

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):

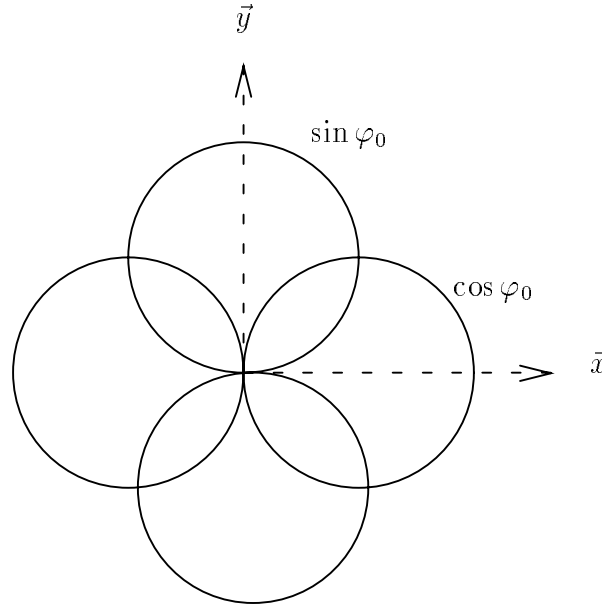
$$\vec{k} \begin{cases} k_x &= k \cos \varphi_0 \\ k_y &= k \sin \varphi_0 \\ k_z &= 0 \end{cases}$$

en fonction de ses coordonnées cylindriques $\vec{k}(k, \varphi_0, z \equiv 0)$. Cette onde plane induit un signal de pression décrit par:

$$p(r, \varphi, z = 0) \equiv p(r, \varphi) = a e^{j k r \cos(\varphi - \varphi_0)} \quad (7.1)$$

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, moyenner 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:

$$\mathbf{u}_i^T = a[1 \quad \sqrt{2} \cos(\varphi_i) \quad \sqrt{2} \sin(\varphi_i) \quad \cdots \quad \sqrt{2} \cos(M\varphi_i) \quad \sqrt{2} \sin(M\varphi_i) \quad \cdots \quad \sqrt{2} \cos(M\varphi_i) \quad \sqrt{2} \sin(M\varphi_i)] \quad (7.10)$$

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):

$$\mathbf{g} = \mathbf{U}_{p\text{inv}}^T \mathbf{u} \quad (7.12)$$

où la matrice $\mathbf{U}_{p\text{inv}}^T$ désigne la matrice pseudo-inverse de \mathbf{U} qui est donnée par [Daniel *et al.*, 1998]:

$$\mathbf{U}_{p\text{inv}} = \mathbf{U}^T (\mathbf{U} \mathbf{U}^T)^{-1} \quad (7.13)$$

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:

$$\varphi_i = i \frac{2\pi}{N_d}, \quad i = [1, \cdots, N_d] \quad , \quad (7.14)$$

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 matriçage (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:

$$\begin{aligned} \mathbf{u}^T = & a \begin{bmatrix} \sqrt{3}P_1^0(\cos\theta_0) & \sqrt{3}\cos(\varphi_0)P_1^1(\cos\theta_0) & \sqrt{3}\sin(\varphi_0)P_1^1(\cos\theta_0) \\ \sqrt{5}P_2^0(\cos\theta_0) & \sqrt{\frac{5}{3}}\cos(\varphi_0)P_2^1(\cos\theta_0) & \sqrt{\frac{5}{3}}\sin(\varphi_0)P_2^1(\cos\theta_0) \\ \sqrt{\frac{5}{12}}\cos(2\varphi_0)P_2^2(\cos\theta_0) & \sqrt{\frac{5}{12}}\sin(2\varphi_0)P_2^2(\cos\theta_0) & \dots \\ \sqrt{\epsilon_n(2m+1)\frac{(m-n)!}{(m+n)!}}\cos(n\varphi_0)P_m^n(\cos\theta_0) \\ \sqrt{\epsilon_n(2m+1)\frac{(m-n)!}{(m+n)!}}\sin(n\varphi_0)P_m^n(\cos\theta_0) & \dots \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (7.21)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{v}^T = & \begin{bmatrix} j_0(kr) & j\sqrt{3}P_1^0(\cos\theta) & j_1(kr) & j\sqrt{3}\cos(\varphi)P_1^1(\cos\theta) & j_1(kr) & j\sqrt{3}\sin(\varphi)P_1^1(\cos\theta) & j_1(kr) \\ j^2\sqrt{5}P_2^0(\cos\theta) & j_2(kr) & j^2\sqrt{\frac{5}{3}}\cos(\varphi)P_2^1(\cos\theta) & j_2(kr) & j^2\sqrt{\frac{5}{3}}\sin(\varphi)P_2^1(\cos\theta) & j_2(kr) \\ j^2\sqrt{\frac{5}{12}}\cos(2\varphi)P_2^2(\cos\theta) & j_2(kr) & j^2\sqrt{\frac{5}{12}}\sin(2\varphi)P_2^2(\cos\theta) & j_2(kr) & \dots \\ j^m\sqrt{\epsilon_n(2m+1)\frac{(m-n)!}{(m+n)!}}\cos(n\varphi)P_m^n(\cos\theta) & j_m(kr) \\ j^m\sqrt{\epsilon_n(2m+1)\frac{(m-n)!}{(m+n)!}}\sin(n\varphi)P_m^n(\cos\theta) & j_m(kr) & \dots \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (7.22)$$

