a 3-dimensional space!

The behaviour of acoustical waves is examined in this work. An acoustical point-source emits an impulse in a homogeneous, isotropic and infinite n -dimension space. The resulting field is described by the Green function which show two different behaviours, depending on whether the dimensionality is odd or even. For odd dimensionalities, the Green function is composed of a delta function and its derivatives. These latter are responsible for the distortion of the wave front and it should be noticed that this distortion does not exist in a 3-dimensional space. For even dimensionalities, since the Green function also comprises a step function, the wave is subjected to a kind of reverberation phenomenon... Because of this reverberation, the wave velocity is no longer well defined and consequently, either signal transmission or communication is difficult, if not impossible!...

Numerical simulations of the different phenomena have been developed in order to compare the perception of sound wave propagation in 1,2,3,4,5-dimension spaces.

*CNET DIH/DIPS (Lannion)

[†]L.A.U.M. (Le Mans)

[‡]L.A.U.M. (Le Mans)

1 Introduction

From our usual experience — especially in vision —, it is commonly admitted that dimensionality of the real world is 3. However, it is striking that some of the fundamental laws of physics are no longer valid in spaces of dimensionality different from 3! For instance, let us consider the propagation of acoustical waves: in a 3-dimensional space, the propagation merely consists in a delay and an attenuation which is inversely proportional to the square of the distance. It will be shown that these properties are specific to the 3 dimensionality: indeed, marked differences in other dimensions are observed. On the one hand, the wave is distorted by the propagation, and on the other hand, in even dimensions, the wave front is followed by a residual field which is similar to the reverberation phenomenon occurring in a room. First, the different behaviours of the acoustical waves according to the space dimensionality will be compared by studying the properties of the associate Green function. Afterwards, an interpretation of the results is given. Finally, a numerical tool that simulates the propagation of acoustical waves in any dimensionality is presented. This tool is used in order to illustrate the audible effect of propagation in spaces of dimensionality different from 3.

2 Derivation of the Green function for the wave equation in any dimension

An acoustical point-source emits an impulse in a homogeneous, isotropic and infinite n-dimension space Ω_n . The resulting field is solution of the following equation:

$$\left[\Delta_n - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] g_n(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) = -\delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \delta(t - t_0) \quad \forall \vec{r} \text{ and } \vec{r}_0 \in \Omega_n, \quad \forall t \text{ and } t_0 > 0. \quad (1)$$

and corresponds to the Green function, g_n , associated to the wave equation [1]. In this expression, Δ_n represents the Laplacian operator in an n-dimension space and c is the speed of sound.

The Green function for the 3-dimension case is very well known:

$$g_3(R, \tau) = \frac{\delta(\tau - \frac{R}{c})}{4\pi R}, \quad (2)$$

where $R = |\vec{r} - \vec{r}_0|$ and $\tau = t - t_0$. This result can be obtained by applying a Fourier Transform to the wave equation. To derive the Green functions in other dimensions, it is possible to use the same method, but it seems more convenient to apply the “method of descent” instigated by Hadamard [3]. This method was first used to deduce from g_3 the Green functions in 1-dimension and 2-dimension spaces. It is based upon the equivalence between a point-source in a 2-dimension space and a line-source in a 3-dimension space, so that the function g_2 can be obtained by integrating g_3 along the third dimension:

$$g_2(R, \tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} g_3 dz_0 = \frac{c}{2\pi\sqrt{c^2\tau^2 - R^2}} U(c\tau - R), \quad (3)$$

where the function U refers to the step function. In the same way, a point-source in a 1-dimension space is equivalent to a plane-source in a 3-dimension space, and thus:

$$g_1(R, \tau) = \iint_{-\infty}^{+\infty} g_3 dy_0 dz_0 = \frac{c}{2} U(c\tau - R). \quad (4)$$

The previous approach is generalized to any dimension by deriving the following iteration formulae [6]:

$$\begin{cases} g_{n-1}(R, \tau) = 2 \int_R^{+\infty} \frac{S}{\sqrt{S^2 - R^2}} g_n(S, \tau) dS \\ g_{n+2}(R, \tau) = -\frac{1}{2\pi R} \frac{\partial g_n(R, \tau)}{\partial R} \end{cases} \quad (5)$$

Consequently, once the Green function for any dimensionality is known, it is possible with these relations to deduce the Green function in any other dimensionality! Thus, the general expression of the Green function for $n > 3$ can be found:

$$\begin{cases} g_{2m}(R, \tau) = -(2m-3)!! \left(\frac{1}{2\pi}\right)^m \frac{U(c\tau - R)}{(c^2\tau^2 - R^2)^{\frac{2m-1}{2}}} + \sum_{i=0}^{m-2} A_i(R, \tau) \delta^{(i)}(c\tau - R) \\ g_{2m+1}(R, \tau) = \frac{1}{(2\pi R)^m} \sum_{i=0}^{m-1} B_i \frac{\delta^{(i)}(c\tau - R)}{c^i R^{m-1-i}} \end{cases} \quad (6)$$

where the terms A_i and B_i are coefficients which may depend on R and τ . These relations clearly point out that odd and even dimensionalities have different behaviours...

3 Interpretation

It is interesting to analyse the meaning of the previous results. In a 3-dimension space, an impulse emitted at point \vec{r}_0 and time t_0 reaches point \vec{r} at time $t = t_0 + \frac{|\vec{r} - \vec{r}_0|}{c}$. Once the waves travels beyond point \vec{r} , the fluid at this point goes back to its initial state. This behaviour appears in the delta function (cf. equ. 2). Now, for even dimensionalities, the Green function consists of a step, a delta function and its derivatives: therefore, because of the step function, following the excitation by the impulse remains a residual field whose amplitude decays slowly with time... This phenomenon, which is specific to the propagation in even dimensionalities, recalls reverberation, even though the space is supposed to be illimited! Moreover, it evokes a scattering effect since the wave seems to propagate simultaneously at all velocities between 0 and c ! Subsequently, some notions inherent to the behaviour of waves, such as wave velocity or wave length — and even the concept of wave front—, are no longer defined and it appears that communication becomes very difficult in such dimensionalities. This remark leads some authors to prefer the term “wake” to refer to the waves in dimensionalities $n \neq 3$ [6]. For odd dimensionalities, the Green function is only composed of the delta function and its derivatives. The derivatives are responsible for the distorsion of the shape of the wave front which becomes steeper and steeper during the propagation, because the higher-order derivatives are predominant at long distances (cf. equ. 6). Finally, it should be noticed that this distorsion appears in all dimensionalities, except for the 3-dimension space.

4 Numerical simulations

In an n -dimension space, a point-source emits a signal represented by a function $f(t)$. The pressure signal p_n perceived at a distance r from the source is given by the convolution product between f and the Green function g_n :

$$p_n(r, t) = \int_0^t g_n(r, t - t_0) f(t_0) dt_0 . \quad (7)$$

Thus, to derive p_n , the simulation program simply has to filter the signal f according to g_n . However, the strategy of implantation shall depend on the dimension considered. Mainly three cases are distinguished [4]:

- $n = 1$: $p_1(r, t) = \frac{c}{2} \int_0^{t - \frac{r}{c}} f(t_0) dt_0$
This treatment corresponds to an integration, which is implanted by a numerical method (middle-point formula).
- $n = 2$: $p_2(t - \frac{r}{c}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{t - \frac{r}{c}} \frac{f(t_0)}{\sqrt{(t-t_0)^2 - \frac{r^2}{c^2}}} dt_0$
With an approximation [2], this integral can be interpreted in terms of fractional derivatives [5] and therefore expressed as the semi-integral of the function f , which simplifies the process. This result is interesting insofar as it suggests some continuity between the dimensionalities, since a 1-dimension space corresponds to an integration and a 3-dimension space — where propagation is a pure delay — can be assimilated to an integration of order 0.
- $n > 3$
According to the iteration formulae 5, the signals p_n for $n > 3$ are deduced from p_2 or p_3 by successive derivations.

5 Conclusion

Propagation in a 3-dimension space really has a specific behaviour, which fundamentally differs from the others dimensionalities, where phenomena analogous to “reverberation” and distorsion appear. Numerical simulations have permitted to listen to the audible effect of such phenomena in the case of either speech or music: the main effect observed is timbral alterations. It would be worth comparing these simulations with measures in existing 1-dimension or 2-dimension spaces.

References

- [1] G. Barton. *Elements of Green's functions and propagation potentials, diffusion and waves*. Clarendon Press, Oxford, 1989.
- [2] Y. H. Berthelot. Half-order derivative formulation for the analysis of laser-generated Rayleigh waves. *Ultrasonics*, 32(2):153–154, 1994.
- [3] J. Hadamard. *Le problème de Cauchy et les équations aux dérivées partielles linéaires hyperboliques*. Hermann & Cie, Paris, 1932.

- [4] R. Nicol. A l'écoute du principe de Huygens... Technical report, Mémoire de stage DEA / Université du Maine, 1996.
- [5] K. B. Oldham and J. Spanier. *The fractional calculus: theory and applications of differentiation and integration to arbitrary order*. Academic Press, New York & London, 1974.
- [6] H. Soodak and M. S. Tiersten. Wakes and waves in n dimensions. *Am. J. Phys.*, 61(5):395–401, May 1993.

I.3 DAFX 98 (Barcelone, 19-21 novembre 1998)

Reproducing 3D-Sound for Videoconferencing: a Comparison between Holophony and Ambisonic

Rozenn Nicol (rozenn.nicol@cnet.francetelecom.fr)
Marc Emerit (marc.emerit@cnet.francetelecom.fr)

France Telecom CNET Lannion

Abstract

Current research in videoconferencing is focussed on 3D-Sound reproduction over a wide listening area. This paper compares two methods: Holophony and Ambisonic. First, it will be shown that Ambisonic actually corresponds to a particular case of holophonic reconstruction, then the specificities of the two approaches will be analysed in terms of complexity and size of listening area. As a result, a third method, which shall combine the advantages of both Holophony and Ambisonic, will be suggested.

1 Introduction

In a videoconference, people communicate via an audiovisual interface. In order to enhance the transparency of this interface, current developments intend to introduce 3D-reproduction methods both for image and sound [1]. This paper deals only with the problem of *3D-Sound reproduction*. First, one point should be kept in mind: in a videoconference, the listening area must be wide, since it is addressed to several listeners. This requirement clearly excludes the stereophonic and binaural technologies, which are restricted to a single listener.

In fact, methods based on physical reconstruction of the acoustical field offer the most relevant solutions to create an extensive listening area. Two approaches have been considered: *Holophony* –acoustical equivalent to holography– and *Ambisonic*. From a theoretical point of view, Holophony is the only solution which ensures a perfect accurate reproduction, but its implementation is rather complicated. On the contrary, Ambisonic is remarkably simple and easy to use. However, the reconstruction is accurate over such a small area that it hardly encompasses one listener.

Holophony and Ambisonic thus achieve opposite compromises between system complexity and size of listening area. Consequently, by comparing their approach, it is intended to deduce a third method which combines their advantages. In other words, Ambisonic could be improved via Holophony or Holophony simplified via Ambisonic. Before linking them, the theoretical basis of each method is briefly recalled.

2 Holophony

Holophony is derived from the Huygens' Principle [2], which conveys the idea that an acoustical field within a volume Ω can be expressed as an integral

over the boundary $\partial\Omega$ [3]:

$$p(\vec{r}) = \iint_{\partial\Omega} \left[\vec{\nabla} p_0 \cdot \vec{n} - \frac{\vec{R}}{R} \cdot \vec{n} (1 + jkR) \frac{p_0}{R} \right] \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dS_0 \quad \forall \vec{r} \in \Omega \quad (1)$$

where p refers to the pressure field inside Ω and p_0 to the pressure field over $\partial\Omega$ (cf. Fig.1).

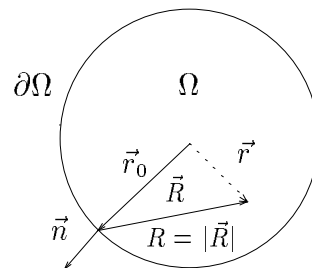


Fig.1 - Notations

This integral, known as the *Kirchhoff-Helmholtz Integral*, may be interpreted as a distribution of secondary sources along the boundary $\partial\Omega$ and therefore defines a method to reproduce a pressure field within an extensive area. First, the field must be recorded along the boundary both by pressure and velocity microphones, in order to pick up the pressure (p_0) and its gradient ($\vec{\nabla} p_0$). Secondly, microphones are replaced by loudspeakers, which are fed by the signals previously recorded, so that they perfectly reconstruct the original field. It should be noticed that, as for the microphones, 2 different types of loudspeakers must be used: monopole and dipole sources (cf. equ.1).

However, the holophonic reconstruction is perfectly accurate, provided that a continuous distribution of transducers is used both for recording and

reproduction. In practice, only discontinuous array of microphones and loudspeakers are available, which raises the problem of *spatial sampling* [4]. The transducer spacing is determined by the minimal wave length of the recorded field, in order to avoid aliasing according to the Shannon criterion. The number of transducers is therefore dictated not only by the size of the area $\partial\Omega$, but also by the spectrum of the field. Unfortunately, it is obvious that the Shannon criterion can not be practically satisfied for high frequencies.

Nevertheless, investigations carried out at the D.U.T. (Delft University of Technology) have shown that spatial aliasing occurring at high frequencies does not severely degrade the result, as long as the aliasing frequency is greater than 1.5 kHz [4]. Additionally, they point out further simplifications. First, if the reproduction is limited to a plane instead of a volume, the secondary source distribution can be restricted to a curve instead of a surface, by using the *Stationary Phase Approximation* [5]. Secondly, the contribution of the monopole and dipole are redundant, so that only monopoles fed by velocity microphones are sufficient.

3 Ambisonic

The theory of Ambisonic specifically deals with the problem of plane wave reconstruction, but this assumption is not restrictive, insofar as any acoustical field can be expressed as a sum of plane waves [3]. The reconstruction process is based on the expansion of a plane wave (amplitude a , wave number k , angle of incidence θ) into a *Fourier-Bessel series* [6]:

$$p(r, \phi) = aJ_0(kr) + 2a \sum_{n=1}^{+\infty} j^n J_n(kr) \cos(n\theta) \cos(n\phi) + 2a \sum_{n=1}^{+\infty} j^n J_n(kr) \sin(n\theta) \sin(n\phi) \quad (2)$$

where the pressure field p is described in cylindrical co-ordinates (r, ϕ) and the function J_n refers to the n th order Bessel function of the first kind. By introducing the vectorial notation:

$$\mathbf{c}^T = \sqrt{2} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \cos(\theta) \sin(\theta) \cdots \cos(n\theta) \sin(n\theta) \cdots \right]$$

$$\mathbf{h}^T = \sqrt{2} \left[\frac{J_0(kr)}{\sqrt{2}} j \cos(\phi) J_1(kr) \quad j \sin(\phi) J_1(kr) \cdots \right]$$

$$j^n \cos(n\phi) J_n(kr) \quad j^n \sin(n\phi) J_n(kr) \cdots]$$

the previous equation becomes:

$$p = a \mathbf{c}^T \mathbf{h} . \quad (3)$$

The information concerning the spatial distribution of the plane wave is fully described by the vector \mathbf{c} , which means that the sound pick-up consists

in identifying the coefficients c_n . However, for an exhaustive characterization, these coefficients must be known for $n = 0$ to $n = +\infty$. In practice, the expansion will be inevitably truncated. Moreover, to measure the physical quantities c_n , microphones whose directivity follows a $\cos(n\theta)$ or $\sin(n\theta)$ law are required, and, except for $n = 0$ (omnidirectional microphone) and $n = 1$ (bidirectional microphone), such microphones do not exist. Therefore, until now, Ambisonic recordings, which use the *Soundfield* microphone designed par M. Gerzon [7], are truncated at the first order.

For the sound reproduction, the listener is surrounded by N loudspeakers equally distributed along a circle centered on him. Provided that the radius of the circle is greater than the wave length, the field induced by each loudspeaker at the position of the listener is assimilated to a plane wave:

$$p_i = a_i \mathbf{c}_i^T \mathbf{h} .$$

The superposition of the N waves gives:

$$p = \sum_{i=1}^N a_i \mathbf{c}_i^T \mathbf{h} = \mathbf{A}^T \mathbf{C} \mathbf{h} , \quad (4)$$

with: $\mathbf{A}^T = [a_1 \ a_2 \ \cdots \ a_N]$, $\mathbf{C}^T = [c_1 \ c_2 \ \cdots \ c_N]$. By identifying the field reproduced (equ. 4) with the original field (equ. 3), the loudspeaker weightings \mathbf{A} can be obtained as follows [8]:

$$\mathbf{A} = \frac{a}{N} \mathbf{C} \mathbf{c} \quad (5)$$

provided that $N \geq 2M + 1$, where M is the truncature order of the Fourier-Bessel series (in practice $N = 2M + 1$), so that $\mathbf{C} \mathbf{C}^T = \frac{1}{N} \mathbf{1}$ ($\mathbf{1}$: Identity Matrix). Under this condition, the reconstruction is perfectly accurate.

4 Linking Ambisonic and Holophony

To link Ambisonic and Holophony, the Kirchhoff-Helmholtz Integral is derived for the case of a plane wave reconstruction by a circular layout of loudspeakers, i.e:

- the 2D-integral is reduced to an 1D-integral by applying the Stationary Phase Approximation, so that $\partial\Omega$ becomes a circle of radius r_0 ,
- the pressure field p_0 is a plane wave described by the equation 2.

Finally:

$$p(r, \phi) = \frac{r_0}{2\sqrt{2\pi jk}} \int_0^{2\pi} \left[\frac{\partial p_0}{\partial r_0} - \cos \alpha (1 + jkR) \frac{p_0}{R} \right] \frac{e^{-jkR}}{\sqrt{R}} d\phi_0 \quad (6)$$

where:

$$R = \sqrt{r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos(\phi - \phi_0)}$$

$$\cos \alpha = \frac{r \cos(\phi - \phi_0) - r_0}{R}$$

Since, for Ambisonic, the contribution of each loudspeaker is assimilated to a plane wave, the sources are set to infinity by replacing the Bessel functions by their asymptotic expansion in equ.6. Then the limit when r_0 tends to infinity is taken, so that:

$$p(r, \phi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{+\infty} \cos n(\phi_0 - \theta) \right] e^{jk r \cos(\phi - \phi_0)} d\phi_0 \quad (7)$$

If a discontinuous distribution of N sources is considered:

$$p(r, \phi) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{+\infty} \cos n(\phi_i - \theta) \right] e^{jkr \cos(\phi - \phi_i)} \quad (8)$$

and it is easy to verify that this result coincides with equ. 4, which points out that Ambisonic is a particular case of the holophonic approach.

5 Discussion

In this section, a parallel will be drawn between the holophonic and ambisonic methods concerning the sound pick-up, which will be analysed in terms of system complexity (number of signals recorded or microphones required), reconstruction performance (accuracy, size of listening area) and implementation feasibility.

5.1 Sound Pick-up Strategy

Whereas, for Holophony, the pressure field p_0 is recorded along a *curve* (a circle), for Ambisonic, the recording is made at a *point* (the centre of the circle) and consists in extracting the coefficients c_n of the Fourier-Bessel series (cf. equ.3). However, these two approaches are based on equivalent description of the spatial behaviour of the acoustical field. Indeed, for Holophony, the pressure $p_0(r_0, \phi_0)$ recorded along a circle of radius r_0 may be developed into a complex Fourier series:

$$p_0(r_0, \phi_0) \equiv p_0(\phi_0) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \gamma_n e^{jn\phi_0} \quad (9)$$

The coefficients γ_n are deduced from the Fourier Transform of the signal p_0 . For a plane wave, a

comparison between equ.2 and 9 yields:

$$\begin{cases} \gamma_0 &= J_0(kr_0) = J_0(kr_0) c_0 \\ \gamma_n &= j^n J_n(kr_0) e^{-jn\theta} \\ &= \frac{j^n}{\sqrt{2}} J_n(kr_0) [c_{2n-1} - jc_{2n}] \\ \gamma_{-n} &= j^n J_n(kr_0) e^{jn\theta} \\ &= \frac{j^n}{\sqrt{2}} J_n(kr_0) [c_{2n-1} + jc_{2n}] \end{cases} \quad (n \geq 1) \quad (10)$$

so that the coefficients c_n can be derived from the coefficients γ_n :

$$\begin{cases} c_0 &= \frac{\gamma_0}{J_0(kr_0)} \\ c_{2n-1} &= \frac{[\gamma_n + \gamma_{-n}]}{j^n \sqrt{2} J_n(kr_0)} \\ c_{2n} &= j \frac{[\gamma_n - \gamma_{-n}]}{j^n \sqrt{2} J_n(kr_0)} \end{cases} \quad (11)$$

5.2 Encoding Error

Although both Holophony and Ambisonic sound pick-up fundamentally provide an equivalent and exhaustive characterization of the pressure field, their implementation raises problems of different nature: *spatial sampling* of the pressure signal p_0 for Holophony and *truncature* of the series c_n for Ambisonic. On one hand, spatial sampling of p_0 produces aliasing of its spectrum, i.e. of the coefficients γ_n . From equ.10, it can be seen that the size of this spectrum is theoretically infinite, but it can be considered as finite in a first approximation, because of the marked decline of Bessel functions. Nevertheless it increases with the frequency (k) and the radius r_0 . On the other hand, the truncature of the Fourier-Bessel series (cf. equ.2), which recalls the Taylor's Formula, may influence the size of the area where an accurate reconstruction is expected.

Spectral aliasing and truncature induce an *encoding error*, which may be evaluated by:

$$e(r, \phi) = |p(r, \phi) - \hat{p}(r, \phi)| \quad (12)$$

where p is the original field and \hat{p} the field reconstructed according to a Fourier-Bessel series, by considering either the coefficients γ_n computed from the sampled field p_0 or the $2M + 1$ first coefficients c_n . The *mean error*, which is defined as:

$$\bar{e}(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e(r, \phi) d\phi$$

is illustrated by the Fig.2. The parameter S refers to the number of recorded signals, i.e. for Holophony $S = N$ if the pressure field is recorded at N equally distributed points and for Ambisonic $S = 2M + 1$ if M is the truncature order, so as to compare the two methods for equal cost.