Le terme ϵ_n est facteur de Neumann [Morse & Feshback, 1953]:

$$\epsilon_n = \begin{cases} 1 & \text{si } n = 0 \\ 2 & \text{si } n \geq 1 \end{cases} \quad (7.23)$$

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:

$$\begin{cases} u_0 = a \\ u_1 = a\sqrt{3}\cos\varphi_0P_1^1(\cos\theta_0) = a\sqrt{3}\cos\varphi_0\sin\theta_0 \\ u_2 = a\sqrt{3}\sin\varphi_0P_1^1(\cos\theta_0) = a\sqrt{3}\sin\varphi_0\sin\theta_0 \\ u_3 = a\sqrt{3}P_0^1(\cos\theta_0) = a\sqrt{3}\cos\theta_0 \end{cases}$$

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:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{u}^T = & a[1 \quad \sqrt{3}P_1^0(\cos \theta_0) \quad \sqrt{3}\cos(\varphi_0)P_1^1(\cos \theta_0) \quad \sqrt{3}\sin(\varphi_0)P_1^1(\cos \theta_0) \\
 & \sqrt{5}P_2^0(\cos \theta_0) \quad \sqrt{\frac{5}{3}}\cos(\varphi_0)P_2^1(\cos \theta_0) \quad \sqrt{\frac{5}{3}}\sin(\varphi_0)P_2^1(\cos \theta_0) \\
 & \sqrt{\frac{5}{12}}\cos(2\varphi_0)P_2^2(\cos \theta_0) \quad \sqrt{\frac{5}{12}}\sin(2\varphi_0)P_2^2(\cos \theta_0) \quad \dots \\
 & \sqrt{\epsilon_n(2m+1)\frac{(m-n)!}{(m+n)!}}\cos(n\varphi_0)P_m^n(\cos \theta_0) \\
 & \sqrt{\epsilon_n(2m+1)\frac{(m-n)!}{(m+n)!}}\sin(n\varphi_0)P_m^n(\cos \theta_0) \quad \dots \\
 & \sqrt{\frac{2(2M+1)}{(2M)!}}\cos(M\varphi_0)P_M^M(\cos \theta_0) \\
 & \sqrt{\frac{2(2M+1)}{(2M)!}}\sin(M\varphi_0)P_M^M(\cos \theta_0) \quad]
 \end{aligned} \tag{7.24}$$

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:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{u}_i^T = & a[1 \quad \sqrt{3}P_1^0(\cos \theta_i) \quad \sqrt{3}\cos(\varphi_i)P_1^1(\cos \theta_i) \quad \sqrt{3}\sin(\varphi_i)P_1^1(\cos \theta_i) \\
 & \sqrt{5}P_2^0(\cos \theta_i) \quad \sqrt{\frac{5}{3}}\cos(\varphi_i)P_2^1(\cos \theta_i) \quad \sqrt{\frac{5}{3}}\sin(\varphi_i)P_2^1(\cos \theta_i) \\
 & \sqrt{\frac{5}{12}}\cos(2\varphi_i)P_2^2(\cos \theta_i) \quad \sqrt{\frac{5}{12}}\sin(2\varphi_i)P_2^2(\cos \theta_i) \quad \dots \\
 & \sqrt{\epsilon_n(2m+1)\frac{(m-n)!}{(m+n)!}}\cos(n\varphi_i)P_m^n(\cos \theta_i) \\
 & \sqrt{\epsilon_n(2m+1)\frac{(m-n)!}{(m+n)!}}\sin(n\varphi_i)P_m^n(\cos \theta_i) \quad \dots] \\
 & \sqrt{\frac{2(2M+1)}{(2M)!}}\cos(M\varphi_i)P_M^M(\cos \theta_i) \\
 & \sqrt{\frac{2(2M+1)}{(2M)!}}\sin(M\varphi_i)P_M^M(\cos \theta_i) \quad]
 \end{aligned}$$

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):

$$p(\vec{r}, \omega) = \iint_{\partial \Omega_S} \left[\vec{\nabla} p_0 \cdot \vec{n} - \cos \alpha \left(1 + jkR \right) \frac{p_0}{R} \right] \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dS \quad (7.39)$$

Si on considère une distribution de sources secondaires sur la surface $\partial \Omega_S$ d'une sphère de rayon r_S , elle s'écrit:

$$p(\vec{r}, \omega) = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \left[\frac{\partial p_0}{\partial r_S} - \cos \alpha \left(1 + jkR \right) \frac{p_0}{R} \right] \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} r_S^2 \sin \theta_S d\theta_S d\varphi_S \quad (7.40)$$

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):

$$p(\vec{r}, \omega) = \sqrt{\frac{2\pi}{jk}} \int_0^{2\pi} \left[\frac{\partial p_0}{\partial r_S} - \cos \alpha \left(1 + jkR \right) \frac{p_0}{R} \right] \frac{e^{-jkR}}{4\pi\sqrt{R}} r_S d\varphi_S \quad (7.50)$$

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:

$$p(\vec{r}, \omega) = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{2\pi r_S}{jk}} e^{-jk r_S} \int_0^{2\pi} \left[\frac{\partial p_0}{\partial r_S} + jk p_0 \right] e^{jk r \cos(\varphi - \varphi_0)} d\varphi_S \quad \text{si } r_S \rightarrow +\infty \quad (7.52)$$

Ensuite, on utilise les développements asymptotiques des fonctions de Bessel cylindriques:

$$\lim_{r_S \rightarrow +\infty} [J_m(kr_S)] = \sqrt{\frac{2}{\pi k r_S}} \cos[kr_S - (m + \frac{1}{2})\frac{\pi}{2}] \quad (7.53)$$

$$\lim_{r_S \rightarrow +\infty} \left[\frac{\partial}{\partial r_S} J_m(kr_S) \right] = -\sqrt{\frac{2k}{\pi r_S}} \sin[kr_S - (m + \frac{1}{2})\frac{\pi}{2}] \quad (7.54)$$

D'où:

$$\lim_{r_S \rightarrow +\infty} \left[\frac{\partial p_0}{\partial r_S} + jk p_0 \right] = a \sqrt{\frac{2jk}{\pi r_S}} e^{jk r_S} \left\{ 1 + 2 \sum_{m=1}^M \cos[m(\varphi_0 - \varphi_S)] \right\} \quad (7.55)$$

L'équation de Kirchhoff-Helmholtz (Equ. 7.50) devient finalement:

$$p(\vec{r}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left\{ 1 + 2 \sum_{m=1}^M \cos[m(\varphi_0 - \varphi_S)] \right\} e^{jk r \cos(\varphi - \varphi_0)} d\varphi_S \quad \text{si } r_S \rightarrow +\infty \quad (7.56)$$

et, après discrétisation de la distribution de sources secondaires en N sources placées aux incidences $\varphi_S = \varphi_i$, il vient:

$$p(\vec{r}, \omega) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left\{ 1 + 2 \sum_{m=1}^M \cos[m(\varphi_0 - \varphi_i)] \right\} e^{jk r \cos(\varphi - \varphi_0)} \quad (7.57)$$

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

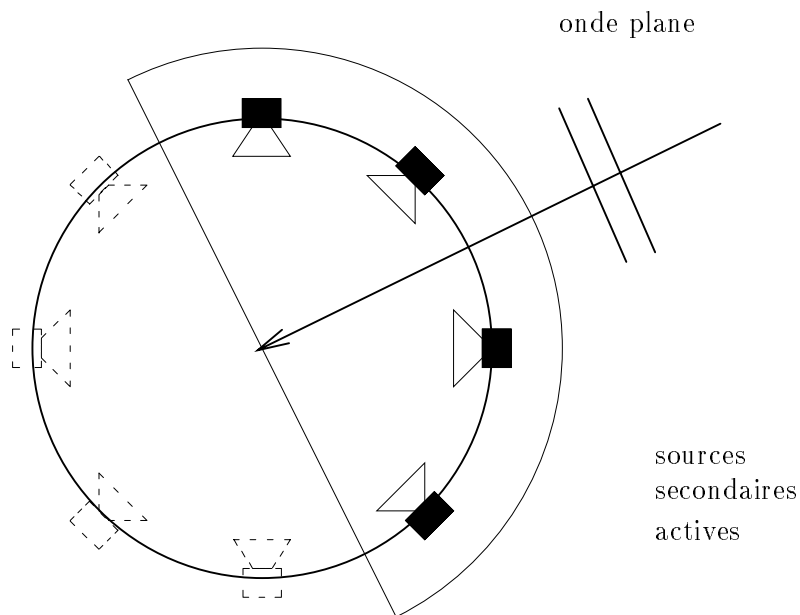


FIG. 7.2 - Pondération du réseau circulaire holophonique

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 monopo-

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.