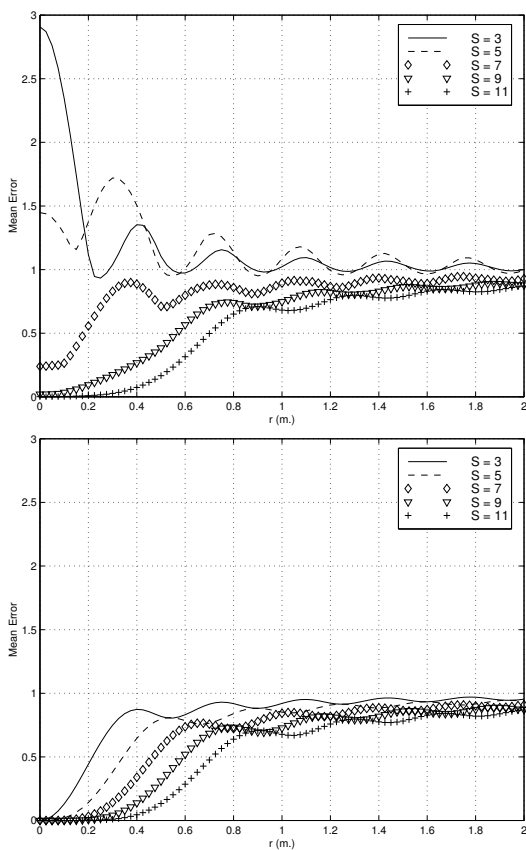


Fig. 2 - Mean Encoding Error ($f = 500$ Hz) for Holophony (top) and Ambisonic (bottom)

First, it should be noticed that, whatever the number S , the Ambisonic error is zero at the centre of the circle and keeps very low at its neighbourhood, but, as expected (cf. Taylor's Formula), it increases with radius r quite rapidly. However, the higher the truncature order, the wider the area of accurate reconstruction. On the contrary, the holophonic error for low values of S is high everywhere, and particularly near the centre of the circle. As S increases, the error noticeably declines, until the aliasing effect disappears. A truncature effect remains, which results from the finite number N of recorded signal, so that the holophonic error converges on the ambisonic error.

Therefore, for low values of S , the ambisonic encoding seems to be the more efficient and, for high values of S , Ambisonic and Holophony achieve equivalent error. However, it must be borne in mind that the Ambisonic sound pick-up for order greater than 1, i.e. recording of the $c_{2n-1} = \cos(n\theta)/c_{2n} = \sin(n\theta)$ signals, is -at least presently- unfeasible, whereas Holophony requires only pressure or velocity microphones. But the previous results (cf. equ.11) suggest that it is possible to derive the c_n signals from a holophonic sound pick-up based on a circular array of microphones, provided that a sufficient number of microphones is used. By including higher order signals, the accurate reconstruction area may be substantially extended (cf. Fig.2).

6 Conclusion

It has been shown that Holophony and Ambisonic are based on equivalent approaches of acoustical field reconstruction. In the light of this equivalence, it is intended to compare the two approaches, in terms of reconstruction performance relative to system complexity and implementation feasibility. This first study was focussed on sound pick-up and has pointed out that Ambisonic spatial information encoding is more efficient, but less practical. However, it should be noticed that, though directly unfeasible, ambisonic sound pick-up including high orders may be derived from a holophonic recording. Another consequence of the link drawn between the two methods is the possibility of separating sound pick-up and reproduction in order to derive a hybrid approach. Future research will complete this analysis, first by examining the sound reproduction step, secondly by studying the method robustness towards the actual behaviour of transducers.

7 Acknowledgements

The authors would like to thank Mr. J.-M. Jot for many helpful discussions and suggestions in connection with this paper.

References

- [1] M. Miyoshi and N. Koizumi. NNT's research on acoustics for future telecommunication services. *Applied Acoustics*, 36:307-326, 1992.
- [2] M. Jessel. *Acoustique théorique, propagation et holophonie*. Masson, Paris, 1973.
- [3] M. Bruneau. *Introduction aux théories de l'acoustique*. Université du Maine, Le Mans, 1983.
- [4] E. N. G. Verheijen. *Sound Reproduction by Wave Field Synthesis*. PhD thesis, Delft University of Technology, 1998.
- [5] J. D. Murray. *Asymptotic Analysis*, chapter 4. Clarendon Press, Oxford, 1974.
- [6] J. S. Bamford. *An Analysis of Ambisonic Sound Systems of First and Second Order*. PhD thesis, University of Waterloo, Ontario Canada, 1995.
- [7] Ken Farrar. Soundfield microphone. *Wireless World*, pages 48-50, october 1979.
- [8] J. Daniel, J.-B. Rault, and J.-D. Polack. Ambisonics encoding of other audio formats for multiple listening conditions. to be published in J.A.E.S.

I.4 Forum Acusticum 99 (Berlin, 14-19 mars 1999)

Holophony versus Ambisonic: Deriving a Hybrid Method for 3D-Sound Reproduction in Videoconferencing

Rozenn Nicol and Marc Emerit

France Telecom, CNET DIH/DIPS,
Technopole Anticipa, 2 avenue Pierre Marzin, 22307 Lannion Cedex, France

Summary: This paper deals with 3D-sound reproduction over an extensive listening area for videoconferencing. Two methods, both based on physical reconstruction of the soundfield, are compared: Holophony and Ambisonic. Finally, they will be merged into a hybrid approach of sound pick-up and reproduction.

INTRODUCTION

Current research in videoconferencing intends to introduce 3D-reproduction of both image and sound, in order to improve the communication naturalness [1]. This paper deals only with *3D-sound reproduction*. First, it should be kept in mind that, in a videoconference, *the listening area must be wide*, since it is addressed to several listeners. This requirement excludes the stereophonic and binaural technologies, which are fundamentally restricted to a single listener. As a matter of fact, methods based on *physical reconstruction* of the acoustical field offer the most relevant solutions to create an extensive listening area. Two approaches have been considered: *Holophony* and *Generalized Ambisonic*.

1. 3D-SOUND REPRODUCTION BY SOUNDFIELD RECONSTRUCTION

Holophony is the *equivalent to holography for acoustical fields* [2], i.e. it consists in reproducing a 3D-soundfield from a recording along a surface. This idea derives from the Huygens' Principle and its mathematical formulation is given by the Kirchhoff-Helmholtz Integral. A few years ago, the method has been successfully implemented by the research group of Seismics and Acoustics at the D.U.T. (Delft University of Technology) [3]. This work is referred to as *Wavefield Synthesis*.

Generalized Ambisonic defines an extension of the sound reproduction method developed by M. Gerzon [4]. It is based on *cylindrical harmonic expansion including high order components*, whereas Ambisonic is restricted to the first order. Although Holophony and Ambisonic are usually considered as 2 separate methods, it has been shown that they use *equivalent process of soundfield reconstruction* [5] [6]. As a matter of fact, Holophony is the *most general method of soundfield reconstruction*, while Ambisonic is a *particular case* of an holophonic reconstruction, which takes advantage of plane wave properties.

First, the general equations of soundfield reconstruction will be presented. As a result, this unified approach, in which Holophony and Ambisonic are merged, provides a straightforward comparison between their sound pick-up and reproduction. Particularly, reconstruction performance and implementation feasibility of each method are analysed. Finally, a hybrid method, which intends to optimize the sound pick-up and reproduction steps, is proposed.

2. AN UNIFIED APPROACH

2.1 Spatial Convolution

This paper will be focussed on soundfield reconstruction performed by *circular arrays* of N loudspeakers. Consequently, the reconstruction is restricted to a plane, within the circle of loudspeakers. The soundfield reconstruction process may be defined in terms of spatial convolution. Indeed, the reconstructed pressure field \hat{p} at the listening point $\vec{r}(r, \phi)$ (cylindrical co-ordinates) can be expressed as [6]:

$$\hat{p}(r, \phi) = \sum_{i=0}^{N-1} w(\phi_i) f(\phi_i) g(r, \phi - \phi_i) = [(f \times w) * g_r](\phi) \quad (1)$$

i.e. the spatial convolution of a function f (*encoding function*), which describes the sound pick-up of the soundfield and may be weighted by a function w , by a function g_r (*decoding function*), which describes the propagation between the secondary source and the listening point. For Holophony, the functions f , g and w are given by [6]:

$$\begin{aligned} fh(\phi) &= \cos(\phi - \theta) e^{jkr_0 \cos(\phi - \theta)} \left[\sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(\phi - i \frac{2\pi}{N}) \right], & wh(\phi) &= \text{Rect}(\frac{\phi - \theta}{\pi}) \\ gh_r(\phi) &= \frac{1}{N} gh_0 \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{\rho}} \quad \text{with} \quad gh_0 = -\sqrt{2\pi jk} r_0 \quad \text{and} \quad \rho = \sqrt{r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos(\phi)} \end{aligned} \quad (2)$$

and for Ambisonic [6]:

$$\begin{aligned} fa(\phi) &= \left[1 + 2 \sum_{n=1}^M \cos[n(\phi - \theta)] \right] \left[\sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(\phi - i \frac{2\pi}{N}) \right], & wa(\phi) &= 1 \\ ga_r(\phi) &= \frac{1}{N} e^{jkr \cos \phi} \end{aligned} \quad (3)$$

2.2 Encoding

For Holophony, the sound pick-up consists in recording the acoustical field at the position of each loudspeaker, i.e. substituting a circular array of velocity microphones for the loudspeaker array (cf. encoding function fh). For Ambisonic, the recording is made at one point, the centre of the loudspeaker array, by a set of pressure, velocity and high-order microphones (cf. encoding function fa). However, by comparing the spectra of the encoding functions:

$$Fh(\nu) = \frac{1}{2\pi} \left[\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \gamma_{h_n} \delta(\nu - \frac{n}{2\pi}) \right] * \left[\sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(\nu - i \frac{N}{2\pi}) \right] \quad \text{with} \quad \gamma_{h_n} = j^{|n|-1} J'_{|n|}(kr_0) e^{-jn\theta} \quad (4)$$

$$Fa(\nu) = \frac{1}{2\pi} \left[\sum_{n=-M}^M \gamma_{a_n} \delta(\nu - \frac{n}{2\pi}) \right] * \left[\sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(\nu - i \frac{N}{2\pi}) \right] \quad \text{with} \quad \gamma_{a_n} = e^{-jn\theta} \quad (5)$$

it can be seen that the holophonic and ambisonic sound pick-up provide an *equivalent description of the spatial behaviour of the original soundfield* [5] [6]. Consequently, they may be substituted for each other: the holophonic signals can be derived from an ambisonic recording and vice versa, which suggests *hybrid methods*. In the same way, for the holophonic sound pick-up, the velocity microphone signals may be deduced from a recording by a pressure microphone array [6].

An exhaustive description of the original soundfield requires to know the harmonics of the spectra Fh and Fa (cf. Equ. 4 & Equ. 5) for $n=-\infty$ to $+\infty$. In practice, these spectra are inevitably truncated, since a finite number of microphones is used. Thus, both for Holophony and Ambisonic, the encoding performance is limited by the number of microphones, which determines the *spectral truncature*. In addition, for Holophony, the recording by a microphone array induces *spatial aliasing*, which makes the ambisonic encoding more efficient, though unfeasible, insofar as high-order microphones are presently not available [5].

2.3 Decoding

The mean decoding error, which is defined as:

$$\bar{e}(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e(r, \phi) d\phi = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |p(r, \phi) - \hat{p}(r, \phi)| d\phi \quad (6)$$

where the quantities p and \hat{p} respectively refer to the original soundfield (a plane wave in this case) and the reconstructed one, has been computed¹ for Holophony and Ambisonic (cf. Fig. 1). It can be verified that, whatever the number of loudspeakers, the holophonic and ambisonic spatial decoding achieve the *same error*. Besides, the Fig. 1 shows that the soundfield reconstruction is accurate *within a circle*, whose radius increases with the number N of microphones / loudspeakers, i.e the truncature order. From these results, the size of

¹It should be noticed that, for both cases, the same encoding function, i.e. the ambisonic one fa , is considered, in order to compare the 2 methods for equal encoding error.

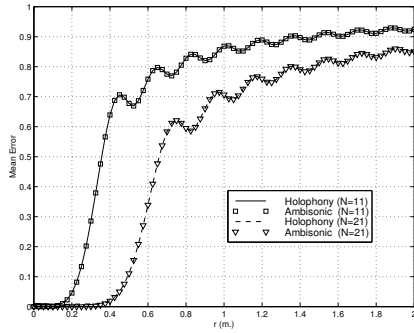
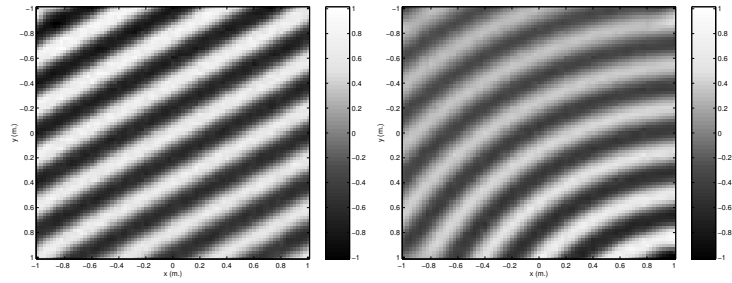


FIGURE 1: Mean Decoding Error (original plane wave of frequency $f = 1000$ Hz and incidence angle $\theta = \frac{\pi}{3}$ rad., holophonic recording made at $r_0 = 2.5$ m.)



(a) Holophony

(b) Ambisonic

FIGURE 2: Reconstruction by Monopoles (original plane wave of frequency $f = 1000$ Hz and incidence angle $\theta = \frac{\pi}{3}$ rad., holophonic recording made at $r_0 = 2.5$ m., $N = 51$ loudspeakers)

the available listening area has been evaluated in function of N and the wave number k , by considering the radius r_{max} , from which the decoding error exceeds a given threshold ($\epsilon = 1\%$) [6]:

$$k \times r_{max} = a + b N \quad \text{with} \quad a = -1.59 \quad \text{and} \quad b = 0.42 \quad (7)$$

However, it should be kept in mind that both the holophonic and ambisonic propagators, gh_r and ga_r , define theoretical sources, whose characteristics are quite far from any existing electroacoustical source (cf. Equ. 2 & 3). The Fig. 2 illustrates a plane wave reconstruction, when the theoretical sources are replaced by monopoles. Whereas the holophonic reconstruction is hardly affected by the substitution, the wavefront reconstructed by Ambisonic is strongly curved, unless the loudspeakers are put far away enough from the listening area (*farfield assumption*). Because of this wavefront curvature, when the listener is too close to the loudspeakers, he will perceive the virtual source in a wrong direction.

3. HYBRID SOUNDFIELD RECONSTRUCTION

A hybrid approach of soundfield reconstruction (cf. Fig. 3) will be derived from the previous results. Both for the sound recording and reproduction, the *holophonic* approach is preferred, since, although Ambisonic provides the most attractive method from a theoretical point of view, its implementation raises several practical problems, such as sound pick-up by high-order microphones and the farfield reconstruction assumption. Nevertheless, the approach which is proposed in this section is hybrid, insofar as a *signal processing unit*, which is directly linked to the ambisonic approach, is introduced between the sound pick-up and reproduction steps.

Thus, the original soundfield is recorded by a circular array of *pressure microphones*. The number N_m of microphones is determined by the expected size of the listening area (cf. Equ. 7): for instance, an accurate reconstruction within a circle of radius $r=0.5$ m. and for all frequencies lower than $f_{max} = 16$ kHz will require $N_m = 357$ microphones, which is not very realistic! However, since an accurate reconstruction is mainly needed for low frequencies [3], the frequency f_{max} can be reduced to 1.6 kHz^2 , so that only $N_m = 39$ microphones are necessary. The *radius* r_m of the microphone array may differ from the radius r_l of the loudspeaker array. Its value must achieve a compromise between minimal spatial aliasing (Shannon criterion) and proper recording of the high-order harmonics of the encoding spectra (cf. Equ. 4 & 5), whose amplitude decreases as r_m , so that they can not be extracted from the background noise if the radius of the microphone array is too small [6]. For a 60 dB decrease, the optimal radius may be estimated by [6]: $k \times r_m = c + d N_m$ with $c = -7.69$ and $d = 0.46$, which gives $r_m = 0.35$ m. for $f_{max} = 1.6$ kHz and $N_m = 39$.

Before feeding the loudspeakers, the microphone output signals are processed in order to derive the signals which would have been recorded by *velocity* microphones distributed along a circle of *radius* r_l if $r_m \neq$

²For frequencies higher than 1.6 kHz, alternative spatialization methods, such as the Vector Base Amplitude Panning [7], may be used.

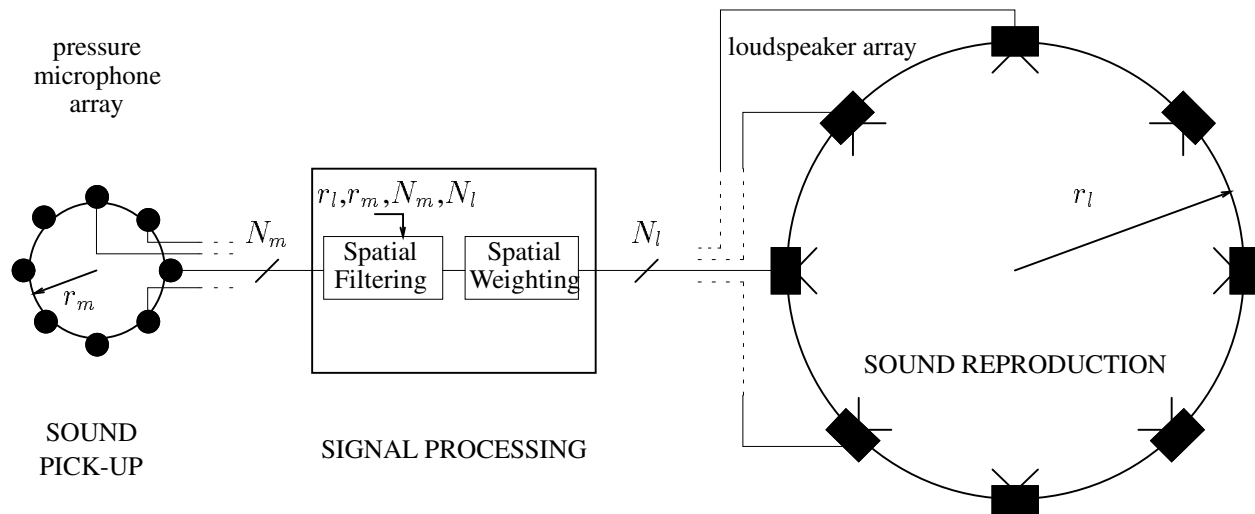


FIGURE 3: Hybrid Soundfield Reconstruction Process

r_l (*encoding adjustment*). This processing is *spatial filtering* and therefore may be implemented either in the spatial domain ϕ (convolution) or in the dual frequency domain ν (spectrum multiplication). In addition, a spatial weighting (cf. function wh) is applied. Finally, it should be noticed that the number N_l of loudspeakers may be less than or equal to the number N_m of microphones, but the signal decimation must be performed in the frequency domain by Low-Pass filtering, in order to avoid spatial aliasing.

CONCLUSION

Holophony and Ambisonic have been merged into an unified approach of 3D-sound reproduction by soundfield reconstruction. By comparing their spatial encoding and decoding performance, a hybrid method has been pointed out. The study reported in this paper is mainly based on analytical investigations and numerical simulations. As future research, it would be interesting to implement the two methods and to evaluate the behaviour of actual system, in order to compare the previous results with acoustical measurements and listening tests.

REFERENCES

- [1] MIYOSHI M., KOIZUMI N. 1992. NNT's Research on Acoustics for Future Telecommunication Services. *Applied Acoustics*, 1992, 36, pp. 307-326.
- [2] JESSEL M. 1973. *Acoustique théorique, propagation et holophonie*. Masson. Paris. France.
- [3] VERHEIJEN E.N.G. 1998. *Sound Reproduction by Wave Field Synthesis*. Ph.D. Thesis. Delft University of Technology. Netherlands.
- [4] BAMFORD J.S. 1995. *An analysis of Ambisonic Sound Systems of First and Second Order*. Ph.D. Thesis. University of Waterloo. Ontario. Canada.
- [5] NICOL R., EMERIT M., *Reproducing 3D-Sound for Videoconferencing: a Comparison between Holophony and Ambisonic*. In Proc. DAFX98, Barcelona, Spain, November 19-21, 1998. pp. 17-20.
- [6] NICOL R., EMERIT M., *3D-Sound Reproduction over an Extensive Area: a Hybrid Method Derived from Holophony and Ambisonic*. In Proc. AES 16th International Conference on Spatial Sound Reproduction, Rovaniemi, Finland, April 10-12, 1999.
- [7] PULKKI V., *Virtual Sound Source Positioning Using Vector Base Amplitude Panning*. *J. Audio Eng. Soc.*, June 1997, vol. 45 (6), pp. 456-466.

I.5 AES 16th International Conference on Spatial Sound Reproduction (Rovaniemi, 10-12 avril 1999)

3D-SOUND REPRODUCTION OVER AN EXTENSIVE LISTENING AREA: A HYBRID METHOD DERIVED FROM HOLOPHONY AND AMBISONIC

ROZENN NICOL¹ AND MARC EMERIT²

¹France Telecom CNET, Lannion, France
rozenn.nicol@cnet.francetelecom.fr

²France Telecom CNET, Lannion, France
marc.emerit@cnet.francetelecom.fr

Two methods of 3D-sound reproduction for videoconferencing are compared: Holophony and Ambisonic. Previous studies have shown that they are based on equivalent reconstruction process. A first comparison between their sound pick-up approach has concluded that the Ambisonic spatial encoding is more efficient, though unfeasible. The present paper completes this analysis by examining the sound reproduction step. Finally a hybrid method is proposed.

1. INTRODUCTION

Current research in videoconferencing intends to introduce 3D-reproduction of both image and sound, in order to increase the interactivity of the communication interface [1].

This paper deals with the problem of *3D-sound reproduction*. First, it should be kept in mind that, in a video-conference, *the listening area must be wide*, since it is addressed to several listeners. This requirement excludes the stereophonic and binaural technologies, which are fundamentally restricted to a single listener. As a matter of fact, methods based on *physical reconstruction* of the acoustical field offer the most relevant solutions to create an extensive listening area. Two approaches have been considered:

- **Holophony**, the equivalent to holography for acoustical fields [2] [3],
- generalized **Ambisonic**, which is based on cylindrical harmonic expansion and includes high order components [4] [5].

From a theoretical point of view, Holophony is the only solution which ensures a perfect accurate reproduction of the soundfield, but its implementation is rather complicated. On the contrary, Ambisonic is remarkably simple and easy to use, at least for the first order system. However, the reconstruction is accurate over such a small area that it hardly encompasses one listener. Holophony and Ambisonic thus achieve opposite compromises between system complexity and size of listening area.

Whereas they are usually considered as 2 different methods of sound reproduction, it will be shown that they are based on equivalent approaches of soundfield reconstruction. Consequently, a parallel will be drawn between the holophonic and ambisonic sound pick-up and reproduction strategies, which will be analysed in terms of system complexity (number of microphones or loudspeakers required), reconstruction performance and implementation feasibility. From this analysis, it will be deduced how to improve Ambisonic and vice versa how to simplify Holophony via Ambisonic. As a result, a hybrid method will be proposed. But, first of all, the theoretical basis of each approach is recalled.

2. HOLOPHONY

2.1. The Kirchhoff-Helmholtz Integral

Holophony [2] is derived from the *Huygens' Principle*, which fundamentally conveys the idea that, when a wave propagates, each wavefront can be assimilated to a secondary source distribution. In other words, the wave which propagates from a given wavefront can be considered as if it was emitted by secondary sources distributed along the wavefront. As a consequence, the secondary source distribution may be substituted for the primary source, which originates the wave, for instance in order to *reproduce* the field.

The *Kirchhoff-Helmholtz Integral* [7] expresses this idea in a mathematical way. The acoustical pressure field p within a volume Ω is formulated as an integral over the

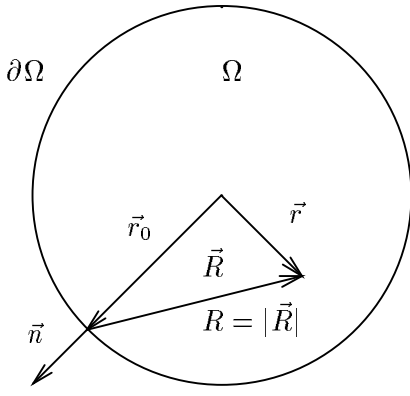


Figure 1: Notations for the Kirchhoff-Helmholtz Integral

volume boundary $\partial\Omega$ (cf. Fig. 1):

$$p(\vec{r}) = \iint_{\partial\Omega} \left[\vec{\nabla} p_0 \cdot \vec{n} - \frac{\vec{R}}{R} \cdot \vec{n} (1 + jkR) \frac{p_0}{R} \right] \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dS_0 \quad \forall \vec{r} \in \Omega \quad (1)$$

where p_0 refers to the pressure field over the boundary $\partial\Omega$, k is the wave number and \vec{n} the outside unitary normal. The vector \vec{R} defines the propagation path between the secondary source positioned at \vec{r}_0 and the listening point \vec{r} (cf. Fig. 1):

$$\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}_0.$$

The Kirchhoff-Helmholtz Integral may be interpreted as a secondary source distribution, which is composed of:

- *monopole* sources, whose propagation term is given by:

$$\frac{e^{-jkR}}{4\pi R}$$

- *dipole* sources, whose propagation term is given by:

$$\frac{\vec{R}}{R} \cdot \vec{n} (1 + jkR) \frac{e^{-jkR}}{4\pi R^2}$$

The amplitude of the monopole and dipole sources respectively correspond to the pressure gradient $\vec{\nabla} p_0$ and the pressure p_0 of the soundfield over $\partial\Omega$ (cf. Equ. 1). This result defines a way to reproduce a pressure field within an extensive area Ω . First, the acoustical field must be recorded along the boundary $\partial\Omega$ both by pressure and velocity microphones in order to pick up the pressure p_0 and its gradient $\vec{\nabla} p_0$. Secondly, the microphones are replaced by loudspeakers, which are fed by the signals previously recorded. It should be noticed that, as for the microphones, two different types of loudspeakers, i.e. monopole and dipole source, are required.

2.2. Spatial Aliasing

The holophonic reconstruction is perfectly accurate, provided that a continuous distribution of transducers is used both for the sound pick-up and reproduction. In practice, only discontinuous array of microphones and loudspeakers are available, which raises the problem of *spatial sampling* [3].

As for temporal sampling, the transducer spacing must be chosen according to the Shannon Criterion, in order to avoid spectral aliasing, i.e. the minimum spacing Δ_{min} is determined by the maximum frequency χ_{max} of the spatial spectrum of the pressure field:

$$\Delta_{min} = \frac{1}{2f_{max}} \quad (2)$$

The spatial spectrum of the pressure field p_0 is obtained by applying a 2D Fourier Transform. As a matter of fact, in a first approximation, the spatial frequency is related to the wave number. For instance, if the surface $\partial\Omega$ is a plane, the spectrum of a plane wave of amplitude a , wave number k and incidence angle θ , is given by:

$$a \delta\left(\chi - \frac{k \sin \theta}{2\pi}\right) \quad (3)$$

so that the minimum spacing is defined by:

$$\Delta_{min} = \frac{\pi}{k \sin \theta}$$

It should be noticed that the transducer spacing depends not only on the temporal frequency of the wave through the wave number, but also on its incidence angle, which means that the spatial spectrum of the soundfield may be limited by the directivity of the microphones.

In practice, it is obvious that the finite size of the transducers dictates a minimum spacing, so that the Shannon criterion (cf. Equ. 2) can not be satisfied for high frequencies. Nevertheless, investigations carried out by D.U.T. (Delft University of Technology) have shown that spatial aliasing occurring for high frequencies does not severely degrade the result in terms of localization accuracy, as long as the aliasing frequency is greater than 1.5 kHz [8].

2.3. Stationary Phase Approximation

Once the transducer spacing is set, the number of transducers is only determined by the size of the surface $\partial\Omega$. In other words, the number of transducers is proportional to the size of the listening area Ω . Consequently, in order to reduce the number of microphones and loudspeakers required, the listening area may be restricted. For instance, for many applications, it is possible to limit it to the horizontal plane defined by the heads of the listeners. If a 2D listening area is wanted instead of a 3D one, the secondary source distribution becomes a *curve* instead of a surface.

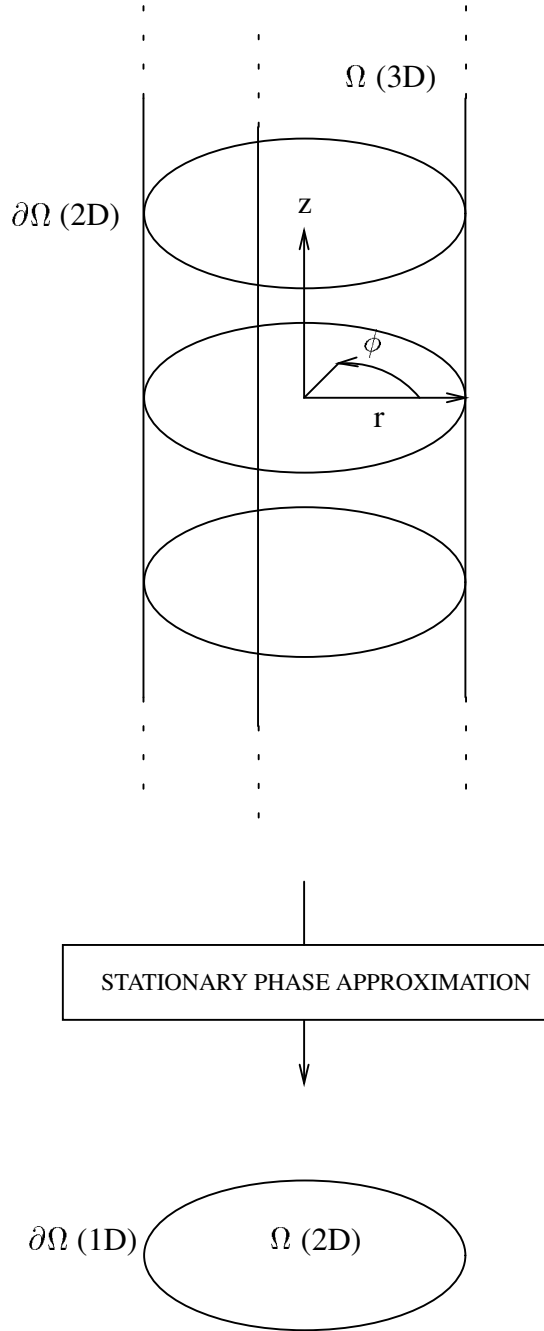


Figure 2: Stationary Phase Approximation

Let us illustrate it with an example. We consider an infinite vertical cylinder of radius r_0 which represents the original 3D listening area (cf. Fig. 2). By using the cylindrical co-ordinates (r, ϕ, z) , the Kirchhoff-Helmholtz Integral (cf. Equ. 1) takes the form:

$$p(\vec{r}) = \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\vec{\nabla} p_0 \cdot \vec{n} - \frac{\vec{R}}{R} \cdot \vec{n} (1 + jkR) \frac{p_0}{R} \right] \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} r_0 dz_0 d\phi_0 \quad \forall \vec{r} \in \Omega \quad (4)$$

Thus the secondary source distribution is decomposed into a set of infinite vertical line-sources. Intuitively, if the horizontal plane defined by $z = 0$ is selected as the listening plane, it is easy to guess that, among all the secondary sources of each line-source, the one which is placed at $z_0 = 0$ gives the main contribution and may therefore be substituted for all the line-sources (cf. Fig. 2). As a result, a *circular* secondary source distribution is obtained.

This idea defines the *Stationary Phase Approximation* [9] [3], which mathematically consists in approximating the integral:

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\vec{\nabla} p_0 \cdot \vec{n} - \frac{\vec{R}}{R} \cdot \vec{n} (1 + jkR) \frac{p_0}{R} \right] \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dz_0 \quad (5)$$

by the following quantity:

$$I \simeq \sqrt{\frac{2\pi}{jk}} \times \left[\vec{\nabla} p_0 \cdot \vec{n} - \frac{\vec{R}}{R} \cdot \vec{n} (1 + jkR) \frac{p_0}{R} \right] \frac{e^{-jkR}}{4\pi\sqrt{R}} \Big|_{z_0=0} \quad (6)$$

The demonstration is based on the oscillatory properties of the function under the integral [9]. It should be noticed that, in the substitution, an adjustment factor is applied to the source amplitude.

In the foregoing, it was supposed that the pressure field p_0 is an horizontal plane wave (amplitude a , wave number k , incidence angle θ) described by:

$$p_0(r_0, \phi_0) = a e^{jk r_0 \cos(\phi_0 - \theta)} \quad (7)$$

With this assumption and the Stationary Phase Approximation, the Kirchhoff-Helmholtz Integral becomes:

$$p(r, \phi) = \sqrt{\frac{2\pi}{jk}} r_0 \int_0^{2\pi} \left[\frac{\partial p_0}{\partial r_0} - \cos \alpha (1 + jkR) \frac{p_0}{R} \right] \frac{e^{-jkR}}{4\pi\sqrt{R}} d\phi_0 \quad \forall \vec{r} \in \Omega \quad (8)$$

where:

$$\begin{cases} R = \sqrt{r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos(\phi - \phi_0)} \\ \cos \alpha = \frac{r \cos(\phi - \phi_0) - r_0}{R} \end{cases}$$

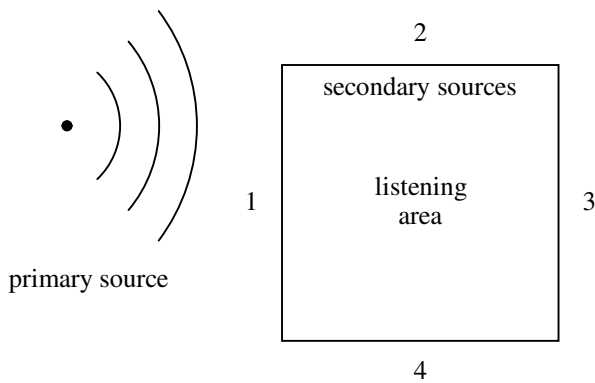


Figure 3: Square array of secondary sources

The secondary sources are distributed along a circle of radius r_0 .

It should be noticed that their amplitude no longer decreases as the inverse of R , but as the inverse of \sqrt{R} . Therefore, strictly speaking, the secondary sources obtained with the Stationary Phase Approximation are neither monopole nor dipole any more. Nevertheless, as their directivity remains a monopole and dipole behaviour, they still will be referred to as monopole and dipole.

2.4. Monopole Array

The Stationary Phase Approximation enables a great reduction of the number of the microphones and the loudspeakers required, but it should be kept in mind that each secondary source still needs 2 types of microphones (pressure and velocity microphones) and of loudspeakers (monopole and dipole sources). However previous studies have suggested that the contributions of the monopole and dipole sources are not independent [3].

Let us consider a square array of secondary sources (cf. Fig. 3). First, the analysis of the contribution of each side of the square show that, given the position of the primary source (cf. Fig. 3), the side 1 clearly plays the main part [10]. In comparison, the other sides emit soundfields which are not significant: the sides 2 and 4 mainly contribute to cancel the diffraction wave which originates from the the two ends of side 1, whereas the wave generated by side 3 is nil. Reminding the Stationary Phase Theorem, this result is not surprising, since the side 1 corresponds to the side which is situated between the primary source and the listening area. As a matter of fact, when, for each side of the square, the contributions of the monopoles and dipoles are compared, it can be understood that:

- for side 1, the fields emitted by the monopole and dipole arrays are identical,
- on the contrary, for sides 2, 3 and 4, the monopole and dipole arrays emit two soundfields which are

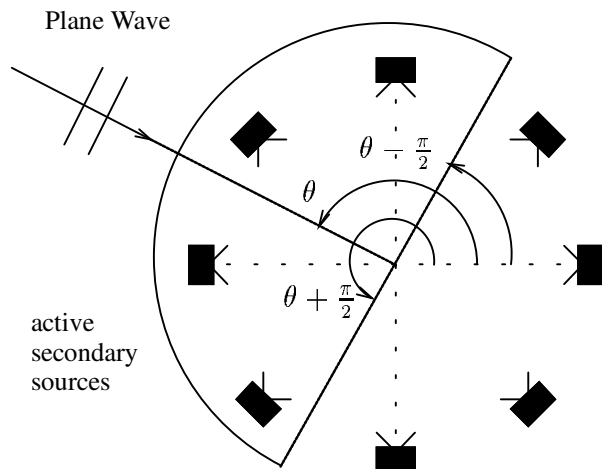


Figure 4: Spatial weighting of the circular monopole array

in opposite phase, so that they almost cancel each other.

Therefore, further simplifications of Holophony are deduced from these results. First, a *single array of monopoles* is sufficient to reconstruct the sound field. Secondly, when only monopoles are used, a *spatial weighting*, which is linked to the primary source position, must be applied to the secondary source distribution. For instance, for the square array case, only the side which directly faces the primary source have to be activated. The monopole sources of the other sides must be switched off, in order to avoid that they emit a disturbance field, which can not be cancelled by the dipole sources.

Although these results have been pointed up for a square array, they can be applied to a *circular array*, i.e. the 1D Kirchhoff-Helmholtz Integral (cf. Equ. 8) may be simplified by eliminating the dipole sources. However it should be kept in mind that a spatial weighting of the circular monopole array must be applied in order to activate only the sources which are directly facing the plane wave (cf. Fig. 4). The weighting function is given by:

$$\begin{aligned}
 w(\phi_0) &= \text{Rect}\left(\frac{\phi_0 - \theta}{\pi}\right) \\
 &= \begin{cases} 1 & \forall \phi_0 \in [\theta - \frac{\pi}{2}, \theta + \frac{\pi}{2}] \\ 0 & \text{elsewhere} \end{cases} \quad (9)
 \end{aligned}$$

where θ is the incidence angle of the plane wave. Finally, the holophonic reconstruction process is described by the integral:

$$p(r, \phi) = \sqrt{\frac{2\pi}{jk}} r_0 \int_0^{2\pi} w(\phi_0) \frac{\partial p_0}{\partial r_0} \frac{e^{-jkR}}{2\pi\sqrt{R}} d\phi_0 \quad \forall \vec{r} \in \Omega \quad (10)$$

The practical implementation of this result is described by the Fig. 5.

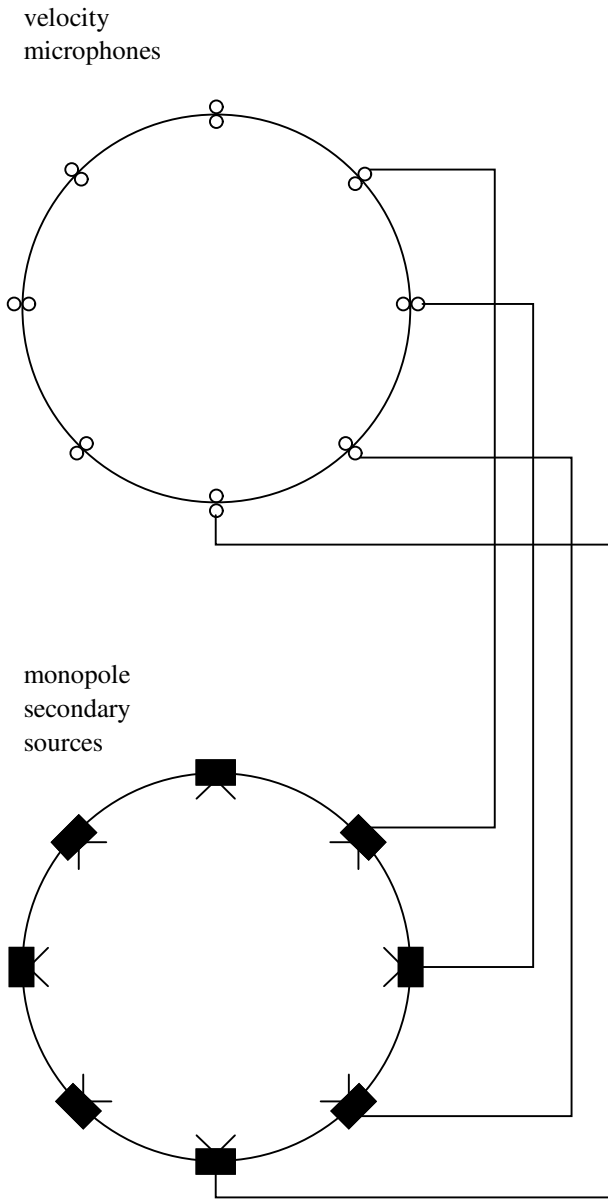


Figure 5: Holophonic Sound Pick-up and Reproduction

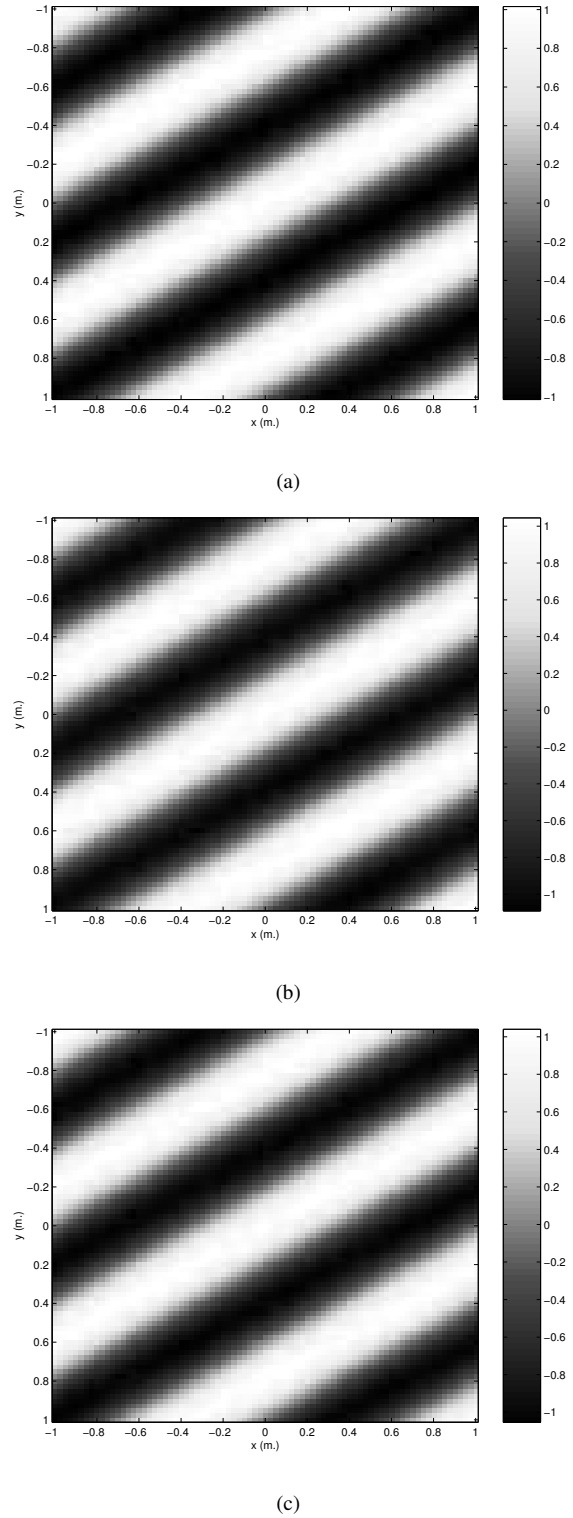


Figure 6: (a) Original plane wave (b) Plane wave reconstructed by a monopole and dipole circular array (c) Plane wave reconstructed by a monopole semicircular array ($f = 500$ Hz, $\theta = \frac{\pi}{3}$ rad., $r_0 = 2$ m.)

The Fig. 6 illustrates the soundfield reconstructed by the monopole and dipole arrays (cf. Equ. 8) on the one hand, and by the weighted monopole array (cf. Equ. 10) on the other hand. It can be verified that the two soundfields are identical to the original plane wave.

3. GENERALIZED AMBISONIC

3.1. Fourier-Bessel Series

The generalized Ambisonic approach has been developed on the assumption that the original soundfield is a plane wave (cf. Equ. 7) [4] [5]. However this assumption is not restrictive, insofar as any acoustical field can be expressed as a sum of plane waves [7].

A plane wave has the property that it can be expanded into a *Fourier-Bessel Series* [11]:

$$p(r, \phi) = aJ_0(kr) + 2a \sum_{n=1}^{+\infty} j^n J_n(kr) \cos(n\theta) \cos(n\phi) + 2a \sum_{n=1}^{+\infty} j^n J_n(kr) \sin(n\theta) \sin(n\phi) \quad (11)$$

where the function J_n refers to the n th order Bessel function of the first kind. By introducing the vectorial notation:

$$\mathbf{c}^T = \sqrt{2} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \cos(\theta) \sin(\theta) \cdots \cos(n\theta) \sin(n\theta) \cdots \right]$$

$$\mathbf{h}^T = \sqrt{2} \left[\frac{J_0(kr)}{\sqrt{2}} j \cos(\phi) J_1(kr) \quad j \sin(\phi) J_1(kr) \cdots \right.$$

$$\left. j^n \cos(n\phi) J_n(kr) \quad j^n \sin(n\phi) J_n(kr) \cdots \right]$$

the previous equation becomes:

$$p = a \mathbf{c}^T \mathbf{h}. \quad (12)$$

3.2. Microphone Directivity

The expansion coefficients c_n fully describes the spatial behaviour of the plane wave: they represent the *spatial information encoding* of the soundfield [4]. Therefore the sound pick-up consists in identifying each term of the vector \mathbf{c} :

$$\begin{cases} c_0 & = & 1 \\ c_1 & = & \sqrt{2} \cos \theta \\ c_2 & = & \sqrt{2} \sin \theta \\ \vdots & & \\ c_{2n-1} & = & \sqrt{2} \cos(n\theta) \\ c_{2n} & = & \sqrt{2} \sin(n\theta) \\ \vdots & & \end{cases}$$

The first three coefficients c_0 , c_1 and c_2 respectively correspond to the output signal of an omnidirectional microphone and two bidirectional microphones which are perpendicularly pointed (cf. Fig. 7). For n greater than 2, the recording of the coefficients c_n would require high order

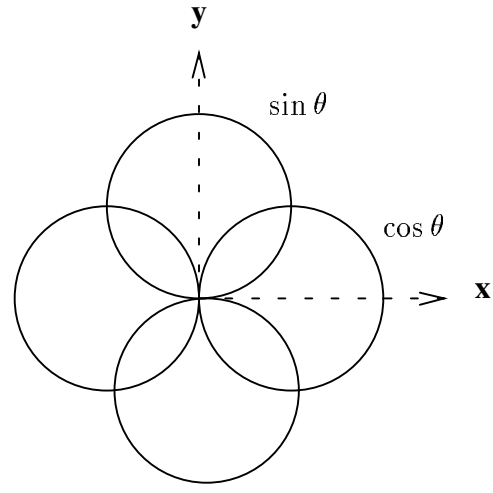


Figure 7: Combination of two bidirectional microphones for the recording of the coefficients c_1 and c_2

microphones, which unfortunately do not exist at present. Therefore, in practice, an Ambisonic sound pick-up for order greater than 2 is unfeasible. Indeed, until now, Ambisonic recordings use the *Soundfield* [12] microphone, which has been designed by M. Gerzon and is only composed of an omnidirectional and two bidirectional transducers. Thus, the Ambisonic systems, which are derived from this approach [13], are limited to the first order.