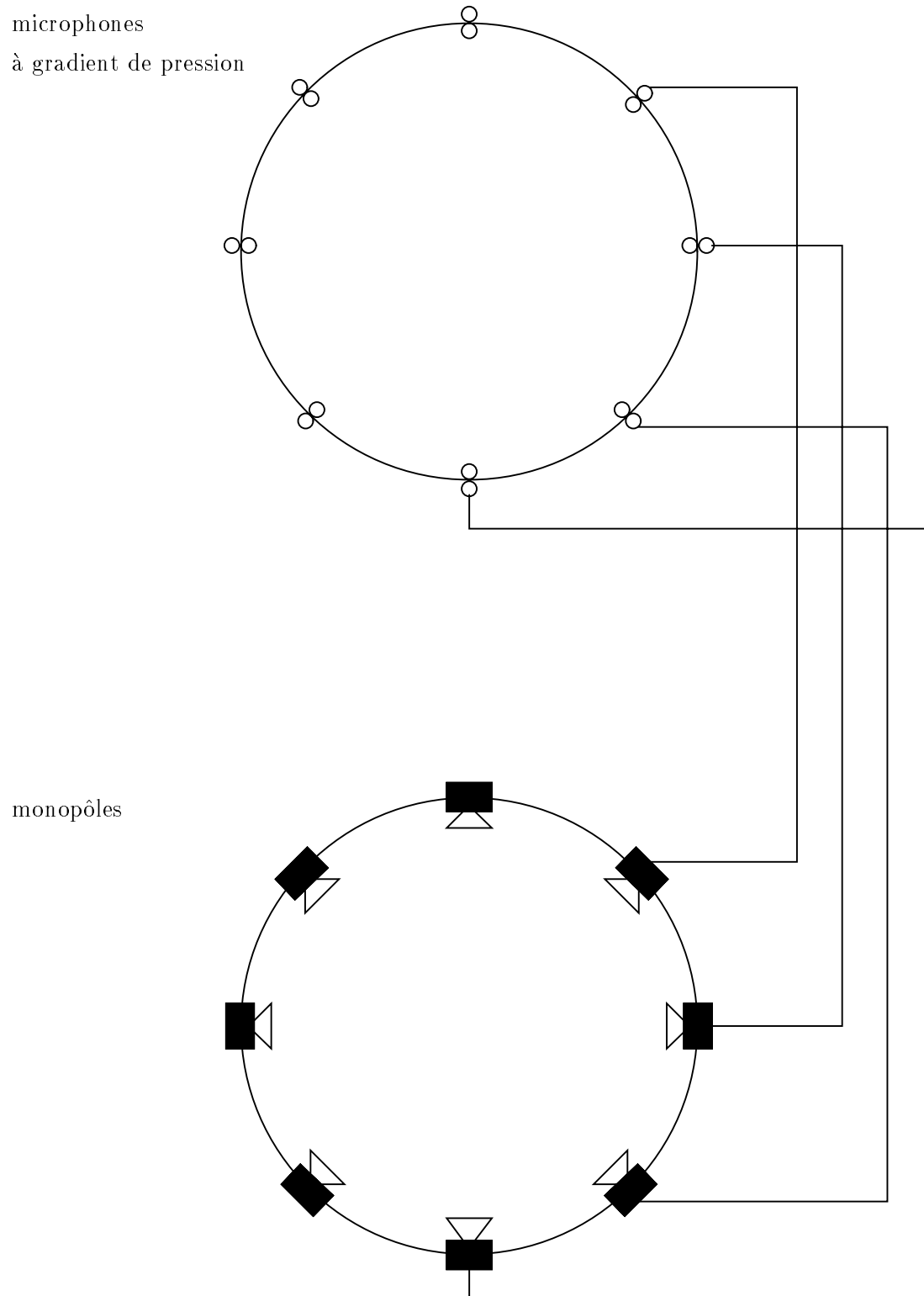


FIG. 7.3 - Holophonie: Principe de la prise et de la restitution du son

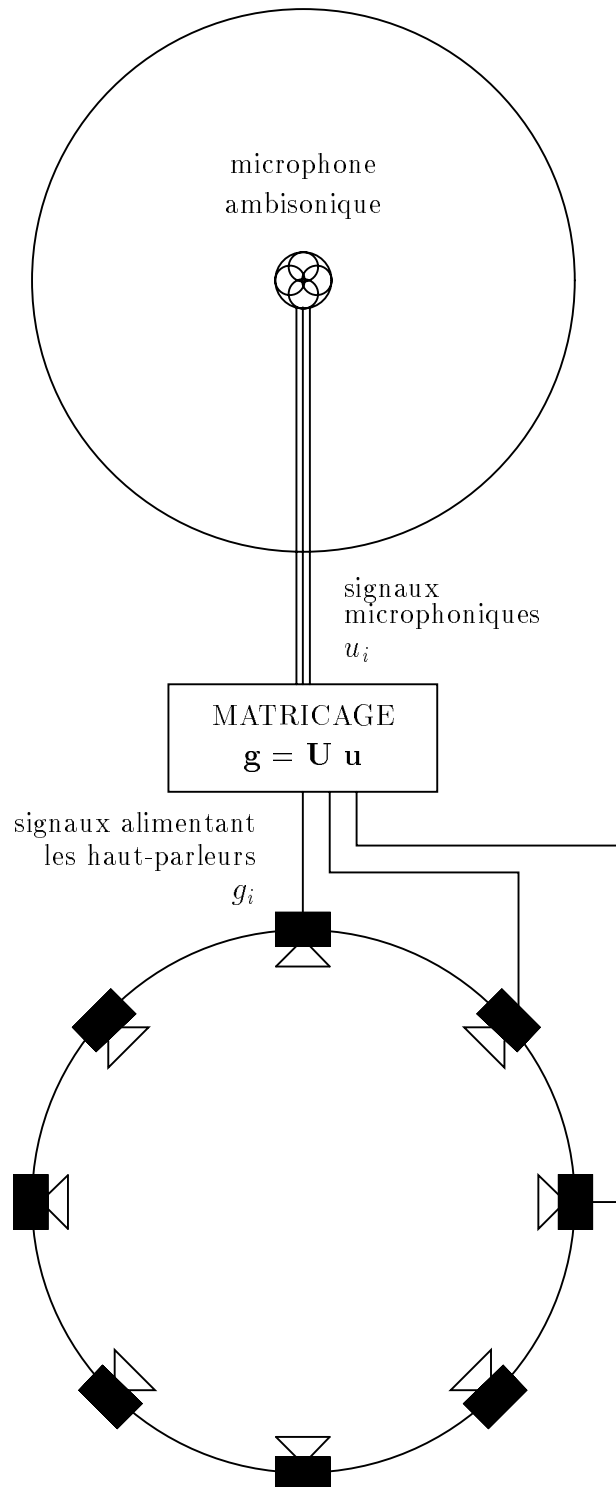


FIG. 7.4 - Système ambisonique: Principe de la prise et de la restitution du son

Pour l'holophonie (cf. Equ. 7.60), les fonctions f , g_r et w sont données par:

$$\begin{cases} fh(\varphi) &= \cos(\varphi - \varphi_0) e^{jkr_0 \cos(\varphi - \varphi_0)} \times \left[\sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(\varphi - i \frac{2\pi}{N}) \right] \\ wh(\varphi) &= \text{Rect}(\frac{\varphi_0}{\pi}) \\ gh_r(\varphi) &= \frac{1}{N} gh_0 \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{\rho}} \end{cases} \quad (7.65)$$

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 :

$$G_r(\chi) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \gamma_{g_m} \delta(\chi - \frac{m}{2\pi}) \quad (7.68)$$