3.3. Spatial Truncature

Another practical problem of Ambisonic is the inevitable truncature of the Fourier-Bessel series (cf. Equ. 11), since in practice the sound pick-up is limited to a finite number of microphones. Consequently, the expansion coefficients c_n can be recorded only for $n = 0$ to $N = 2M+1$, where M is the truncature order of the Fourier-Bessel series. It should also be noticed that all the microphones should be placed as close to each other as possible, in order to record the soundfield at the same point.

3.4. Spatial Decoding

The original plane wave is reconstructed by superposing N plane waves coming from directions equally distributed between $\phi = 0$ and 2π :

$$p(r, \phi) = \sum_{i=0}^{N-1} a_i e^{jkr \cos(\phi - \phi_i)} \quad (13)$$

with:

$$\phi_i = i \frac{2\pi}{N}.$$

In practice, the soundfield reconstruction will use a circular loudspeaker array instead of plane waves. Nevertheless, this substitution is valid, provided that the radius of

the loudspeaker array is greater than the wavelength, in order that the field induced by each loudspeaker at the listening point can be assimilated to a plane wave.

Each of the elementary plane waves may be expanded into a Fourier-Bessel series (Equ. 11):

$$a_i e^{jkr \cos(\phi - \phi_i)} = a_i \mathbf{c}_i^T \mathbf{h},$$

so that:

$$p(r, \phi) = \sum_{i=1}^N a_i \mathbf{c}_i^T \mathbf{h} = \mathbf{A}^T \mathbf{C} \mathbf{h}, \quad (14)$$

where \mathbf{A} is the loudspeaker weighting vector and \mathbf{C} the matrix describing their position (incidence angle):

$$\begin{aligned} \mathbf{A}^T &= [a_1 \ a_2 \ \dots \ a_N] \\ \mathbf{C}^T &= [\mathbf{c}_1 \ \mathbf{c}_2 \ \dots \ \mathbf{c}_N] \end{aligned}$$

The loudspeaker weightings are obtained by identifying the field reproduced (Equ. 14) with the original plane wave described according to Equ. 12 [5]:

$$\mathbf{A} = \frac{a}{N} \mathbf{C} \mathbf{c} \quad (15)$$

since:

$$\mathbf{C} \mathbf{C}^T = \frac{1}{N} \mathbf{1} \quad (\mathbf{1} : \text{Identity Matrix})$$

as:

$$N = 2M + 1$$

where M is the truncature order of the spatial encoding. The vector \mathbf{A} defines the N loudspeakers input signals in order to reproduce the original plane wave. According to the Equ. 15, these signals are derived from the N microphones output signals \mathbf{c} and take into account the loudspeaker positions through the matrix \mathbf{C} . Finally, the signal feeding the i th loudspeaker may be expressed as:

$$a_i = a + 2a \sum_{n=1}^M \cos[n(\theta - \phi_i)] \quad (16)$$

The overall system of sound pick-up and reproduction is described by the Fig. 8.

4. DERIVING THE AMBISONIC EQUATIONS FROM HOLOPHONY

Holophony defines the general approach of soundfield reconstruction, whereas Ambisonic appears as a particular case, which is obtained under the following assumptions:

- a the original soundfield is a plane wave,
- b the secondary source distribution is a circular array,
- c all the secondary sources are so far from the listening area that their acoustical field can be assimilated to a plane wave.

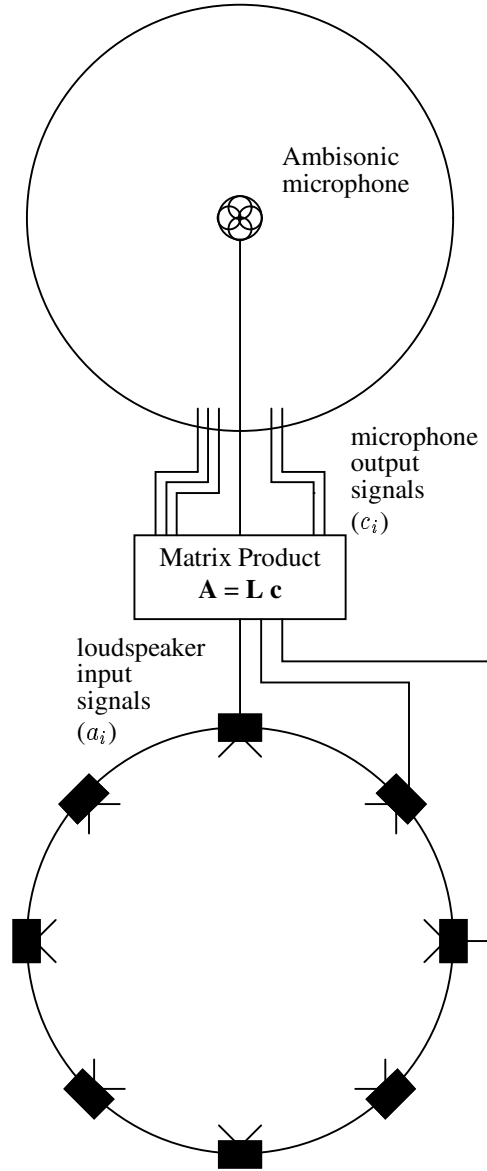


Figure 8: Ambisonic Sound Pick-up and Reproduction (The matrix \mathbf{L} is defined by the loudspeaker layout: $\mathbf{L}^T = [\mathbf{l}_1 \ \mathbf{l}_2 \ \dots \ \mathbf{l}_N]$, with $\mathbf{l}_i = [1 \ \cos(\phi_i) \ \sin(\phi_i) \ \dots \ \cos(M\phi_i) \ \sin(M\phi_i)]$)

Indeed, although Holophony and Ambisonic are usually considered as two separate methods of sound reproduction, it will be shown that it is possible to deduce the Ambisonic equations from the Kirchoff-Helmholtz Integral [6].

In Sec. 2, the Kirchoff-Helmholtz Integral has been derived for the case of a circular array of secondary sources (cf. Equ. 8 and 7):

$$p(r, \phi) = \sqrt{\frac{2\pi}{jk}} r_0 \int_0^{2\pi} \left[\frac{\partial p_0}{\partial r_0} - \cos \alpha (1 + jkR) \frac{p_0}{R} \right] \frac{e^{-jkR}}{4\pi\sqrt{R}} d\phi_0 \quad \forall \vec{r} \in \Omega \quad (17)$$

where the original plane wave is replaced by its Fourier-Bessel series expansion (Equ. 11):

$$p_0(r_0, \phi_0) = e^{-jkr_0 \cos(\phi_0 - \theta)} = J_0(kr_0) + 2 \sum_{n=1}^M j^n J_n(kr_0) \cos[n(\phi_0 - \theta)] \quad (18)$$

According to the third assumption, the secondary sources are set to infinity by taking the limit of the previous integral when r_0 tends to infinity:

$$\left\{ \begin{array}{l} \lim_{r_0 \rightarrow \infty} \frac{1+jkR}{R} = jk \\ \lim_{r_0 \rightarrow \infty} \cos \alpha = -1 \\ \lim_{r_0 \rightarrow \infty} \frac{e^{-jkR}}{\sqrt{R}} = \frac{e^{-jkr_0}}{\sqrt{r_0}} e^{jkr \cos(\phi - \phi_0)} \end{array} \right.$$

so that:

$$p(r, \phi) = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{2\pi r_0}{jk}} e^{-jkr_0} \int_0^{2\pi} \left[\frac{\partial p_0}{\partial r_0} + jkp_0 \right] e^{jkr \cos(\phi - \phi_0)} d\phi_0 \quad \forall \vec{r} \in \Omega \quad (19)$$

The Bessel functions are then replaced by their asymptotic expansion [14]:

$$\lim_{r_0 \rightarrow \infty} J_n(kr_0) = \sqrt{\frac{2}{\pi kr_0}} \cos \left[kr_0 - \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{\pi}{2} \right] \quad (20)$$

Consequently:

$$\lim_{r_0 \rightarrow \infty} \left[\frac{\partial p_0}{\partial r_0} + jkp_0 \right] = a \sqrt{\frac{2jk}{\pi r_0}} e^{jkr_0} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{+\infty} \cos[n(\phi_0 - \theta)] \right] \quad (21)$$

The Kirchoff-Helmholtz Integral finally becomes:

$$p(r, \phi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^M \cos[n(\phi_0 - \theta)] \right] e^{jkr \cos(\phi - \phi_0)} d\phi_0 \quad (22)$$

If a discontinuous distribution of N sources is considered:

$$p(r, \phi) = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^M \cos[n(\phi_i - \theta)] \right] e^{jkr \cos(\phi - \phi_i)} \quad (23)$$

and it is easy to verify that this result coincides with equ. 14, in which the loudspeaker input signal matrix \mathbf{A} is expressed according to Equ. 16. This result thus proves that the Ambisonic equations are a particular case of the Kirchoff-Helmholtz Integral.

5. AN UNIFIED APPROACH

Once the holophonic and ambisonic approach have been linked, a parallel will be drawn between the two methods, in order to point out the similarities and differences between their sound pick-up and reproduction for the soundfield reconstruction. As a final result, Holophony and Ambisonic will be merged in a common approach of soundfield reconstruction.

5.1. Spatial Convolution

In Sec. 2, several soundfield reconstruction integrals have been derived from the Kirchoff-Helmholtz Integral (Equ. 1) under different assumptions. Henceforth, Holophony will refer to the Equ. 10 obtained by applying the Stationary Phase Approximation and keeping only monopole sources. Moreover, a discontinuous array of N secondary sources is considered:

$$p(r, \phi) = \frac{1}{N} \sqrt{\frac{2\pi}{jk}} r_0 \times \sum_{i=0}^{N-1} w(\phi_i) \frac{\partial p_0(r_0, \phi_i)}{\partial r_0} \frac{e^{-jkR_i}}{\sqrt{R_i}} \quad (24)$$

with:

$$R_i = \sqrt{r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos(\phi - \phi_i)}.$$

Then, by comparing the holophonic (Equ. 24) and Ambisonic (Equ. 23), it can be seen that they both take the same form:

$$p(r, \phi) = \sum_{i=0}^{N-1} w(\phi_i) f(\phi_i) g(r, \phi - \phi_i) = [(f \times w) * g_r](\phi) \quad (25)$$

In other words, in the two cases, the soundfield reconstruction process is represented by the *spatial convolution* of a function f , which describes the sound pick-up of the soundfield and may be weighted by a function w :

$$f(\phi) = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} f(\phi_i) \delta\left(\phi - i \frac{2\pi}{N}\right),$$

by a function g_r , which describes the propagation between the secondary source and the listening point:

$$g_r(\phi) = g(r, \phi).$$

Thus, the function f defines the *spatial encoding*, whereas the function g is responsible for the *spatial decoding* of the soundfield recorded. It should be noticed that, although f is a sampled function, the function g is continuous, i.e. the spatial sampling of the soundfield does not affect the propagator.

For Holophony, the functions f , g and w are given by:

$$\begin{aligned} fh(\phi) &= \cos(\phi - \theta) e^{jkr_0 \cos(\phi - \theta)} \\ &\times \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(\phi - i \frac{2\pi}{N}) \\ wh(\phi) &= \text{Rect}(\frac{\phi - \theta}{\pi}) \\ gh_r(\phi) &= \frac{1}{N} gh_0 \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{\rho}} \end{aligned} \quad (26)$$

where:

$$\begin{cases} gh_0 &= -\sqrt{2\pi jk} r_0 \\ \rho &= \sqrt{r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos(\phi)} \end{cases}$$

and for Ambisonic:

$$\begin{aligned} fa(\phi) &= \left[1 + 2 \sum_{n=1}^M \cos[n(\phi - \theta)] \right] \\ &\times \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(\phi - i \frac{2\pi}{N}) \\ wa(\phi) &= 1 \\ ga_r(\phi) &= \frac{1}{N} e^{jkr \cos \phi} \end{aligned} \quad (27)$$

Each of the functions f , g_r and w is periodic of period 2π . Therefore, they may be developed into a *Complex Fourier Series*, which defines their *spectrum* in the dual domain ν . For instance, for g_r :

$$\begin{aligned} g_r(\phi) &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \gamma_n e^{jn\phi} \\ G_r(\nu) &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \gamma_n \delta(\nu - \frac{n}{2\pi}) \end{aligned} \quad (28)$$

In the dual domain ν , the spatial convolution (Equ. 25) consists in multiplying the spectra:

$$P(r, \nu) = [F * W](\nu) \times G_r(\nu) \quad (29)$$

This result is of particular interest for the numerical calculus (cf. Sec. 6).

5.2. Sound Pick-Up

5.2.1. Spatial Spectrum

In order to compare the holophonic and ambisonic spatial encoding, the properties of the functions fh and fa will be analysed. Equivalent description of the spatial encoding is provided by their spectrum:

$$\begin{aligned} Fh(\nu) &= \frac{1}{2\pi} \left[\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \gamma_{h_n} \delta(\nu - \frac{n}{2\pi}) \right] \\ &* \left[\sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(\nu - i \frac{N}{2\pi}) \right] \end{aligned} \quad (30)$$

$$\text{with } \gamma_{h_n} = j^{|n|-1} J'_{|n|}(kr_0) e^{-jn\theta}$$

$$\begin{aligned} Fa(\nu) &= \frac{1}{2\pi} \left[\sum_{n=-M}^M \gamma_{a_n} \delta(\nu - \frac{n}{2\pi}) \right] \\ &* \left[\sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(\nu - i \frac{N}{2\pi}) \right] \end{aligned} \quad (31)$$

$$\text{with } \gamma_{a_n} = e^{-jn\theta}$$

5.2.2. An equivalent description of spatial information

The spatial behaviour of a plane wave is fully defined by its incidence angle θ . From the previous equations (Equ. 30 & 31), it can be seen that the spectra Fh and Fa both contain this information throughout the terms $e^{-jn\theta}$. Therefore, although the soundfield is recorded along a *circle* for Holophony, whereas the recording is made at one *point* for Ambisonic, the holophonic and ambisonic sound pick-up really provide an *equivalent description of the spatial behaviour of the original soundfield* [6].

Furthermore, as they are equivalent, they may be substituted for each other. Indeed, the two Fourier coefficient series γ_{h_n} and γ_{a_n} can be deduced from each other by the following relation:

$$\gamma_{h_n} = j^{|n|-1} J'_{|n|}(kr_0) \gamma_{a_n} \quad (32)$$

In other words, the holophonic signals can be derived from an ambisonic recording and vice versa. Given the problem of feasibility of Ambisonic sound pick-up (cf. Sec. 3.2), this result suggests a convenient way to obtain ambisonic signals from a holophonic sound pick-up based on a circular microphone array. It should be noticed that the conversion described by the Equ. 32 is a *spatial filtering* and therefore may be implemented either in the spatial frequency domain ν (spectrum multiplication) or in the domain ϕ (spatial convolution).

In addition, holophonic recording may use either velocity or pressure microphones. The function fh given by

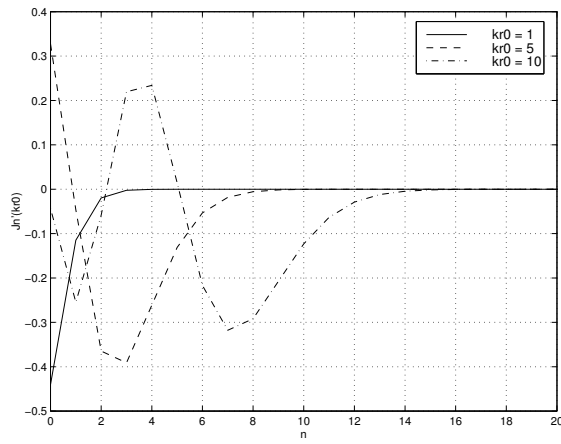


Figure 9: Low-Pass Filtering by the Bessel function Derivative $J'_n(kr_0)$

Equ. 26 is obtained with velocity microphones (cf. Sec. 2.4). If pressure microphones are substituted for velocity microphones, the function fh becomes:

$$fh_o(\phi) = e^{jkr_0 \cos(\phi-\theta)} \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(\phi - i \frac{2\pi}{N}) \quad (33)$$

and for its spectrum, the coefficients γ_{h_n} are given by:

$$\gamma_{h_o_n} = j^{|n|} J_{|n|}(kr_0) e^{-jn\theta} \quad (34)$$

The coefficients γ_{h_n} can be deduced from the coefficients $\gamma_{h_o_n}$:

$$\gamma_{h_n} = -j \frac{J'_{|n|}(kr_0)}{J_{|n|}(kr_0)} \gamma_{h_o_n} \quad (35)$$

Therefore, by using this relation, the velocity microphone signals may be derived from a recording by a pressure microphone array.

5.2.3. Low-Pass Filtering by the Bessel Function

In comparison with Fa , the spectrum Fh is low-pass filtered by the Bessel function derivatives (Equ. 32). It should be noticed that this filtering depends on the product kr_0 (the Bessel function argument), i.e. both on the radius r_0 of the circular microphone array and on the temporal frequency f . The lower the product kr_0 , the lower the cut-off frequency of the Low-Pass filter (cf. Fig. 9), which means that either for low radius r_0 or for low frequency f , the high-order components of the spectrum Fh are strongly reduced. In an actual recording, these components will not emerge from the background noise. Consequently, in practice, the choice of the recording radius r_0 will determine a spectrum truncature, which also depends on the frequency f . This problem has been already encountered by acoustical holography.

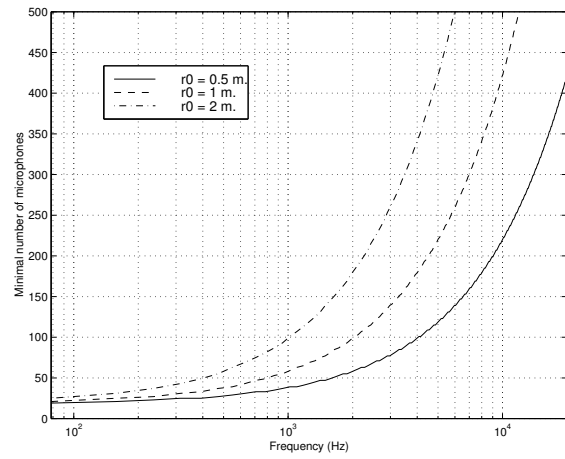


Figure 10: Minimal number of microphones required by Holophony in order to avoid spectrum aliasing

5.2.4. Spectrum Aliasing

Both for Holophony and Ambisonic, the spectra Fh and Fa are periodic (cf. Equ. 30 & 31) because of the spatial sampling of fh and fa . For Ambisonic, the main pattern:

$$\sum_{n=-M}^M \gamma_{a_n} \delta(\nu - \frac{n}{2\pi})$$

has a *finite* length ($La = 2M + 1$), which comes from the truncature of the Fourier-Bessel series expansion (cf. Sec. 3.3). Moreover this length coincides precisely with the period of the spectrum ($N = 2M + 1$). On the contrary, for Holophony, it has an *infinite* length:

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \gamma_{h_n} \delta(\nu - \frac{n}{2\pi}),$$

so that spectrum aliasing occurs.

Nevertheless, it should be noticed that, as a kind of anti-aliasing filter, the Low-Pass filtering by the Bessel functions reduces the effect of spectrum aliasing. Consequently, the length of the spectrum Fh may be evaluated by considering a given decrease relative to the maximum. For instance, by linear regression, a decrease of 0.1% leads to:

$$Lh \simeq \text{ceil}(p + qkr_0) \quad \text{with} \quad \begin{cases} p = 7.8753 \\ q = 1.093 \end{cases} \quad (36)$$

where the function $\text{ceil}(x)$ rounds the number x to the nearest integer towards $+\infty$. Therefore, the number of microphones, which determines the sampling spacing, must be chosen according to the Shannon criterion:

$$N \geq N_{min} = 2Lh + 1 \quad (37)$$

The minimal number of microphones N_{min} is illustrated by the Fig. 10 in function of frequency f and for several values of the radius r_0 of the microphone array.

Finally, it should be noticed that, whereas spectrum aliasing occurs only for Holophony, spectrum truncature arises both for Holophony and Ambisonic, since, in the two cases, the main pattern of the spectrum is limited to N components.

5.3. Sound Reproduction

For Holophony, the propagator gh_r defines a point-source, whose amplitude does not decrease as the inverse of the propagation distance, but as its square root $\sqrt{\rho}$ (Equ. 26). This decrease law comes from the stationary phase approximation (cf. Sec. 2.3). For Ambisonic, the propagator ga_r describes a plane wave (Equ. 27). Unfortunately, none of these propagators corresponds to existing acoustical sources. That's why, in the following section (Sec. 6.2), the soundfield reconstruction accuracy will be studied when the theoretical sources defined either by gh_r or ga_r are replaced by monopole sources described by:

$$g_r = \frac{e^{-jk\rho}}{N\rho} \quad (38)$$

whose behaviour is closer to that of existing electro-acoustical sources.

6. NUMERICAL SIMULATION OF SOUNDFIELD RECONSTRUCTION

The previous analysis, which was based on the mathematical properties of the encoding and decoding functions (f and g_r), will be completed by numerical simulations of the holophonic and ambisonic soundfield reconstruction. Through the unified approach, it is possible to separate the sound pick-up step from the sound reproduction step, so that the encoding and decoding error are compared independently.

The error ϵ is evaluated as the absolute value of the difference between the original soundfield, which is a plane wave:

$$p(r, \phi) = a e^{jkr \cos(\phi - \theta)}$$

and the reconstructed soundfield:

$$\hat{p}(r, \phi) = [(f \times w) * g_r](\phi),$$

i.e:

$$\epsilon(r, \phi) = |p(r, \phi) - \hat{p}(r, \phi)| \quad (39)$$

This error is then integrated along the circle of radius r , in order to obtain a mean value, which only depends on r :

$$\bar{\epsilon}(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \epsilon(r, \phi) d\phi \quad (40)$$

6.1. Encoding Error

The reconstructed soundfield $\hat{p}(r, \phi)$ is computed in the spatial frequency ν domain by multiplying the spectra F and G (cf. Sec. 5.1). In order to evaluate the encoding error without being confused by spatial decoding aspects, the same propagator, in this case the ambisonic one ga_r associated with the weighting function wa , is considered both for the holophonic and the ambisonic case. Only the influence of the spatial encoding function, either fh or fa , is thus taken into account. However, for Holophony, the function fh is not directly used, since it is applied to the ambisonic propagator. Indeed, before multiplying the spectra, the Bessel function derivative weighting has to be compensated according to Equ. 32.

The Fig. 11 illustrates the holophonic and ambisonic mean encoding error in function of radius r and for several values of the number $N = 2M + 1$ of microphones. First, whatever the number N , the Ambisonic error is zero at the centre of the circle and keeps very low at its neighbourhood, but it increases with radius r quite rapidly. The ambisonic encoding error comes from the truncature of the Fourier-Bessel series (cf. Sec. 3.3). Its behaviour in function of radius r suggests an analogy with the *Taylor's Formula*, as if the Fourier-Bessel series was a limiting expansion of the pressure field at the neighbourhood of the centre of the circle. Moreover, the higher the truncature order, the wider the area of accurate reconstruction. Therefore, it should be noticed that the truncature order directly determines the size of the listening of area.

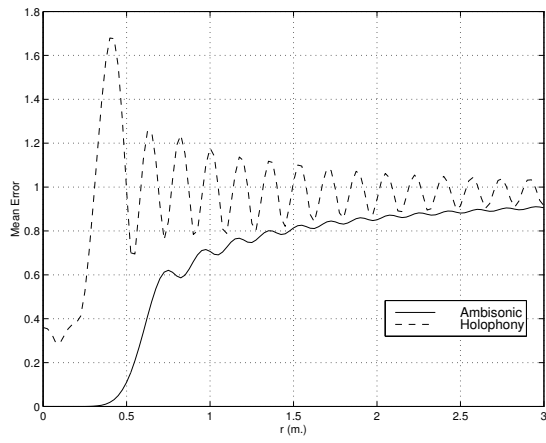
On the contrary, the holophonic error for low values of N (cf. $N = 21$) is high everywhere, and particularly near the centre of the circle. The aliasing of the spectrum Fh is mainly responsible for this error. As N increases, the error noticeably declines (cf. $N = 41$), until the aliasing effect disappears. For $N = 61$, the Shannon criterion is satisfied since the minimal number of microphones given by the Equ. 37 is $N_{min} = 59$ for this case. Nevertheless, the truncature effect remains (cf. Sec. 5.2.4), so that the holophonic error converges on the ambisonic error.

Thus, for low values of N , the ambisonic encoding seems to be the more efficient and, for high values of N , Ambisonic and Holophony achieve equivalent error.

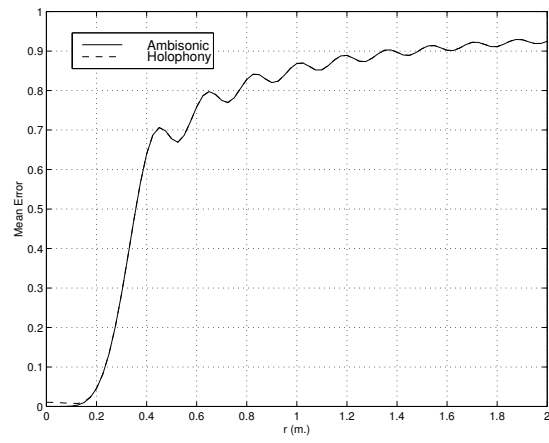
6.2. Decoding Error

As previously, in order to compare the two methods for equal encoding error, the holophonic and ambisonic decoding error are computed by considering the same encoding spatial function, in this case the ambisonic one fa , since it is the more efficient (cf. Sec. 6.1). In other words, only the influence of the decoding function, either gh or ga , is compared.

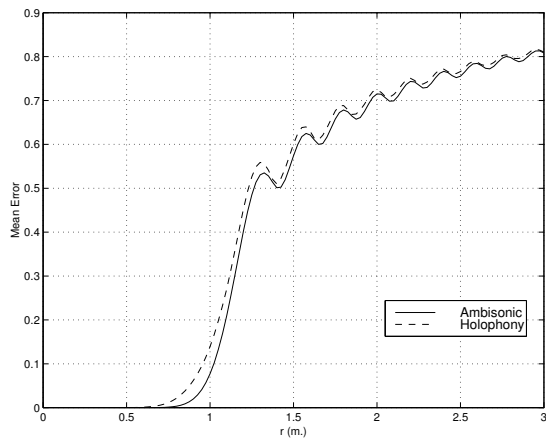
The Fig. 12 illustrates the decoding error obtained for Holophony and Ambisonic in function of radius r and for several values of the number N of loudspeakers. It is strik-



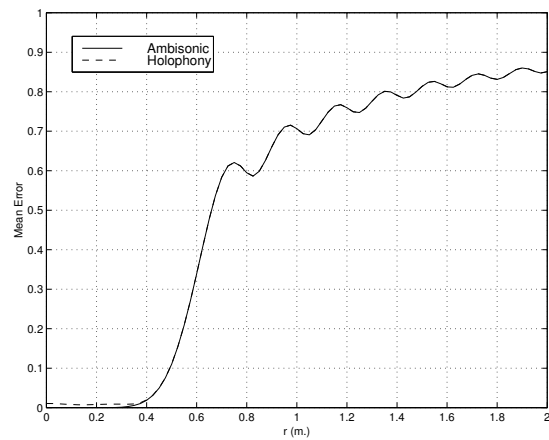
(a)



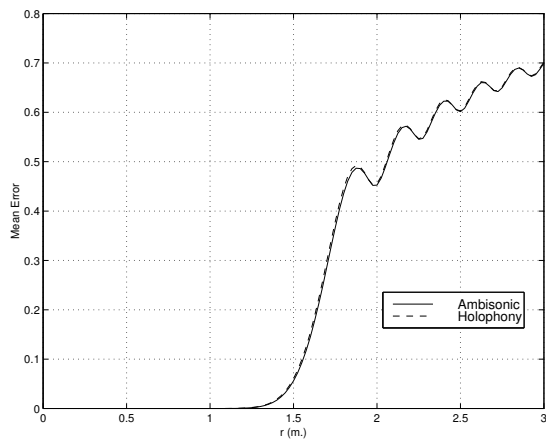
(a)



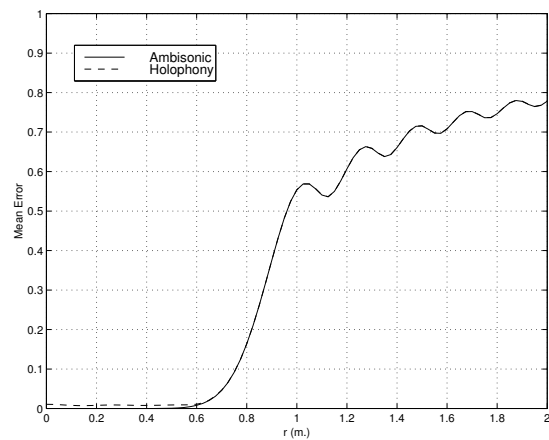
(b)



(b)



(c)



(c)

Figure 11: Mean Encoding Error: (a) $N = 21$ (b) $N = 41$ (c) $N = 61$ microphones (original plane wave of frequency $f = 1000$ Hz and incidence angle $\theta = \frac{\pi}{3}$ rad., holophonic recording made at $r_0 = 1$ m.)

Figure 12: Mean Decoding Error: (a) $N = 11$ (b) $N = 21$ (c) $N = 31$ loudspeakers (original plane wave of frequency $f = 1000$ Hz and incidence angle $\theta = \frac{\pi}{3}$ rad., holophonic recording made at $r_0 = 2.5$ m.)

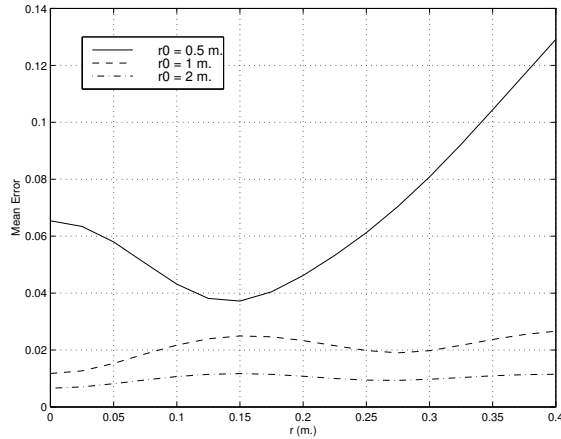


Figure 13: Stationary Phase Approximation Error in function of radius r_0 (original plane wave of frequency $f = 1000$ Hz and incidence angle $\theta = \frac{\pi}{3}$ rad., $N = 31$ loudspeakers)

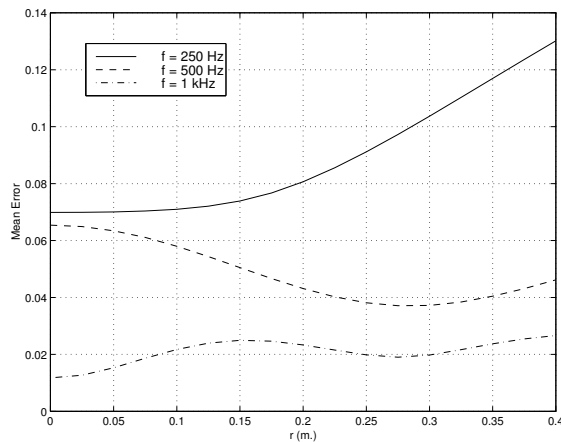


Figure 14: Stationary Phase Approximation Error in function of frequency f (original plane wave of incidence angle $\theta = \frac{\pi}{3}$ rad., $N = 31$ loudspeakers, holophonic recording made at $r_0 = 1$ m.)

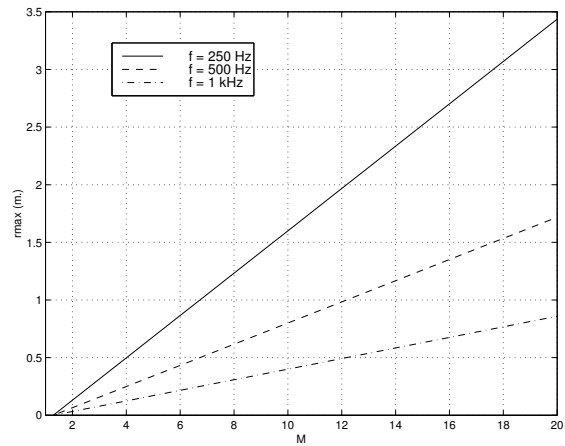


Figure 15: Size of Accurate Reconstruction Area in function of the Truncature Order M

ing that, whatever the number of loudspeakers, Holophony and Ambisonic achieve the same decoding error. Therefore Holophonic spatial decoding is as accurate as Ambisonic. However, it should be noticed that, at the neighbourhood of the centre of the circle ($r < 0.5$), Holophony gets an additional error in comparison with Ambisonic. This error comes from the Stationary Phase Approximation (cf. Sec. 2.3) and it can be verified that it decreases either with the radius r_0 (cf. Fig. 13) or the frequency f (cf. Fig. 14), as expected [9]. Indeed, the Stationary Phase Approximation is based on the oscillatory properties of the exponential e^{-jkR} in Equ. 5: the approximation error is all the lower as the term kR is big.

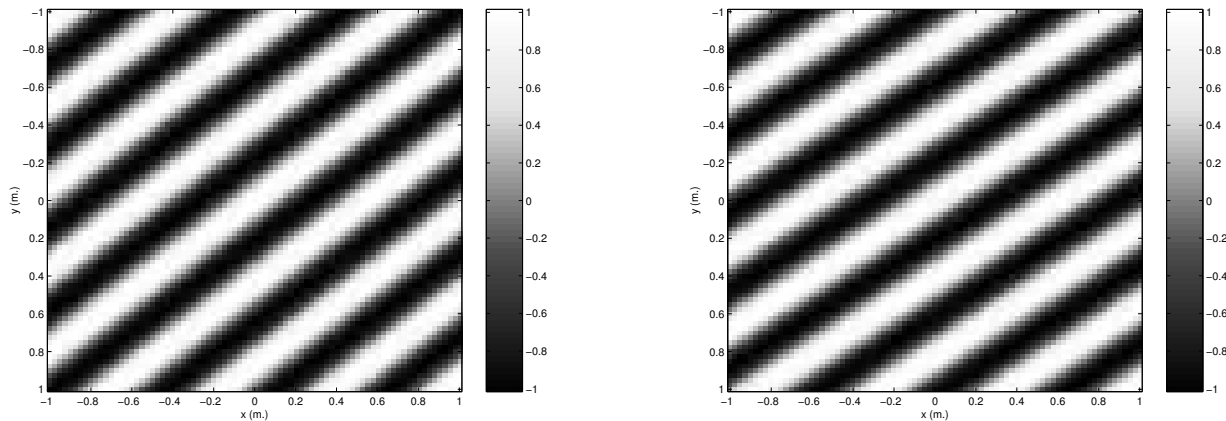
The previous results show that the soundfield reconstruction is accurate within a circle, whose radius increases with the truncature order M . Consequently, the size of the accurate listening area may be evaluated by considering the radius r_{max} , from which the decoding error exceeds a given threshold value, for instance $\bar{\epsilon}(r) > \epsilon = 0.01$. By linear regression, a formula has been obtained in order to estimate r_{max} in function of the wave number k , i.e. the frequency f , and the truncature order M :

$$k \times r_{max} \simeq -1.092 + 0.8484M \quad (41)$$

The Fig. 15 illustrates the values taken by r_{max} in function of M and for several frequencies.

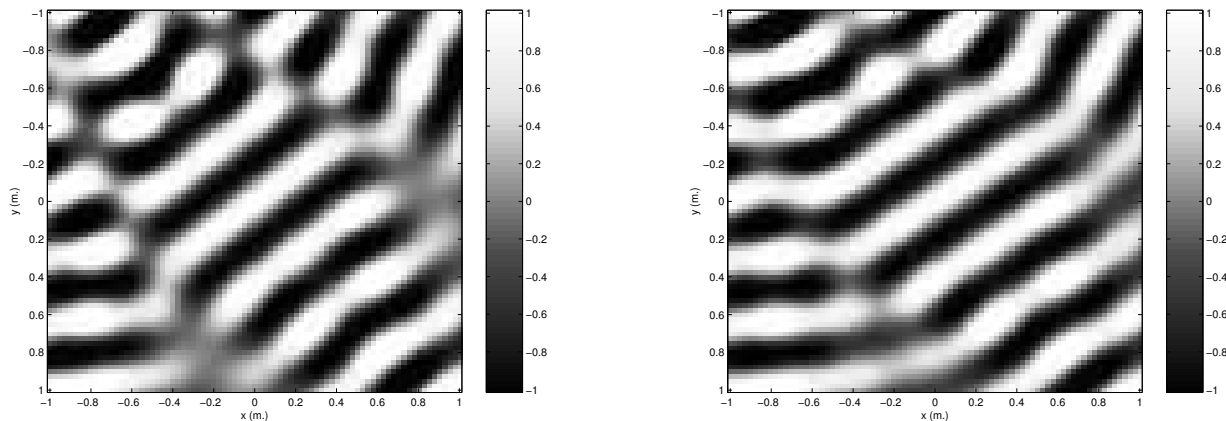
6.3. Truncature Effect

The decoding error is determined by the spatial truncature of the Fourier-Bessel series (Equ. 11), which dictates a finite number of microphones and correlatively the same number of loudspeakers. This truncature effect on the reconstructed plane wave is illustrated by the Fig. 16, 17 and 18 for several incidence angle of the original plane



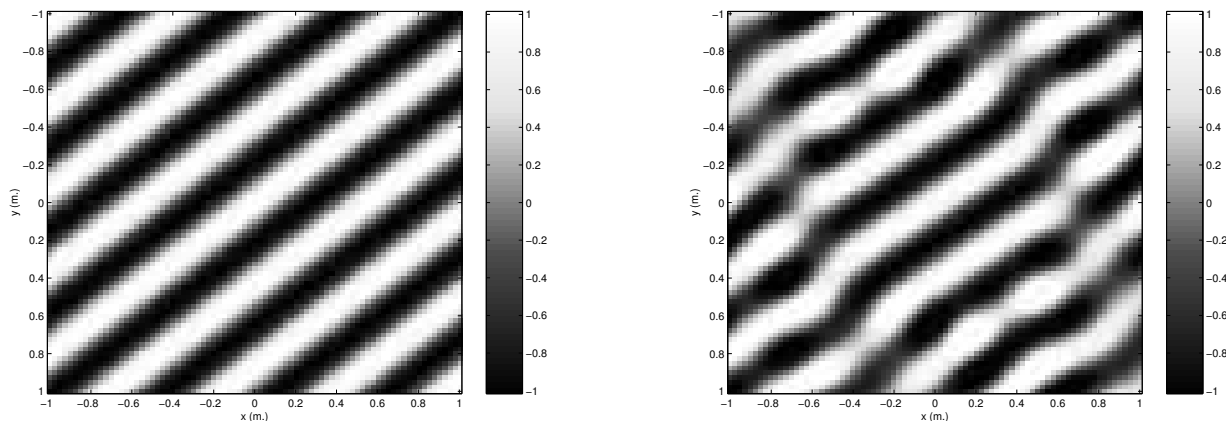
(a)

(a)



(b)

(b)

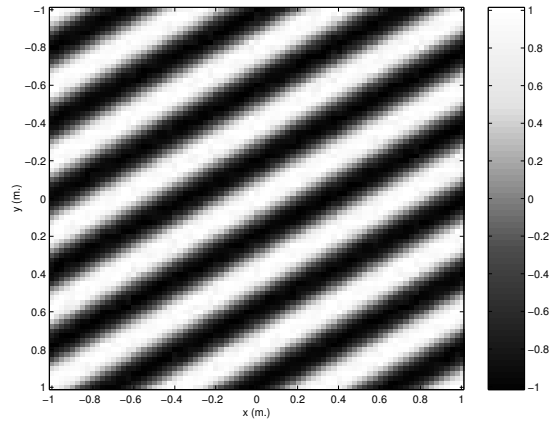


(c)

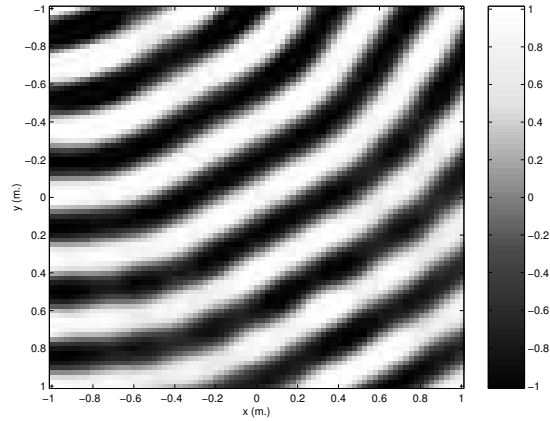
(c)

Figure 16: Truncature Effect for a plane wave of incidence angle $\theta = \frac{2\pi}{7}$ rad. ($\theta = \phi_4$): (a) Original Plane Wave (b) Plane Wave reconstructed by Holophony and (c) by Ambisonic (original plane wave of frequency $f = 1000$ Hz, $N = 21$ loudspeakers, holophonic recording made at $r_0 = 2.5$ m.)

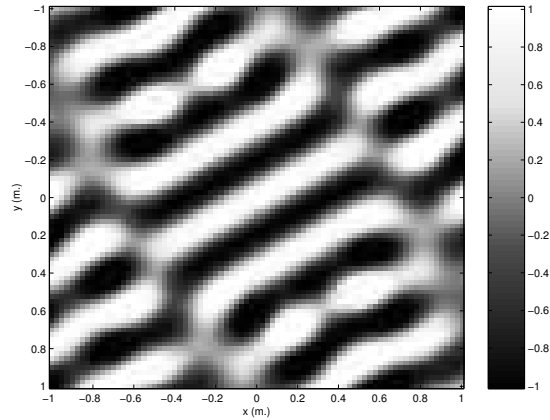
Figure 17: Truncature Effect for a plane wave of incidence angle $\theta = 0.97$ rad.: (a) Original Plane Wave (b) Plane Wave reconstructed by Holophony and (c) by Ambisonic (original plane wave of frequency $f = 1000$ Hz, $N = 21$ loudspeakers, holophonic recording made at $r_0 = 2.5$ m.)



(a)



(b)



(c)

Figure 18: Truncature Effect for a plane wave of incidence angle $\theta = \frac{\pi}{3}$ rad. ($\theta = (\phi_4 + \phi_5)/2$): (a) Original Plane Wave (b) Plane Wave reconstructed by Holophony and (c) by Ambisonic (original plane wave of frequency $f = 1000$ Hz, $N = 21$ loudspeakers, holophonic recording made at $r_0 = 2.5$ m.)

wave. First, the comparison between Holophony and Ambisonic points out great differences in the truncature effect. Secondly, for the two methods, the result depends on the incidence angle of the original plane wave θ in relation with the loudspeaker position. More precisely, if the original wave incidence coincides with the direction of one loudspeaker ϕ_i (cf. Fig. 16: $\theta = \phi_4$), no truncature effect occurs for Ambisonic. Indeed, Ambisonic is based on plane wave addition in order to reconstruct a given soundfield, but, in this case, the soundfield reconstruction is useless, since one has only to emit a plane wave in the direction ϕ_i .

In the general case:

$$\theta \neq \phi_i$$

a truncature effect, which recalls interference images, is observed for both Holophony and Ambisonic (cf. Fig. 17). From these results, it is difficult to guess what effect is the more disturbing for a listener, that's why this analysis should be completed by listening tests. Nevertheless, it is obvious that, for off-centered listeners, the truncature effect may introduce spectral distortion. Moreover, this effect is likely to greatly fluctuate, when either the listener or the virtual source moves.

However, when the original plane wave comes from a direction which is just midway between two loudspeakers (cf. Fig. 18), it is striking that, for Holophony, the reconstructed soundfield is less disturbed than for other incidences, insofar as the truncature effect merely consists in a wavefront curvature without interference images. Thus, for both Holophony and Ambisonic, when the original wave moves around the listener, the truncature effect passes through several minima, which are related to the loudspeaker positions. But, for the two methods, these minima are distributed at alternate angles:

- for Ambisonic: $\theta_{min} = \phi_i$
- for Holophony: $\theta_{min} = \frac{1}{2}(\phi_{i-1} + \phi_i)$

6.4. Soundfield Reconstruction by Monopole Sources

It has been shown that both Holophony and Ambisonic provide an accurate soundfield reconstruction over a finite area. However, these results are obtained by considering the theoretical propagator, either gh_r or ga_r (cf. Equ. 26 & 27). In order to study the robustness of the spatial decoding towards non-ideal secondary sources (cf. Sec. 5.3), monopole sources described by the propagator g_r (cf. Equ. 38) are substituted for gh_r and ga_r in the reconstruction process.