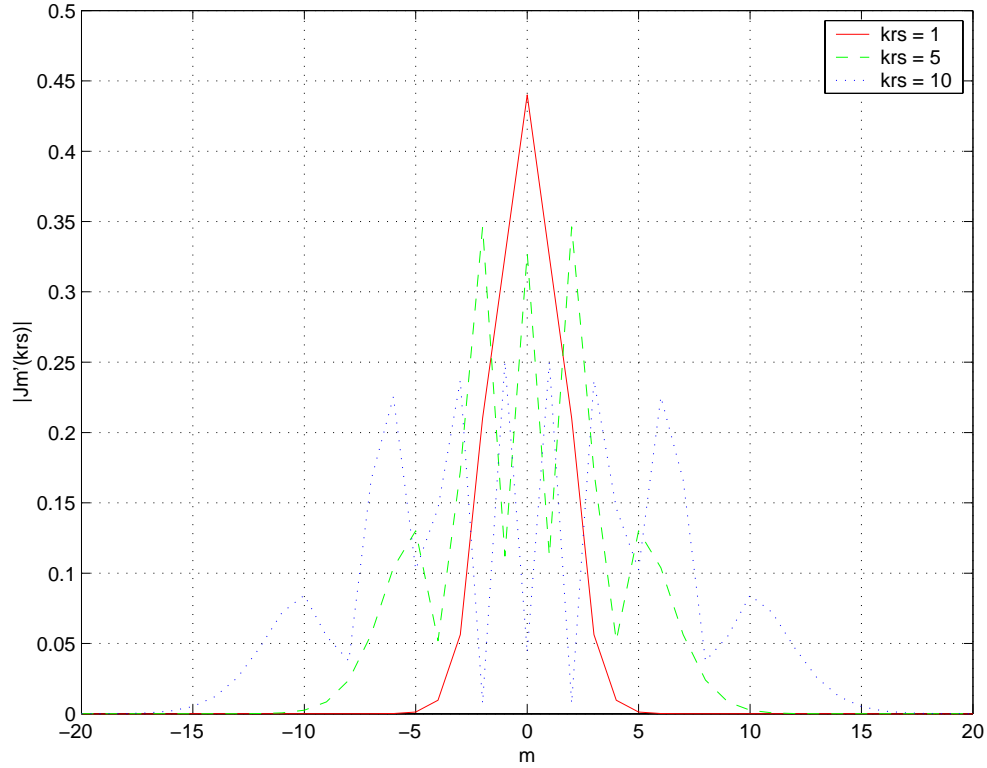
Quant à la fonction d'encodage f , elle est non seulement périodique, mais il s'agit aussi d'une fonction échantillonnée, de sorte que son spectre est à la fois discret et périodique de période:

$$\frac{N}{2\pi} .$$

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:

$$Fho(\chi) = \frac{1}{2\pi} \left[\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \gamma_{ho_m} \delta(\chi - \frac{m}{2\pi}) \right] * \left[\sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(\chi - i \frac{N}{2\pi}) \right] \quad (7.74)$$

avec:

$$\gamma_{ho_m} = j^{|m|} J_{|m|}(kr_S) e^{-jm\varphi_0} \quad (7.75)$$

Par suite, les trois séries de coefficients sont liées par les relations:

$$\begin{cases} \gamma_{h_m} &= j^{|m|-1} J'_{|m|}(kr_S) \gamma_{a_m} \\ \gamma_{ho_m} &= j^{|m|} J_{|m|}(kr_S) \gamma_{a_m} \\ \gamma_{h_m} &= -j \frac{J'_{|m|}(kr_S)}{J_{|m|}(kr_S)} \gamma_{ho_m} \end{cases} \quad (7.76)$$

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:

$$\gamma_{h_n} + \gamma_{ho_m} = j^{|m|} \left[J_{|m|}(kr_S) - j J'_{|m|}(kr_S) \right] e^{-jm\varphi_0} \quad (7.77)$$

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.