The Fig. 19, 20 and 21 illustrate a plane wave reconstruction with monopole sources for the two methods. In comparison with Ambisonic, the holophonic reconstruction is hardly affected by the substitution. Particularly, it

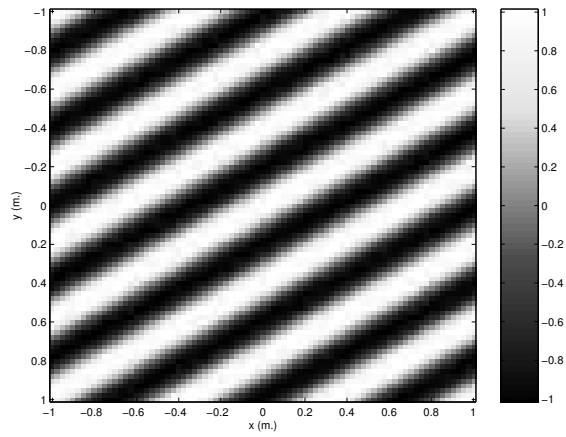
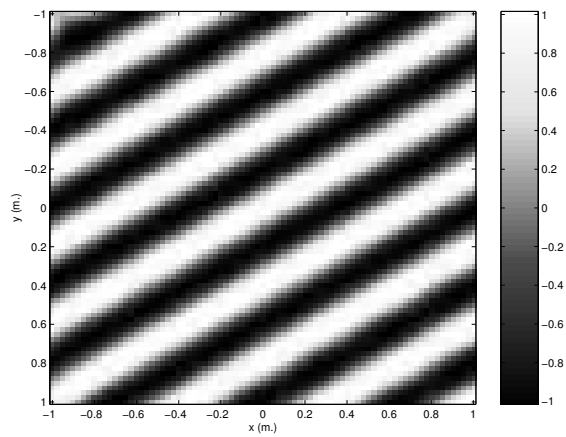
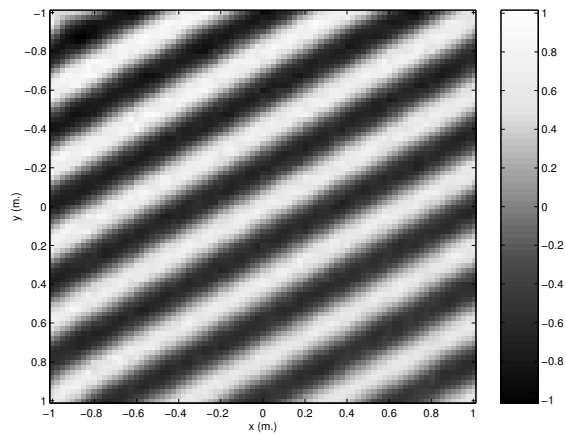


Figure 19: Spatial Decoding by Substituting Monopole Sources for the Theoretical Sources: Original Plane Wave (frequency $f = 1000$ Hz and incidence angle $\theta = \frac{\pi}{3}$ rad.)

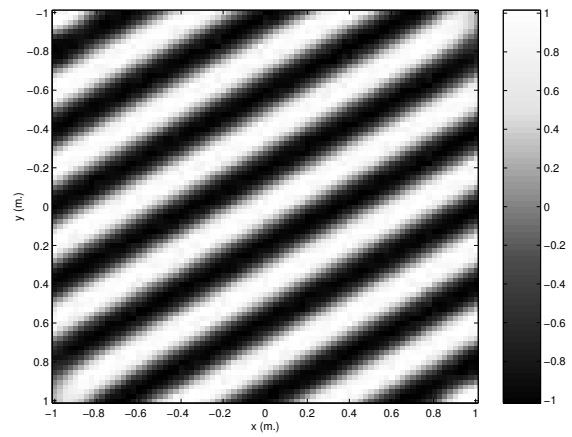


(a)

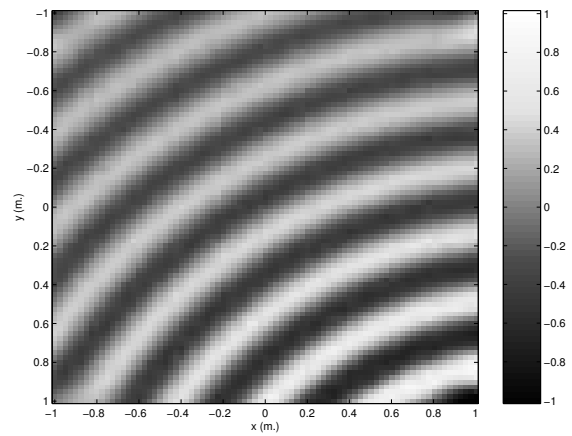


(b)

Figure 20: Plane Wave Reconstructed by Holophony: (a) Theoretical Sources (b) Monopole Sources ($N = 51$ loudspeakers, holophonic recording made at $r_0 = 2.5$ m.)



(a)



(b)

Figure 21: Plane Wave Reconstructed by Ambisonic: (a) Theoretical Sources (b) Monopole Sources ($N = 51$ loudspeakers)

should be noticed that the wavefront shape is not disturbed. Nevertheless, the spherical divergence of the monopole source induces a small decrease of the wave amplitude. For Ambisonic, not only the wave amplitude is lowered, but the wavefront is also curved, so that the reconstructed soundfield no longer looks like a plane wave. Because of this wavefront curvature, a listener will perceive the virtual source in a wrong direction. In practice, this phenomena can be referred to a *nearfield error*, as it occurs when the loudspeakers are not far enough from the listening area, in order that their acoustical field can be assimilated to a plane wave.

7. CONCLUSION: TOWARDS A HYBRID APPROACH

It has been shown that Holophony and Ambisonic are based on equivalent methods of soundfield reconstruction, although they use different reconstruction process. In the light of this equivalence, the two approaches were compared in terms of reconstruction accuracy relative to system complexity and implementation feasibility, by separately considering the sound pick-up and reproduction steps.

From the parallel drawn between Holophony and Ambisonic, two main ideas should be pointed out:

- From a *theoretical* point of view, the ambisonic approach is the most attractive, since its spatial encoding is the most efficient and its spatial decoding provides perfect reconstruction, inasmuch as the truncature error is fundamentally a sound pick-up limitation. In comparison, the holophonic spatial encoding and decoding introduce additional errors due to spatial aliasing and stationary phase approximation.
- But, in practice, the implementation of the ambisonic approach raises rather insoluble problems, concerning the sound pick-up of high-order signals and the reproduction by plane waves. Indeed, it has been shown that the reconstruction performance is strongly degraded when monopoles sources are used instead of plane waves.

Therefore, Holophony finally appears as an optimal approach from a *practical* point of view. Nevertheless, the choice of the method depends on the application requirements. For instance, if the size of the reproduction room is big enough to put the loudspeakers far away from the listening area, Ambisonic can be preferred to Holophony. But, as soon as the loudspeaker array is close to the listener, the holophonic approach reduces the nearfield error.

As a matter of fact, the most interesting result concerns the derivation of an *unified approach of soundfield*

reconstruction. Moreover, in this approach, sound pick-up and reproduction have been dissociated, which allows hybrid soundfield reconstruction, i.e. an ambisonic recording may be reproduced through an holophonic decoding and vice versa. Particularly, the ambisonic signals can be derived from an holophonic recording, in order to overcome the unfeasibility of the ambisonic sound pick-up of high-order components.

The study reported in this paper is mainly based on analytical investigations and numerical simulations. As future research, it would be interesting to implement the two methods and to evaluate the behaviour of actual system, in order to compare the previous results with acoustical measurements and listening tests.

8. ACKNOWLEDGEMENTS

The authors would like to thank Mr. J.-M. Jot for many helpful discussions and suggestions in connection with this paper.

9. REFERENCES

- [1] MIYOSHI M., KOIZUMI N. 1992. NNT's Research on Acoustics for Future Telecommunication Services. Applied Acoustics, 1992, 36, pp. 307-326.
- [2] JESSEL M. 1973. Acoustique théorique, propagation et holophonie. Masson. Paris. France.
- [3] VERHEIJEN E.N.G. 1998. Sound Reproduction by Wave Field Synthesis. Ph.D. Thesis. Delft University of Technology. Netherlands.
- [4] BAMFORD J.S. 1995. An analysis of Ambisonic Sound Systems of First and Second Order. Ph.D. Thesis. University of Waterloo. Ontario. Canada.
- [5] DANIEL J., RAULT J.-B., POLACK J.-D. 1998. Ambisonics Encoding of Other Audio Formats for Multiple Listening Conditions. To be published in J.A.E.S.
- [6] NICOL R., EMERIT M., Reproducing 3D-Sound for Videoconferencing: a Comparison between Holophony and Ambisonic. In Proc. DAFX98, Barcelona, Spain, November 19-21, 1998. pp. 17-20.
- [7] BRUNEAU M. 1983. Introduction aux théories de l'acoustique. Université du Maine. Le Mans. France.
- [8] START E. 1997. Direct Sound Enhancement by Wave Field Synthesis. Ph.D. Thesis. Delft University of Technology. Netherlands.
- [9] MURRAY J.D. 1974. Asymptotic Analysis. Chapter 4. Clarendon Press. Oxford.

- [10] NICOL R., EMERIT M., GILLOIRE A., Mur de téléprésence pour la visioconférence: une approche holophonique. In Proc. CORESA 98, Lannion, France, June 9-10, 1998.
- [11] MORSE P.M., INGARD K.U. 1968. Theoretical Acoustics. McGraw-Hill Book. New York. United States.
- [12] KEN FARRAR. 1979. Soundfield Microphone. Wireless World, October 1979, pp. 48-50.
- [13] GERZON M. A. General Metatheory of Auditory Localisation. In Proc. 92nd A.E.S. Convention, Vienna, Austria, March 24-27, 1992. Preprint 3306.
- [14] ABRAMOWITZ M., STEGUN I.A. 1965. Handbook of Mathematical Functions. Dover Publications, Inc. New York. United States.

Références Bibliographiques

- AOKI S. & KOIZUMI N. (1987). Expansion of Listening Area with Good Localization in Audio Conferencing. *In: Proc. I.C.A.S.S.P.*
- ARNAUD Y. (1996). *Etude du système à enceintes croisées: de la pertinence de la localisation stéréophonique en diffusion multipoints*. Rapp. tech. Ecole Nationale Supérieure Louis Lumière.
- BAMFORD J.S. (1995). *An analysis of Ambisonic Sound Systems of First and Second Order*. Ph.D. Thesis, University of Waterloo, Ontario, Canada.
- BARTON G. (1989). *Elements of Green's Functions and Propagation Potentials, Diffusion and Waves*. Clarendon Press, Oxford.
- BAUCK J. & COOPER D. H. (1996). Generalized Transaural Stereo and Applications. *J. Audio Eng. Soc.*, **44**(9), pp. 683–705.
- BAUER B. B. (1960). Broadening the Area of Stereophonic Perception. *J. Audio Eng. Soc.*, **8**(2), pp. 91–94.
- BERKHOUT A. J. (1988). A Holographic Approach to Acoustic Control. *J. Audio Eng. Soc.*, **36**(12), pp. 977–995.
- BERKHOUT A. J., DE VRIES D. & VOGEL P. (1993). Acoustic Control by Wave Field Synthesis. *J. Acoust. Soc. Am.*, **93**(5), pp. 2764–2778.
- BLAUERT JENS. (1983). *Spatial Hearing: The Psychophysics of Human Sound Localization*. The MIT Press, Cambridge, Massachusetts.
- BLUMLEIN A.D. (Juin 1934). *U.K. Patent 394,325*.
- BOONE M. M. & VERHEIJEN E. N. G. (Octobre 1993). Multi-Channel Sound Reproduction Based on Wave Field Synthesis. *In: Proceedings of the A.E.S. 95th Convention*.
- BOONE M. M. & VERHEIJEN E. N. G. (Février 1995). Recording and Reproduction using Wave Field Synthesis. *In: Proceedings of the A.E.S. 98th Convention*.
- BOONE M. M. & VERHEIJEN E. N. G. (Mars 1997). Qualification of Sound Generated by Wave Field Synthesis for Audio Reproduction. *In: Proceedings of the A.E.S. 102nd Convention*.
- BOONE M. M., VERHEIJEN E. N. G. & VAN TOL P. F. (1995). Spatial Sound-Field Reproduction by Wave-Field Synthesis. *J. Audio Eng. Soc.*, **43**(12), pp. 1003–1011.
- BRIAN C. J. MOORE. (1997). *An Introduction to the Psychology of Hearing*. Academic Press, San Diego.
- BRUNEAU M. (1983). *Introduction aux théories de l'acoustique*. Université du Maine, Le Mans.
- CHATEAU N. (Mars 1999). Contribution of Perceived Audiovisual Spatial Fusion to Subjective Audiovisual Quality. *In: Collected Papers from the Joint Meeting "Berlin 99" (137th Meeting of the Acoustical Society of America / 2nd Convention of the European Acoustics Association)*.
- CONDAMINES R. (1978). *Stéréophonie: Cours de relief sonore théorique et appliqué*. Masson, Paris.

- CRAVEN P.G. & GERZON M.A. (Août 1977). *U.S. Patent 4,042,779*.
- DANIEL J. (2000). *Représentation des champs acoustiques, application à la transmission et à la reproduction des sons complexes dans un contexte Multimédia*. Ph.D. Thesis, Université Paris VI, Paris, France.
- DANIEL J., RAULT J.-B. & POLACK J.-D. (Septembre 1998). Ambisonics Encoding of Other Audio Formats for Multiple Listening Conditions. *In: Proceedings of the A.E.S. 105th Convention*.
- DANIEL J., RAULT J.-B. & POLACK J.-D. (Avril 1999). Acoustic Properties and Perceptive Implications of Stereophonic Phenomena. *In: Proceedings of the A.E.S. 16th International Conference*. pp. 91-102.
- DE VRIES D., REIJNEN A.J. & SCHONEWILLE M.A. (1994a). The Wave Field Synthesis Concept Applied to Generation of Reflections and Reverberation. *In: Proceedings of the A.E.S. 96th Convention*.
- DE VRIES D., START E.W. & VALSTAR V.G. (1994b). The Wave Field Synthesis Concept Applied to Sound Reinforcement: Restrictions and Solutions. *In: Proceedings of the A.E.S. 96th Convention*.
- DE VRIES D., BERKHOUT A.J. & SONKE J.J. (Mai 1996). Array Technology for Measurement and Analysis of Sound Fields in Enclosures. *In: Proceedings of the A.E.S. 100th Convention*.
- DE VRIES D., BAAN J. & SONKE J.J. (Mars 1997). Multi-channel Wave Field Analysis as a Specification Tool for Wave Field Synthesis. *In: Proceedings of the A.E.S. 100th Convention*.
- DUDOUE E. & MARTIN J. (Mars 1999). A New HRTF Decomposition and Algorithm for Sound Spatialisation. *In: Collected Papers from the Joint Meeting "Berlin 99" (137th Meeting of the Acoustical Society of America / 2nd Convention of the European Acoustics Association)*.
- FARRAR KEN. (1979a). Soundfield Microphone. *Wireless World*, Octobre, pp. 48-50.
- FARRAR KEN. (1979b). Soundfield Microphone - 2. *Wireless World*, Novembre, pp. 99-103.
- GERZON M.A. (1974). Surround-Sound Psychoacoustics. *Wireless World*, Décembre, pp. 483-486.
- GERZON M.A. (1977). Criteria for Evaluating Surround-Sound Systems. *J. Audio Eng. Soc.*, **25**(6), pp. 400-408.
- GERZON M.A. (1980). Practical Periphony: The Reproduction of Full-Sphere Sound. *In: Proceedings of the A.E.S. 65th Convention*.
- GERZON M.A. (1985). Ambisonics in Multichannel Broadcasting and Video. *J. Audio Eng. Soc.*, **33**(11), pp. 859-871.
- GERZON M.A. (1992a). Ambisonic Decoders for HDTV. *In: Proceedings of the A.E.S. 92nd Convention*.
- GERZON M.A. (1992b). General Metatheory of Auditory Localisation. *In: Proceedings of the A.E.S. 92nd Convention*.
- GERZON M.A. (1992c). Optimum Reproduction Matrices for Multispeaker Stereo. *J. Audio Eng. Soc.*, **40**(7/8), pp. 571-589.
- GERZON M.A. (1992d). Panpot Laws for Multispeaker Stereo. *In: Proceedings of the A.E.S. 92nd Convention*.
- HERTZ B. F. (1981). 100 Years with Stereo: the Beginning. *Journ. of Audio Eng. Soc.*, **29**(5), pp. 368-372.
- HUGONNET C. & WALDER P. (1994). *Théorie et pratique de la prise de son stéréophonique*. Eyrolles, Paris.
- HUMBERT E. (1997). Un procédé à ultrasons révolutionne la reproduction sonore. *Electronique Internationale*, **261**(Avril), pp. 26.
- JESSEL M. (1973). *Acoustique théorique, propagation et holophonie*. Masson, Paris.
- JOHNSON D.H. & DUDGEON D.E. (1993). *Array Signal Processing: Concepts and Techniques*. Prentice Hall.

- JULLIEN J.-P., GILLOIRE A. & SALIOU A. (Novembre 1984). *Mesure des réponses impulsionnelles en acoustique*. Note technique NT/LAA/TSS/181. C.N.E.T.
- KERGOURLAY G. (1996). *Etude et prédiction de la zone d'écoute stéréo (Rapport de stage, France Telecom C.N.E.T.)*. Rapp. tech. Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, Le Mans.
- KIRKEBY O. & NELSON P.A. (1993). Reproduction of Plane Wave Sound Fields. *J. Acoust. Soc. Am.*, **94**, pp. 2992–3000.
- KIRKEBY O., NELSON P.A., ORDUNA-BUSTAMANTE F. & HAMADA H. (1996). Local Sound Field Reproduction Using Digital Signal Processing. *J. Acoust. Soc. Am.*, **100**, pp. 1584–1593.
- KUTTRUFF H. (1991). *Room Acoustics*. Elsevier Applied Science, Paris.
- LAAKSO T.I., VALIMAKI V., KARJALAINEN M. & LAINE U.K. (1994). *Crushing the Delay - Tools for Fractional Delay Filter Design*. Report 35. University of Technology, Faculty of Electrical Engineering, Laboratory of Acoustics and Audio Signal Processing, Helsinki.
- LARCHER V. & JOT J.-M. (Avril 1997). Techniques d'interpolation de filtres audio-numériques. Application à la reproduction spatiale des sons sur écouteurs. *In: Actes du 4^e Congrès Français d'Acoustique*. pp. 97-100.
- LOPEZ J.J., GONZALEZ A. & ORDUÑA BUSTAMANTE F. (Avril 1999). Measurement of Cross-Talk Cancellation and Equalization Zones in 3-D Sound Reproduction under Real Listening Conditions. *In: Proceedings of the A.E.S. 16th International Conference*. pp. 349-357.
- MAHIEUX Y., PETIT J.-P., EMERIT M., LE TOURNEUR G. & THOMAS J.-P. (1998). Le traitement du son pour la téléconférence. *L'écho des RECHERCHES*, 65–76.
- MAKITA Y. (1962). On the Directional Localisation of Sound in the Stereophonic Sound Field. *E.B.U. Review*, Juin, pp. 102–108.
- MALHAM D. G. (Novembre 1998). Sound Spatialisation. *In: Proceedings of the 98 Digital Audio Effects Workshop (DAFX98)*. pp. 62-70.
- MANGIANTE G. (Avril 1997). Contrôle actif en champ libre. *In: Actes du 4^{ème} Congrès Français d'Acoustique*, vol. 1. pp. 179-182.
- MARIN M. (Octobre 1996). *Etude de la localisation en restitution du son pour la téléconférence de haute qualité*. Ph.D. Thesis, Université du Maine, Le Mans, France.
- MAX J. & COLL. (1985). *Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques*. Masson, Paris.
- MIYOSHI M. & KOIZUMI N. (1992). NNT's Research on Acoustics for Future Telecommunication Services. *Applied Acoustics*, **36**, pp. 307–326.
- MØLLER H. (1992). Fundamentals of Binaural Technology. *Applied Acoustics*, **36**, pp. 171–218.
- MORSE P.M. & FESHBACK H. (1953). *Methods of Theoretical Physics*. McGraw-Hill, New York.
- MORSE P.M. & INGARD K.U. (1968). *Theoretical Acoustics*. McGraw-Hill, New York.
- MURRAY J. D. (1974). *Asymptotic Analysis*. Clarendon Press, Oxford. Chap. 4.
- NELSON P.A. (1994). Active Control of Acoustic Fields and the Reproduction of Sound. *J. Sound Vib.*, **177**(4), pp. 447–477.
- NICOL R. (1996). *A l'écoute du principe de Huygens*. Rapp. tech. D.E.A. d'Acoustique Appliquée, Université du Maine, Le Mans.

- NICOL R. (1997). *Champ proche et champ lointain: Caractérisation physique, applications à la mesure, la prise et la restitution du son (Mémoire de Probatoire Ingénieur)*. Rapp. tech. C.N.A.M., Paris.
- NICOL R. & EMERIT E. (Novembre 1998). Reproducing 3D-Sound for Videoconferencing: a Comparison between Holophony and Ambisonic. *In: Proceedings of the 98 Digital Audio Effects Workshop (DAFX98)*. pp. 17-20.
- NICOL R. & EMERIT E. (1999a). 3D-Sound Reproduction over an Extensive Listening Area: a Hybrid Method Derived from Holophony and Ambisonic. *In: Proceedings of the A.E.S. 16th International Conference on Spatial Sound Reproduction*. pp. 436-453.
- NICOL R. & EMERIT E. (1999b). Holophony versus Ambisonic: Deriving a Hybrid Method for 3D-Sound Reproduction in Videoconferencing. *In: Collected Papers from the Joint Meeting "Berlin 99" (137th Meeting of the Acoustical Society of America / 2nd Convention of the European Acoustics Association)*.
- OLDHAM K.B. & SPANIER J. (1974). *The Fractional Calculus: Theory and Applications of Differentiation and Integration to Arbitrary Order*. Academic Press, New York and London.
- PERNAUX J.-M. (1999). *Restitution sonore spatialisée par antenne de haut-parleurs selon un procédé holo-phonique: Etude des phénomènes de diffraction et mise en œuvre d'une solution basée sur l'annulation du champ diffracté*. Rapp. tech. D.E.A. A.T.I.A.M., Université de la Méditerranée, AIX MARSEILLE II.
- PERNAUX J.-M., BOUSSARD P. & JOT J.-M. (Novembre 1998). Virtual Sound Source Positioning and Mixing in 5.1 Implementation on the Real-Time System Genesis. *In: Proceedings of the 98 Digital Audio Effects Workshop (DAFX98)*. pp. 76-80.
- PLOMP R. (1977). Acoustical Aspects of Cocktail Parties. *Acustica*, **38**, pp. 186-191.
- POLACK J. D. (1995). *Cours de psychoacoustique et d'acoustique des salles*. Université du Maine, Le Mans.
- POLETTI MARK. (1996). The Design of Encoding Functions for Stereophonic and Polyphonic Sound Systems. *J. Audio Eng. Soc.*, **44**(11), pp. 948-963.
- POTTER J. M. (1995). Measures for Spaciousness in Room Acoustics Based on a Binaural Strategy. *Acta Acustica*, **3**, pp. 429-443.
- PULKKI VILLE. (1997). Virtual Sound Source Positioning Using Vector Base Amplitude Panning. *J. Audio Eng. Soc.*, **45**(6), pp. 456-466.
- REINHARD H. (1989). *Cours de Mathématiques du signal*. Dunod Université, Paris.
- RIMELL A. (Avril 1999). Immersive Spatial Audio for Telepresence Applications; System Design and Implementation. *In: Proceedings of the A.E.S. 16th International Conference on Spatial Sound Reproduction*. pp. 379-390.
- ROCARD Y. (1960). *Dynamique générale des vibrations*. Masson, Paris.
- SALIOU A. (1995). *Rapport interne C.N.E.T./MATRA sur le projet TOSQA*.
- SKUDRZYK E. (1971). *The Foundations of Acoustics, Basic Mathematics and Basic Acoustics*. Springer-Verlag, Wien New York.
- SNOW W. B. (1953). Basic Principles of Stereophonic Sound. *Journal of the SMPTE*, **61**(Novembre), pp. 567-589.
- SONKE J.-J. & DE VRIES D. (Mars 1997). Generation of Diffuse Reverberation by Plane Wave Synthesis. *In: Proceedings of the A.E.S. 102nd Convention*.

- START E. (1997). *Direct Sound Enhancement by Wave Field Synthesis*. Ph.D. Thesis, Faculty of Applied Physics, Delft, Pays-Bas.
- START E. W. (Mai 1996). Application of Curved Arrays in Wave Field Synthesis. *In: Proceedings of the A.E.S. 100th Convention*.
- TÄGER W. (Mars 1997). *Filtres numériques pour retards fractionnaires*. Brevet 9703845. France Telecom.
- THOMAS Y. (1995). *Signaux et systèmes linéaires*. Masson, Paris.
- THURLOW W.-R. & JACK C.E. (1973). Certain Determinants of the "Ventriloquism Effect". *Perceptual and Motor Skills*, **36**, pp. 1171–1184.
- TORICK E. (1998). Highlights in the History of Multichannel Sound. *J. Audio Eng. Soc.*, **46**(1/2), pp. 27–31.
- TRÉBUCHET L.-C. (1997). *Etude et mise en œuvre des techniques ambisoniques pour la spatialisation du son*. Rapp. tech. FT.BD.CNET/DSM/RSA/SDA/147/97/LCT. E.N.S.T. / C.C.E.T.T.
- VALIMAKI V. (1994). *Fractional Delay Waveguide Modeling of Acoustic Tubes*. Report 34. University of Technology, Faculty of Electrical Engineering, Laboratory of Acoustics and Audio Signal Processing, Helsinki.
- VERHEIJEN E. (1997). *Sound reproduction by wave field synthesis*. Ph.D. Thesis, Faculty of Applied Physics, Delft, Pays-Bas.
- VERHEIJEN E. N. G., JANSEN G. & BOONE M. M. (Mars 1997). Design and Implementation of an Audio Reproduction System Based on Wave Field Synthesis. *In: Proceedings of the A.E.S. 102nd Convention*.
- WENZEL E.M. (Avril 1999). Effect of Increasing System Latency on Localization of Virtual Sounds. *In: Proceedings of the A.E.S. 16th International Conference*. pp. 42-50.

Table des illustrations

1.1	Principe d'une visioconférence	26
1.2	Concept du mur de téléprésence: Les participants ont l'illusion de partager le même espace que leurs interlocuteurs distants (localisés à Singapour et Sydney), d'après [Miyoshi & Koizumi, 1992].	29
2.1	Expérience du Théâtrophone	40
2.2	Expérience du Théâtrophone: Schéma de connection des microphones (Opéra) aux récepteurs téléphoniques (Palais de l'Industrie) [Hertz, 1981]	41
2.3	Localisation d'une source sonore dans l'espace à trois dimensions (la position de la source est repérée par ses coordonnées sphériques: rayon r , angle d'azimut φ et angle d'élévation δ): Localisation dans le plan horizontal (<i>horizontal plane</i>) et dans le plan médian (<i>median plane</i>) (d'après [Blauert, 1983]).	42
2.4	Différences interaurales d'intensité et de temps calculées en modélisant la tête par une sphère rigide de diamètre 17 cm, les deux oreilles étant figurées par 2 points de sa surface situés en $(\varphi, \delta) = (100^\circ, 0^\circ)$ et $(260^\circ, 0^\circ)$, (d'après [Blauert, 1983]).	43
2.5	Expérience des "bandes directives" de J. Blauert: Lorsque l'on fait écouter des signaux à bande étroite de fréquence donnée et émis par une source fixe, l'évènement sonore est localisé indépendamment de la position de la source réelle et uniquement en fonction de la fréquence du son (d'après [Blauert, 1983]).	44
2.6	Précision de la localisation dans le plan horizontal et dans le plan médian (d'après [Blauert, 1983]).	45
2.7	Système stéréophonique conventionnel	48
2.8	Stéréophonie de temps: Couple AB omni (microphones omnidirectifs non coïncidents)	50
2.9	Stéréophonie d'intensité	51
2.10	Stéréophonie mixte: Couple AB (microphones unidirectifs non coïncidents)	52
2.11	Dispositif de restitution stéréophonique étendue à trois points d'écoute pour un système de visioconférence [Aoki & Koizumi, 1987]	53
2.12	Test de localisation pour un système stéréophonique conventionnel [Aoki & Koizumi, 1987]	55
2.13	Test de localisation pour le dispositif de restitution stéréophonique étendue à trois points d'écoute [Aoki & Koizumi, 1987]	55
2.14	Utilisation de la directivité des enceintes pour compenser une différence de temps par une différence d'intensité [Arnaud, 1996]	56
2.15	Principe d'une enceinte à directivité contrôlée croissante (E.D.C.C.)	57
2.16	Dispositif de paires d'enceintes croisées pour une zone de restitution stéréophonique étendue (vue de dessus): L'ensemble des enceintes gauches et droites sont utilisées pour synthétiser deux sources stéréophoniques gauche et droite virtuelles dont la localisation est indépendante de la position de l'auditeur au sein de la zone d'écoute considérée.	58
2.17	Méthode vectorielle de construction des sources virtuelles	59
2.18	Etendue de la zone de restitution stéréophonique stable évaluée sur la base d'un critère de distorsion d'imagerie V (la surface grisée représente la zone sur laquelle le critère V est inférieur ou égal à 10%): comparaison des performances du système de multidiffusion stéréophonique de l'I.N.A. avec un dispositif stéréophonique conventionnel [Arnaud, 1996]	60

2.19	Principe de la stéréophonie dirigée: Contrôle de la localisation de la source virtuelle par un panoramique d'intensité	62
2.20	Méthode V.B.A.P.: Projection de la source virtuelle sur une base vectorielle constituée à partir des haut-parleurs	63
2.21	Méthode V.B.A.P. étendue à trois dimensions	64
2.22	Panoramique d'intensité 3D avec la méthode V.B.A.P.: L'auditeur est entouré par une sphère de haut-parleurs.	65
2.23	Techniques binaurales: Système binaural conventionnel et Système transaural (d'après [Møller, 1992])	68
2.24	Principe du système transaural généralisé	70
2.25	Exemple de système de restitution transaurale généralisée: Combinaison d'un monopôle et de plusieurs dipôles disposés derrière chaque auditeur	72
2.26	Prise de son ambisonique: Association d'un microphone omnidirectionnel (composante W) à trois microphones bidirectionnels (composantes X,Y,Z)	75
2.27	Coordonnées du vecteur d'onde associé à une onde plane (φ_0 : angle d'azimut, θ_0 : angle d'élévation)	76
2.28	Microphone Soundfield: Combinaison de quatre capsules cardioïdes montées sur les faces d'un tétraèdre régulier	77
2.29	Microphone Soundfield: Dérivation des signaux (W,X,Y,Z) à partir des signaux (LF, LB, RF, RB) enregistrés par les capsules cardioïdes [Farrar, 1979a]	78
2.30	Système de restitution ambisonique: Distribution de haut-parleurs sur la surface d'une sphère centrée sur l'auditeur	80
2.31	Synoptique d'un circuit de décodage ambisonique	85
2.32	Onde plane horizontale: Coordonnées cylindriques (vecteur d'onde \vec{k} de l'onde plane et point d'écoute \vec{r})	86
3.1	Principe de Huygens: le front d'onde à un instant donné est équivalent à une distribution de sources secondaires qui rayonnent chacune une ondelette et dont la superposition des contributions redonne le front d'onde aux instants ultérieurs.	99
3.2	Applications du Principe de Huygens	100
3.3	Décomposition de l'espace Ω en deux domaines: le domaine Ω_1 des sources primaires et le domaine Ω_2 de restitution (Dans un souci de clarté du dessin, les domaines Ω et Ω_2 sont figurés par des sphères, mais leur forme est quelconque.)	102
3.4	Géométrie du problème de Kirchhoff: La partition de l'espace Ω en deux sous-espaces peut s'effectuer de deux façons, en entourant par une surface fermée $\partial\Omega$, soit le domaine de restitution Ω_2 (a), soit le domaine des sources Ω_1 (b).	103
3.5	Directivité dipolaire: Le plan de la membrane du transducteur, qu'il s'agisse d'un microphone ou d'une source, correspond à un zéro de directivité.	105
3.6	Relations de phase dans les signaux captés par un microphone à gradient de pression et dans l'onde émise par une source dipolaire	106
3.7	Géométrie du problème de Rayleigh: Le domaine des sources Ω_1 et le domaine de restitution Ω_2 sont séparés par un plan vertical.	107
3.8	Principe général de la prise et restitution du son selon la méthode holophonique	109
3.9	Source Monopolaire et Source Dipolaire: Approximation par un haut-parleur bafflé et un haut-parleur non bafflé	110
3.10	Source de Kirchhoff: Relations de phase entre les signaux captés par le microphone de pression et le microphone à gradient de pression d'une part et entre les signaux émis par le monopôle et le dipôle d'autre part (les dipôles sont orientés selon la normale \vec{n} , cf. Fig. 3.4)	111
3.11	Conséquences pratiques de la sélectivité spatiale des sources de Kirchhoff	113
3.12	Problème de Kirchhoff appliqué à une salle: Modélisation d'un effet de salle par la méthode des sources images	114
3.13	Problème de Kirchhoff appliqué à une salle	115
3.14	Approximation de la Phase Stationnaire: La distribution de sources secondaires se réduit à l'intersection de la surface $\partial\Omega$ avec le plan horizontal.	117

3.15	Approximation de la phase stationnaire: On considère un espace de restitution Ω_2 prenant la forme d'une colonne verticale infinie de section quelconque.	118
3.16	Point de Phase Stationnaire: Point d'intersection entre le plan horizontal et la ligne verticale infinie L considérée (cf. Fig. 3.15)	120
3.17	Approximation de la Phase Stationnaire: A chaque ligne-source verticale est substituée une source unique située à son point de phase stationnaire, ce qui ramène le réseau 2D de sources secondaires au contour 1D C_0	122
3.18	Approximation de la Phase Stationnaire: Exemples de réseau 1D de sources secondaires	123
3.19	Théorème de la phase stationnaire appliqué au réseau 1D de sources secondaires	124
3.20	Décomposition de l'espace des sources primaires en zones élémentaires contrôlées par une seule source secondaire	125
3.21	Restriction de l'espace des sources primaires: Réseau ouvert	125
3.22	Restitution holophonique pour la visioconférence: Antenne rectiligne de haut-parleurs disposée derrière l'écran vidéo (l'espace des sources primaires se limitent au demi-espace situé derrière l'écran vidéo)	126
3.23	Réseau circulaire: Configuration des sources primaires, des sources secondaires et des récepteurs	128
3.24	Réseau circulaire: Comparaison entre l'onde de pression originale et onde de pression synthétisée par les sources secondaires (la pression acoustique est représentée en fonction du temps le long d'une ligne parallèle à l'axe (O_x) en $y = 0.5$ m., la source primaire est un monopôle situé en $s_1[0., 3., 0.]$ et qui émet une impulsion gaussienne de fréquence $f = 400$ Hz, les sources secondaires sont distribuées le long d'un cercle de rayon $r_0 = 1.5$ m. et au total $N = 100$ sources secondaires sont utilisées, cf. Fig. 3.23, cf. Annexes E & F)	129
3.25	Décomposition du réseau circulaire en deux sous-antennes semi-circulaires	129
3.26	Réseau circulaire: Contribution relative des sous-antennes semi-circulaires (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23 & 3.25, cf. Annexes E & F)	130
3.27	Synthèse du champ acoustique d'un monopôle par une antenne circulaire: Identification des sources utiles et sources inactives	131
3.28	Réseau circulaire: Décomposition en deux sous-antennes représentant respectivement un quart du cercle et son complément	132
3.29	Réseau circulaire: Contribution relative d'un quart de cercle et de son complément (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23 & 3.28, cf. Annexes E & F)	132
3.30	Décomposition du processus de reconstruction de l'onde primaire en un point: Ondelettes émises par les sources secondaires (Récepteur en $\vec{r}[0., 0., 0.]$, source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, réseau circulaire: $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23, cf. Annexes E & F)	133
3.31	Décomposition du processus de reconstruction de l'onde primaire en un point: Sommation des ondelettes (Récepteur en $\vec{r}[0., 0., 0.]$, source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, réseau circulaire: $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23, cf. Annexes E & F)	134
3.32	Réseau circulaire: Onde de pression originale et onde de pression synthétisée par l'antenne semi-circulaire 1 pour la source primaire en $s_2[3., 2., 0.]$ (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23 & 3.25, cf. Annexes E & F)	135
3.33	Réseau circulaire: Onde de pression originale et onde de pression synthétisée par l'antennes semi-circulaire 1 en $y = -0.5$ m. (source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23 & 3.25, cf. Annexes E & F)	135
3.34	Réseau carré: Configuration des sources primaires, des sources secondaires et des récepteurs	136
3.35	Réseau carré: Onde de pression synthétisée par les sources secondaires pour simuler une source primaire en s_1 (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 120$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	138
3.36	Réseau carré: Contributions des quatre côtés pour une source primaire centrée (source primaire en s_1 , récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 120$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	138

3.37 Réseau carré: Onde de pression synthétisée par les sources secondaires pour une source primaire excentrée (source primaire en s_2 , récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 120$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	139
3.38 Réseau carré: Contributions des quatre côtés pour une source primaire excentrée (source primaire en s_2 , récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 120$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	139
3.39 Réseau polygonal élémentaire (une antenne rectiligne principale — côté 2 — associée à deux antennes latérales — côtés 1 et 3 —): Configuration des sources primaires, des sources secondaires et des récepteurs	140
3.40 Réseau polygonal élémentaire: Onde de pression synthétisée par les sources secondaires (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, antenne rectiligne élémentaire de longueur $l = 2$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 61$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.39, cf. Annexes E & F)	141
3.41 Réseau polygonal élémentaire: Contribution des trois antennes rectilignes élémentaires pour la source primaire en s_1 (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, antenne rectiligne élémentaire de longueur $l = 2$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 61$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.39, cf. Annexes E & F)	142
3.42 Réseau polygonal élémentaire: Contribution des trois antennes rectilignes élémentaires pour la source primaire en s_2 (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, antenne rectiligne élémentaire de longueur $l = 2$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 61$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.39, cf. Annexes E & F)	143
3.43 Réseau circulaire: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires de la sous-antenne circulaire 1 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23 & 3.25, cf. Annexes E & F)	144
3.44 Réseau circulaire: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires de la sous-antenne circulaire 2 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23 & 3.25, cf. Annexes E & F)	144
3.45 Réseau circulaire: Onde de pression restituée lorsque le réseau ne comporte exclusivement que des monopôles ou des dipôles (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, $r_0 = 1.5$ m. et $N = 100$, cf. Fig. 3.23 & 3.25, cf. Annexes E & F)	145
3.46 Réseau circulaire de monopôles: Pondération spatiale semi-circulaire	146
3.47 Réseau carré: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires du côté 1 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 124$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	148
3.48 Réseau carré: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires du côté 2 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 124$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	148
3.49 Réseau carré: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires du côté 3 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 124$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	149
3.50 Réseau carré: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires du côté 4 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_1 , $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 124$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	149
3.51 Simulation d'une source primaire en s_1 située en aval du réseau de sources secondaires (c'est-à-dire du même côté que la zone de restitution): Le front d'onde synthétisé correspond à celui qui aurait été émis par une source située en s'_1 , position symétrique de s_1 par rapport au plan des sources secondaires.	150

3.52	Source secondaire au point de phase stationnaire: Equivalence entre les ondes rayonnées par le monopôle et le dipôle en vertu de la symétrie des angles d'émission, pour le microphone bidirectionnel, et de réception, pour la source dipolaire.	151
3.53	Distribution 1D de Rayleigh: Chaque côté du réseau carré est identifié à un segment tronqué d'une droite infinie.	152
3.54	Réseau carré: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires du côté 1 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_2 , $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 120$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	154
3.55	Réseau carré: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires du côté 2 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_2 , $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 120$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	154
3.56	Réseau carré: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires du côté 3 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_2 , $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 120$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	155
3.57	Réseau carré: Comparaison des ondes de pression synthétisées par les réseaux monopolaires et dipolaires du côté 4 (récepteurs en $y = 0.5$ m., source primaire en s_2 , $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 120$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	155
3.58	Réseau carré: Onde de pression synthétisée par les sources secondaires monopolaires pour la source en s_1 (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 124$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	156
3.59	Réseau carré: Onde de pression synthétisée par les sources secondaires monopolaires pour la source en s_2 (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, carré de côté $l = 3$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 124$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.34, cf. Annexes E & F)	157
3.60	Réseau polygonal élémentaire: Décomposition de l'espace des sources primaires en six zones associées aux différents éléments du réseau de sources secondaires	159
3.61	Réseau polygonal élémentaire: Onde de pression synthétisée par les sources monopolaires pour la source primaire en s_1 (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, antenne rectiligne élémentaire de longueur $l = 2$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 60$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.39, cf. Annexes E & F)	160
3.62	Réseau polygonal élémentaire: Onde de pression synthétisée par les sources monopolaires pour la source primaire en $s_3[2., 4., 0.]$ (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, antenne rectiligne élémentaire de longueur $l = 2$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 60$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.39, cf. Annexes E & F)	161
3.63	Réseau polygonal élémentaire: Onde de pression synthétisée par les sources monopolaires pour la source primaire en $s_4[0., 2., 0.]$ (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, antenne rectiligne élémentaire de longueur $l = 2$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 60$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.39, cf. Annexes E & F)	162
3.64	Réseau polygonal élémentaire: Onde de pression synthétisée par les sources monopolaires pour la source primaire en $s_5[3., 1., 0.]$ (récepteurs en $y = 0.5$ m., $f = 400$ Hz, antenne rectiligne élémentaire de longueur $l = 2$ m., espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1$ m., $N = 60$ sources secondaires au total, cf. Fig. 3.39, cf. Annexes E & F)	163
3.65	Multimicrophonie de proximité	165
3.66	Processus d'extrapolation appliqué aux signaux microphoniques: Opérations de rétropropagation et propagation destinées à simuler une prise de son par un réseau holophonique	166
3.67	Concept de source notionnelle appliqué à des sources en mouvement: Couverture de la scène sonore par un réseau microphonique horizontal disposé en hauteur et dont chaque microphone pointe sur une fraction de l'espace	168

3.68	Couverture de la scène sonore par des antennes acoustiques dont les lobes balayent les différentes zones de la scène sonore	169
4.1	Discrétisation de la distribution de sources secondaires: Maillage de la surface $\partial\Omega_0$	182
4.2	Système de coordonnées associé à la surface $\partial\Omega_0$	184
4.3	Spectre spatial d'une onde plane $p_0(\vec{r}) = a_p e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}}$: Représentation symbolique d'une distribution de Dirac en $\vec{\chi}(k_x = -0.5, k_y = 0.25)$	186
4.4	Décomposition d'un front d'onde sphérique en une infinité de fronts d'ondes planes élémentaires	188
4.5	Spectre spatial d'une onde sphérique $p_0(\vec{r}) = a_s \frac{e^{jkr}}{4\pi r}$ ($k = 1, z_0 = 25$)	190
4.6	Echantillonnage spatial de la pression p_0 : Périodisation du spectre $P_0(\chi_x, \chi_y)$	191
4.7	Coordonnées sphériques pour le vecteur d'onde \vec{k}	193
4.8	Pas d'échantillonnage et incidence de l'onde plane	193
4.9	Directivité d'une source et spectre spatial	195
4.10	Simulation du phénomène de repliement spectral: Configuration de la source primaire, des sources secondaires et des récepteurs	198
4.11	Onde de pression restituée par un réseau discret de sources secondaires à la fréquence $f_1 = 500 \text{ Hz} < f_{al}$: Absence de phénomène d'aliasing (source primaire en $s_1[0., 0., 0.]$, récepteurs en $z = 5 \text{ m.}$, antenne rectiligne de longueur $l = 10 \text{ m.}$, espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1 \text{ m.}$, $N = 100$ sources secondaires au total, cf. Fig. 4.10, cf. Annexes E & F)	199
4.12	Onde de pression restituée par un réseau discret de sources secondaires à la fréquence $f_2 = 2 \text{ kHz} > f_{al}$: Mise en évidence du phénomène d'aliasing (source primaire en $s_1[0., 0., 0.]$, récepteurs en $z = 5 \text{ m.}$, antenne rectiligne de longueur $l = 10 \text{ m.}$, espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1 \text{ m.}$, $N = 100$ sources secondaires au total, cf. Fig. 4.10, cf. Annexes E & F)	199
4.13	Source directive: Exemple de diagramme de directivité (cf. Equ. 4.33)	200
4.14	Onde de pression restituée par un réseau discret de sources secondaires: Limitation du support du spectre spatial en jouant sur la directivité de la source primaire, des microphones ou en appliquant une fenêtre de pondération spatiale au réseau de sources secondaires (source primaire en $s_1[0., 0., 0.]$, $f = 2 \text{ kHz}$, récepteurs en $z = 5 \text{ m.}$, antenne rectiligne de longueur $l = 10 \text{ m.}$, espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1 \text{ m.}$, $N = 100$ sources secondaires au total, cf. Fig. 4.10, cf. Annexes E & F)	201
4.15	Equivalence entre la directivité de la source primaire et la directivité des microphones	202
4.16	Equivalence entre la directivité de la source primaire et une pondération spatiale du réseau de sources secondaires	203
4.17	Onde de pression restituée par un réseau discret de sources secondaires: Erreur d'interpolation spatiale lorsque $\chi_c > \chi_{c_0}$ et Correction par la directivité des sources secondaires (source primaire en $s_1[0., 0., 0.]$, $f = 1 \text{ kHz}$, récepteurs en $z = 5 \text{ m.}$, antenne rectiligne de longueur $l = 10 \text{ m.}$, espacement entre sources secondaires de $\Delta = 0.1 \text{ m.}$, $N = 100$ sources secondaires au total, cf. Fig. 4.10, cf. Annexes E & F)	206
5.1	Reproduction d'un champ sonore par des sources secondaires distribuées sur une surface fermée (cas d'un cube)	217
5.2	Numérotation des faces du cube	218
5.3	Troncature de la distribution de sources secondaires de Kirchhoff (seule la face 1 du cube est conservée)	219
5.4	Reproduction d'un champ sonore par un plan infini de sources secondaires (Intégrales de Rayleigh)	220
5.5	Reproduction par un plan fini de sources secondaires (approche de Rayleigh avec troncature)	221
5.6	Effets de la troncature sur le spectre d'une onde plane p_0 ($P_0 = 1, (k_x, k_z) = (\pi, \pi), y_0 = 0$): Influence de la taille de la fenêtre de troncature	223
5.7	Fenêtre de troncature pondérée par une fonction sinusoidale	224
5.8	Analogie entre troncature et diffraction: Réseau tronqué et réseau infini masqué par un écran percé d'une ouverture	225