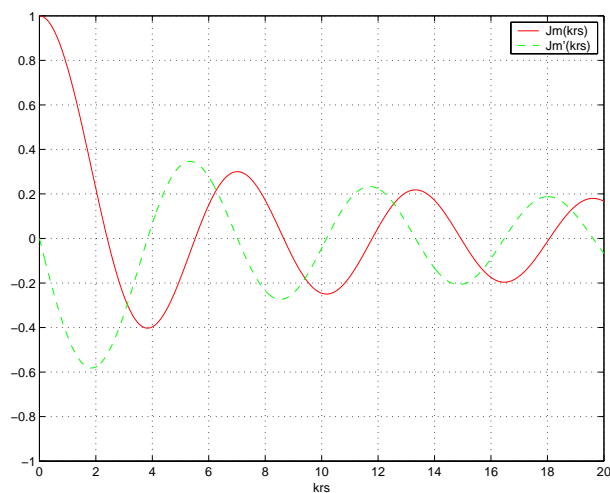
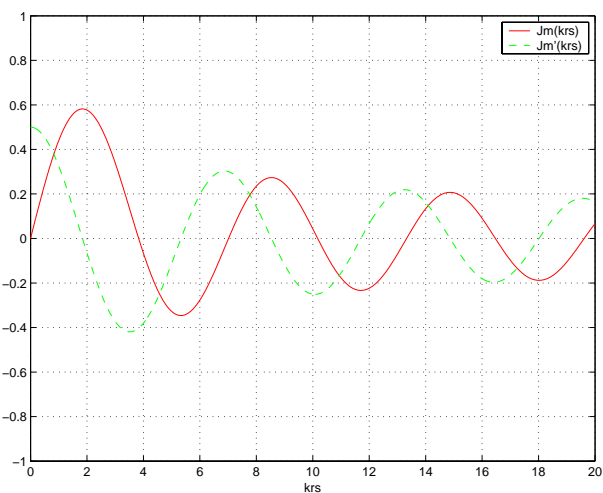
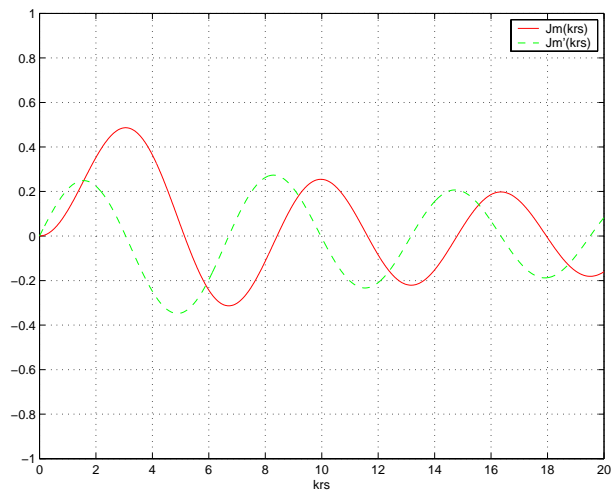

 (a) $m = 0$

 (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.

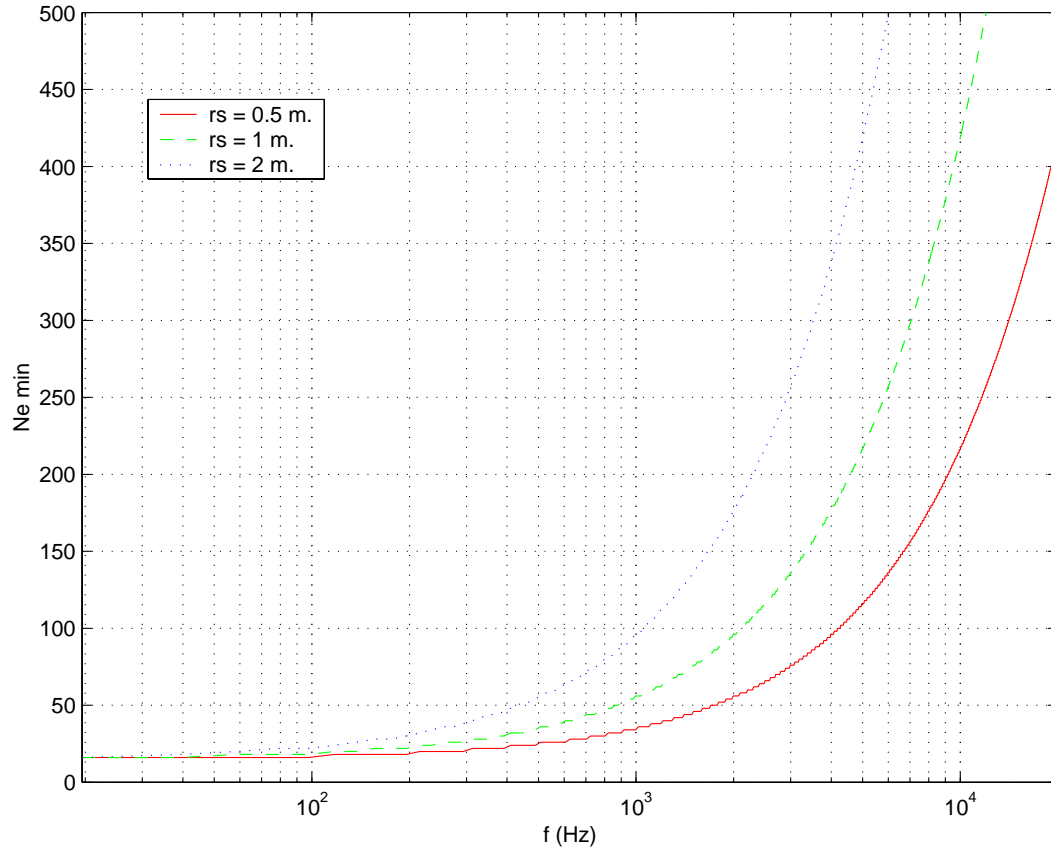


FIG. 7.7 - Prise de son holophonique: Nombre minimal de microphones $N_{e_{min}}$ en fonction de la fréquence f et du rayon r_S de l'antenne microphonique