5.9	Phénomène de diffraction: A l'onde directe se superpose une onde diffractée générée par les bords de l'ouverture	226
5.10	Mise en évidence de l'onde diffractée par un réseau 2D carré: Configuration de la source primaire, des sources secondaires et des récepteurs (les récepteurs sont situés dans le plan horizontal défini par l'équation $z = 0$ — récepteurs en $y = -1$ m., source primaire en $s_0[0.25, 1., 0.25]$ —, les sources secondaires sont réparties sur un réseau plan vertical de forme carrée centré sur l'origine du repère — réseau carré de côté $l = 1$ m., $N = 121$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m. —, cf. Annexes E & F)	228
5.11	Onde de pression originale et onde synthétisée par un réseau carré de sources secondaires: Le front d'onde est suivi d'une onde résiduelle qui correspond à l'onde diffractée (récepteurs en $y = -1$ m., source primaire en $s_0[0.25, 1., 0.25]$, $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires carré de côté $l = 1$ m., $N = 121$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.10, cf. Annexes E & F)	229
5.12	Géométrie du problème de Rubinowicz	230
5.13	Repère associé à la surface K du cône	232
5.14	Notations relatives à l'intégrale de Rubinowicz (la normale \vec{n} est perpendiculaire aux vecteurs \vec{p} et \vec{dl})	234
5.15	Géométrie de Rubinowicz appliquée au problème de troncature d'un réseau de sources secondaires	235
5.16	Comparaison entre l'erreur de troncature et l'onde diffractée par une ouverture carrée obtenue par le modèle de Rubinowicz (récepteurs en $y = -1$ m., source primaire en $s_0[0.25, 1., 0.25]$, $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires carré de côté $l = 1$ m., $N = 121$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.10, cf. Annexes E & F)	238
5.17	Contour de l'ouverture associée au réseau tronqué de sources secondaires	239
5.18	Mise en évidence des 4 ondes diffractées correspondant aux 4 côtés qui définissent le contour de l'ouverture — cf. Fig. 5.17 — (récepteurs en $y = -1$ m., source primaire en $s_0[0.25, 1., 0.25]$, $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires carré de côté $l = 1$ m., $N = 121$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.10, cf. Annexes E & F)	240
5.19	Zones de reconstruction de Huygens	241
5.20	Détermination du contour d'un réseau discret de sources secondaires: Proposition de trois contours possibles	243
5.21	Maillage associé au réseau discret de sources secondaires: Mise en évidence du contour virtuel du réseau	243
5.22	Onde primaire (trait continu) et onde reconstruite (trait pointillé): L'onde reconstruite est altérée par les ondes diffractées résultant de la troncature (récepteur en $\vec{r}[0.75, -1., 0.]$, source primaire en $s_0[0.25, 1., 0.25]$, $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires carré de côté $l = 1$ m., $N = 121$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.10, cf. Annexes E & F)	244
5.23	Onde primaire (trait continu) et ondes diffractées (trait pointillé) par le contour du réseau de sources secondaires: Visualisation des ondes diffractées associées aux différents côtés du carré constituant le contour du réseau — cf. Fig. 5.17 — (récepteur en $\vec{r}[0.75, -1., 0.]$, source primaire en $s_0[0.25, 1., 0.25]$, $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires carré de côté $l = 1$ m., $N = 121$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.10, cf. Annexes E & F)	245
5.24	Interférence destructrice entre l'onde primaire et l'onde diffractée émise par le côté 1 du contour — cf. Fig. 5.17 — (le trait continu et le trait pointillé représentent respectivement l'onde primaire seule et l'onde primaire sommée à l'onde diffractée): L'effet global est une atténuation de l'onde primaire (récepteur en $\vec{r}[0.75, -1., 0.]$, source primaire en $s_0[0.25, 1., 0.25]$, $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires carré de côté $l = 1$ m., $N = 121$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.10, cf. Annexes E & F)	246
5.25	Onde primaire (trait continu) et onde diffractée (trait pointillé) par le côté 3 du contour — cf. Fig. 5.17 — à la fréquence de 100Hz: Les deux ondes se chevauchent partiellement alors qu'elles étaient dissociées pour $f = 500$ Hz (récepteur en $\vec{r}[0.75, -1., 0.]$, source primaire en $s_0[0.25, 1., 0.25]$, réseau de sources secondaires carré de côté $l = 1$ m., $N = 121$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.10, cf. Annexes E & F)	246

5.26	Positions des récepteurs sélectionnés pour l'évaluation du critère d'erreur moyenne de troncature dans le plan horizontal $z = 0$ ($\Delta' = 0.35$ m)	248
5.27	Restitution restreinte à un plan horizontal: Le réseau de sources secondaires se réduit à une ligne	249
5.28	Contour du réseau rectiligne de sources secondaires pour le calcul de l'onde diffractée	249
5.29	Troncature dans le cas d'un réseau 1D: Configuration de la source primaire, des sources secondaires et des récepteurs (récepteurs en $y = -1$ m., sources primaires en $s_1[0., 1., 0.]$ et $s_2[0.75, 1., 0.]$, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Annexes E & F)	250
5.30	Troncature verticale et troncature horizontale: Source primaire centrée située en s_1 (récepteurs en $y = -1$ m., $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)	251
5.31	Troncature verticale et troncature horizontale: Source primaire excentrée située en s_2 (récepteurs en $y = -1$ m., $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)	252
5.32	Troncature verticale et troncature horizontale: Réseau tronqué à $N = 6$ sources secondaires (récepteurs en $y = -1$ m., source primaire en s_1 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 6$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)	253
5.33	Erreur de troncature moyenne \bar{E}_{tronc} en fonction de la fréquence (cf. Equ. 5.29) pour une source primaire centrée située en s_1 : Erreur totale, erreur résultant de la troncature verticale seule et erreur résultant de la troncature horizontale seule — la valeur de l'écart-type est représentée par des barres verticales — (source primaire en s_1 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29 & 5.26, cf. Annexes E & F)	255
5.34	Erreur de troncature moyenne \bar{E}_{tronc} en fonction de la fréquence (cf. Equ. 5.29) pour une source primaire centrée située en s_2 : Erreur totale, erreur résultant de la troncature verticale seule et erreur résultant de la troncature horizontale seule — la valeur de l'écart-type est représentée par des barres verticales — (source primaire en s_2 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29 & 5.26, cf. Annexes E & F)	256
5.35	Erreur de troncature moyenne \bar{E}_{tronc} en fonction de la fréquence (cf. Equ. 5.29) pour un réseau tronqué à $N = 6$ sources secondaires: Erreur totale, erreur résultant de la troncature verticale seule et erreur résultant de la troncature horizontale seule — la valeur de l'écart-type est représentée par des barres verticales — (source primaire en s_1 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 6$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29 & 5.26, cf. Annexes E & F)	257
5.36	Symétrie verticale des sources de Rubinowicz: Le nombre de sources correctives peut être divisé par deux si la source primaire, les sources secondaires et le point récepteur appartiennent au même plan horizontal	258
5.37	Géométrie du réseau de sources de Rubinowicz: Contour 1 de référence (N.B.: les sources de Rubinowicz sont espacées de $\frac{\Delta}{2}$).	260
5.38	Correction de la troncature par les sources de Rubinowicz (source primaire en s_1): Correction idéale et correction approchée définie pour une position moyenne d'écoute (récepteurs en $y = -1$ m., source primaire en s_1 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)	261
5.39	Correction de la troncature par les sources de Rubinowicz (source primaire en s_2): Correction idéale et correction approchée définie pour une position moyenne d'écoute (récepteurs en $y = -1$ m., source primaire en s_2 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)	262
5.40	Correction de la troncature par les sources de Rubinowicz: Erreur de troncature moyenne \bar{E}_{tronc} avant correction et après correction ($f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29 & 5.26, cf. Annexes E & F)	263

5.41	Différentes façons d'échantillonner le contour du réseau de sources secondaires pour positionner les sources de Rubinowicz	264
5.42	Correction de la troncature par les sources de Rubinowicz: Erreur de troncature moyenne \bar{E}_{tronc} avant correction et après correction pour différentes distributions de sources de Rubinowicz (source primaire en s_1 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29 & 5.26, cf. Annexes E & F)	265
5.43	Concept de source de Rubinowicz virtuelle: La source de Rubinowicz située en \vec{r}_c est synthétisée par la source secondaire placée au point \vec{r}_0	266
5.44	Problème de Rayleigh: Restitution par un réseau tronqué de sources secondaires	268
5.45	Intégration sur la surface P en utilisant l'approximation de Fresnel: Définition d'un repère adapté (on remarque que $\rho = \sqrt{x_0^2 + z_0^2}$)	269
5.46	Approximation de la Phase Stationnaire appliquée à l'intégrale de Rayleigh: Le plan vertical infini se réduit à une droite horizontale infinie.	272
5.47	Correction de la troncature verticale par l'approximation de la Phase Stationnaire: Onde reconstruite au point $\vec{r} = [0.5, -1., 0.]$ (source primaire en s_1 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)	273
5.48	Correction de la troncature verticale par l'approximation de la Phase Stationnaire pour une source primaire centrée située en s_1 : Correction idéale et correction définie pour une position moyenne d'écoute, Comparaison avec l'annulation de l'onde diffractée verticale par des sources de Rubinowicz (récepteurs en $y = -1$ m., source primaire en s_1 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)	274
5.49	Correction de la troncature verticale par l'approximation de la Phase Stationnaire pour une source primaire excentrée située en s_2 : Correction idéale et correction définie pour une position moyenne d'écoute, Comparaison avec l'annulation de l'onde diffractée verticale par des sources de Rubinowicz (récepteurs en $y = -1$ m., source primaire en s_2 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)	275
5.50	Erreur de troncature moyenne avant et après correction de la Phase Stationnaire: Correction idéale et correction approchée calculée pour une position moyenne d'écoute ($f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29 & 5.26, cf. Annexes E & F)	276
5.51	Fenêtre de pondération spatiale $w(x)$ appliquée à un réseau rectiligne de sources secondaires [Start, 1997]	277
5.52	Correction de la troncature horizontale par pondération spatiale du réseau: Source primaire centrée située en s_1 (récepteurs en $y = -1$ m., source primaire en s_1 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)	278
5.53	Correction de la troncature horizontale par pondération spatiale du réseau: Source primaire excentrée située en s_2 (récepteurs en $y = -1$ m., source primaire en s_2 , $f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29, cf. Annexes E & F)	279
5.54	Erreur moyenne de troncature avant et après pondération spatiale du réseau de sources secondaires ($f = 500$ Hz, réseau de sources secondaires rectiligne de $N = 21$ sources espacées de $\Delta = 0.1$ m., cf. Fig. 5.29 & 5.26, cf. Annexes E & F)	280
6.1	Spécificités du contexte de visioconférence	293
6.2	Angle maximal d'incidence α_{max} des ondes primaires sur le réseau de sources secondaires en situation de visioconférence	294
6.3	Système holophonique pour la visioconférence	296
6.4	Système holophonique pour la visioconférence: Restitution du son	297
6.5	Haut-parleur monté sur une enceinte close ($V = 1$ l)	298
6.6	Réponse impulsionnelle d'un haut-parleur ($\varphi = 0^\circ$)	299

6.7	Réponse en fréquence moyenne des 16 haut-parleurs ($\varphi = 0^\circ$)	300
6.8	Diagramme de directivité moyen des 16 haut-parleurs pour les bandes de tiers d'octave de $f = 125$ Hz à 1.6 kHz	301
6.9	Diagramme de directivité moyen des 16 haut-parleurs pour les bandes de tiers d'octave de $f = 2$ kHz à 16 kHz	302
6.10	Système holophonique pour la visioconférence: Prise de son	303
6.11	Synoptique du traitement appliqué aux signaux microphoniques	304
6.12	Réponse en fréquence du filtre semi-dérivateur — filtre R.I.F. à $N = 64$ coefficients — (la réponse théorique est définie par $H_{th}(f) = \sqrt{2\pi f}$)	308
6.13	Module de la réponse en fréquence du filtre d'égalisation (Filtre R.I.I. à $N = 8$ coefficients)	309
6.14	Module de la réponse en fréquence moyenne des haut-parleurs avant et après égalisation	310
6.15	Système holophonique pour la visioconférence: Prototype réalisé au C.N.E.T.	311
6.16	Prototype holophonique: Synoptique du traitement implémenté	312
6.17	Réponse en fréquence moyenne des 16 microphones ($\varphi = 0^\circ$)	313
6.18	Diagramme de directivité moyen des 16 microphones pour les bandes de tiers d'octave de $f = 125$ Hz à 1.6 kHz	314
6.19	Diagramme de directivité moyen des 16 microphones pour les bandes de tiers d'octave de $f = 2$ kHz à 16 kHz	315
6.20	Configuration de mesure: Positions relatives des haut-parleurs, des microphones et des sources primaires synthétisées (sources primaires en $s_1[1., 1., 0.]$, $s_2[1., 5., 0.]$, $s_3[-0.5, 1., 0.]$ ou $s_4[1., 3., 0.]$, antenne rectiligne de $N = 16$ haut-parleurs espacés de $\Delta = 0.15$ m., antenne rectiligne de $N = 16$ microphones espacés de $\Delta = 0.15$ m.)	317
6.21	Prototype holophonique mesuré en chambre anéchoïque: Source primaire en s_1 ($f = 500$ Hz, antenne rectiligne de $N = 16$ haut-parleurs espacés de $\Delta = 0.15$ m., antenne rectiligne de $N = 16$ microphones espacés de $\Delta = 0.15$ m. en $y = -2.63$ m., cf. Fig. 6.20, cf. Annexes E & F)	318
6.22	Prototype holophonique mesuré en chambre anéchoïque: Source primaire en s_2 ($f = 500$ Hz, antenne rectiligne de $N = 16$ haut-parleurs espacés de $\Delta = 0.15$ m., antenne rectiligne de $N = 16$ microphones espacés de $\Delta = 0.15$ m. en $y = -2.63$ m., cf. Fig. 6.20, cf. Annexes E & F)	319
6.23	Prototype holophonique mesuré dans le studio de visioconférence: Source primaire en s_3 ($f = 500$ Hz, antenne rectiligne de $N = 16$ haut-parleurs espacés de $\Delta = 0.15$ m., antenne rectiligne de $N = 16$ microphones espacés de $\Delta = 0.15$ m. en $y = -2.03$ m., cf. Fig. 6.20, cf. Annexes E & F)	320
6.24	Prototype holophonique mesuré dans le studio de visioconférence: Source primaire en s_4 ($f = 500$ Hz, antenne rectiligne de $N = 16$ haut-parleurs espacés de $\Delta = 0.15$ m., antenne rectiligne de $N = 16$ microphones espacés de $\Delta = 0.15$ m. en $y = -2.03$ m., cf. Fig. 6.20, cf. Annexes E & F)	321
6.25	Prototype holophonique mesuré en chambre anéchoïque: Phénomène de repliement spectral à la fréquence $f = 2$ kHz (source primaire en s_1 , antenne rectiligne de $N = 16$ haut-parleurs espacés de $\Delta = 0.15$ m., antenne rectiligne de $N = 16$ microphones espacés de $\Delta = 0.15$ m. en $y = -2.63$ m., cf. Fig. 6.20, cf. Annexes E & F)	323
6.26	Prototype holophonique mesuré dans le studio de visioconférence: Phénomène de repliement spectral à la fréquence $f = 2$ kHz (source primaire en s_4 , antenne rectiligne de $N = 16$ haut-parleurs espacés de $\Delta = 0.15$ m., antenne rectiligne de $N = 16$ microphones espacés de $\Delta = 0.15$ m. en $y = -2.03$ m., cf. Fig. 6.20, cf. Annexes E & F)	324
7.1	Combinaison de deux microphones bidirectifs pour enregistrer les signaux u_1 and u_2	336
7.2	Pondération du réseau circulaire holophonique	346
7.3	Holophonie: Principe de la prise et de la restitution du son	348
7.4	Système ambisonique: Principe de la prise et de la restitution du son	349
7.5	Fonction d'encodage holophonique fh : Filtrage Passe-Bas induit par les fonctions de Bessel	351
7.6	Zéros des fonctions de Bessel $J_m(kr_S)$ et de leurs dérivées $J'_m(kr_S)$	353
7.7	Prise de son holophonique: Nombre minimal de microphones $N_{e_{min}}$ en fonction de la fréquence f et du rayon r_S de l'antenne microphonique	355

7.8	Erreur moyenne d'encodage: Comparaison entre l'holophonie et le système ambisonique (Synthèse d'une onde plane d'incidence $\varphi = 60^\circ$ et de fréquence $f = 1$ kHz, prise de son holophonique effectuée par une antenne circulaire de rayon $r_S = 1$ m.)	357
7.9	Erreur moyenne de décodage: Comparaison entre l'holophonie et le système ambisonique (Synthèse d'une onde plane d'incidence $\varphi = 60^\circ$ et de fréquence $f = 1$ kHz, prise de son holophonique effectuée par une antenne circulaire de rayon $r_S = 2.5$ m.)	360
7.10	Erreur de décodage et approximation de la Phase Stationnaire (Holophonie): Influence du rayon r_S de l'antenne de haut-parleurs et de la fréquence f de l'onde plane (Synthèse d'une onde plane d'incidence $\varphi = 60^\circ$, prise de son holophonique effectuée par une antenne circulaire de rayon r_S , $N_d = 31$ haut-parleurs)	361
7.11	Rayon r_{max} de la zone de reconstruction correcte en fonction de l'ordre de troncature M de la série d'harmoniques cylindriques	362
7.12	Effet de troncature sur l'onde synthétisée: Onde plane d'incidence $\varphi_0 = \varphi_4 \simeq 50^\circ$ (onde plane de fréquence $f = 1$ kHz, $N_d = 21$ haut-parleurs, $r_S = 2.5$ m)	364
7.13	Effet de troncature sur l'onde synthétisée: Onde plane d'incidence $\varphi_0 \simeq 55^\circ$ (onde plane de fréquence $f = 1$ kHz, $N_d = 21$ haut-parleurs, $r_S = 2.5$ m)	365
7.14	Effet de troncature sur l'onde synthétisée: Onde plane d'incidence $\varphi_0 = \frac{\varphi_4 + \varphi_8}{2} = 60^\circ$ (onde plane de fréquence $f = 1$ kHz, $N_d = 21$ haut-parleurs, $r_S = 2.5$ m)	366
7.15	Reconstruction par des monopôles (Onde plane d'incidence $\varphi_0 = 60^\circ$ et de fréquence $f = 1$ kHz, $N_d = 51$ haut-parleurs, $r_S = 2.5$ m)	368
C.1	Calcul de la fonction de Green en espace semi-infini par la méthode des sources images	400
D.1	Exemple typique de l'évolution de la phase $\phi(y_0)$ (y_s repère le point de phase stationnaire)	407
D.2	Tracé de la fonction $\cos[\lambda\phi(y_0)]$ pour deux valeurs de λ : Illustration du principe de l'approximation de la phase stationnaire	408
F.1	Impulsion gaussienne: Signal temporel ($f_0 = 500$ Hz)	431
F.2	Impulsion gaussienne: Spectre fréquentiel ($f_0 = 500$ Hz)	432

ABSTRACT

This Ph. D. Thesis deals with 3D-sound reproduction system designed for videoconferencing applications. Since videoconferences are addressed to several listeners, the listening area must be wide and this requirement has determined all the choices made in this study. After an overview of 3D-sound reproduction methods (stereophony, binaural technologies, ambisonic...), whose relevance for videoconferencing has been checked, an holophonic approach is preferred, because it is the only solution which ensures an extensive listening area. Consequently, a prototype of a holophonic system has been designed and implemented for videoconferencing.

From a theoretical point of view, holophony is based on the Huygens' Principle. It defines the acoustical equivalent to holography and consists in reproducing a soundfield from a recording over a surface. Practically, the soundfield is recorded by a microphone array and reproduced by a loudspeaker array of identical geometry. The *Wavefield Synthesis* concept, which has been developed at the Acoustic Laboratory of the D.U.T. (Delft University of Technology), represents one example of such holophonic system. The system, which has been designed during this thesis, is largely drawn from the Wavefield Synthesis concept. Particularly, simplifications, which have been pointed out at the D.U.T. in order to reduce the size of the transducer array and the number of transducers involved in the sound pick-up and reproduction, are used. Nevertheless, it was intended to go deeply into the holophonic theory: thus the questions of spatial sampling and spatial truncature have been analysed in detail. The holophonic system finally obtained is composed of a loudspeaker array, which is driven by a DSP. It has been measured and validated both in an anechoic environment and in an experimental videoconferencing studio.

Besides the implementation of a 3D-sound reproduction system for videoconferencing, the second purpose of this thesis aimed at a deep understanding of the sound spatialization process from the general approach defined by holophony. It has been reached by linking ambisonic and holophony. Indeed, it has been shown that, far from being two opposite methods, ambisonic and holophony are fundamentally based on a similar process. Moreover, ambisonic must be considered as a particular case of holophony. From this result, an unified approach of soundfield reconstruction has been derived, which has led to a straightforward comparison of the spatial encoding and decoding of the two methods. It was concluded that ambisonic is very attractive from a theoretical point of view, but unfeasible, so that holophony should be preferred in practice.

KEYWORDS

3D-Sound Reproduction - Videoconferencing - Telepresence - Holophony - Huygens' Principle - Kirchhoff-Helmholtz Integral - Rayleigh Integral - Wavefield Synthesis - Spatial Sampling - Spatial Truncature - Loudspeaker Array - Microphone Array - Rubinowicz Integral - Fresnel Integral - Ambisonic -