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 ga_r . Par

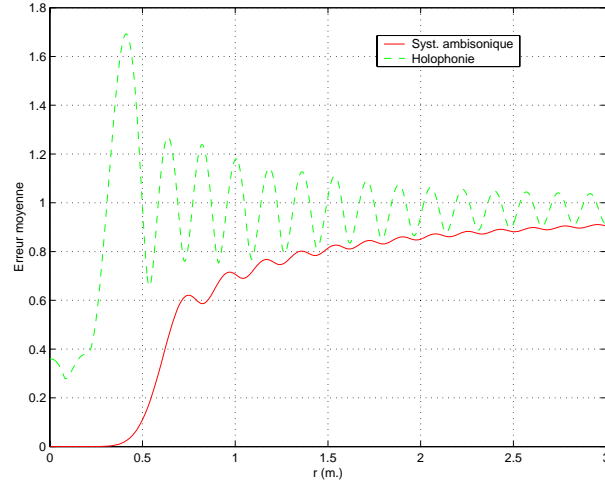
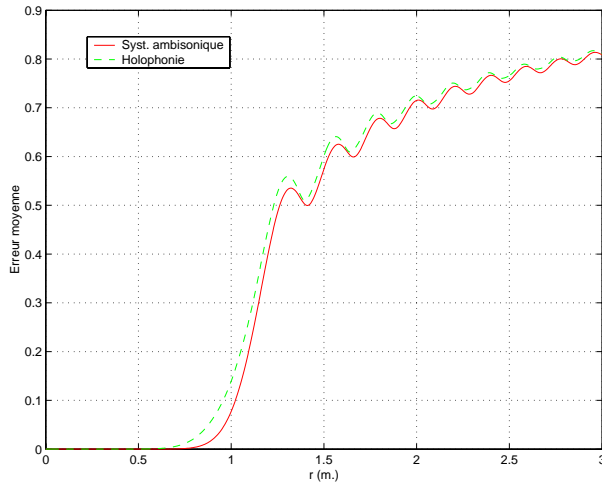
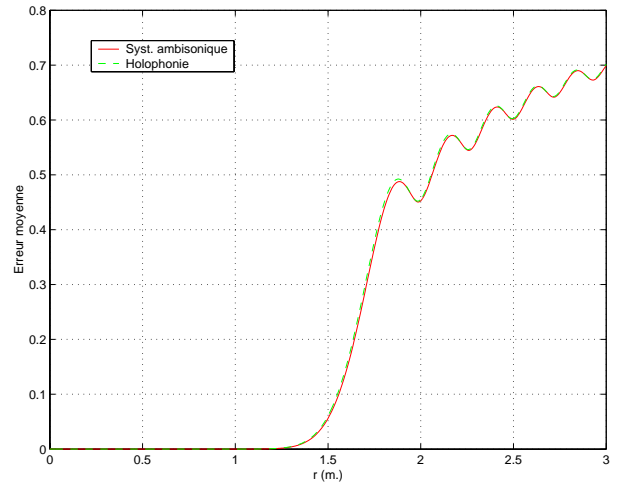

 (a) $N_e = 21$

 (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:

$$\bar{e}(r_{max}) = 0.01$$

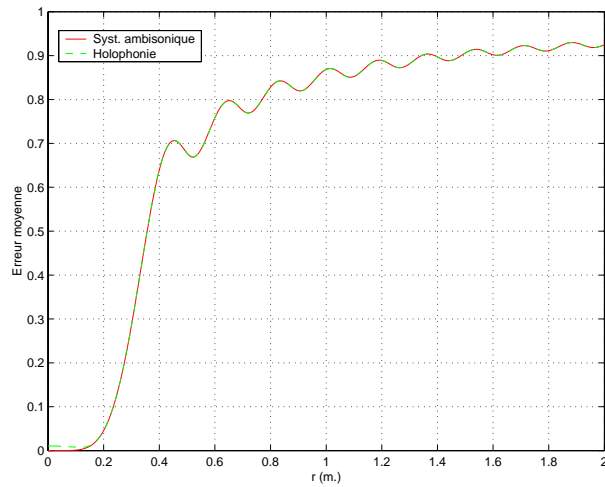
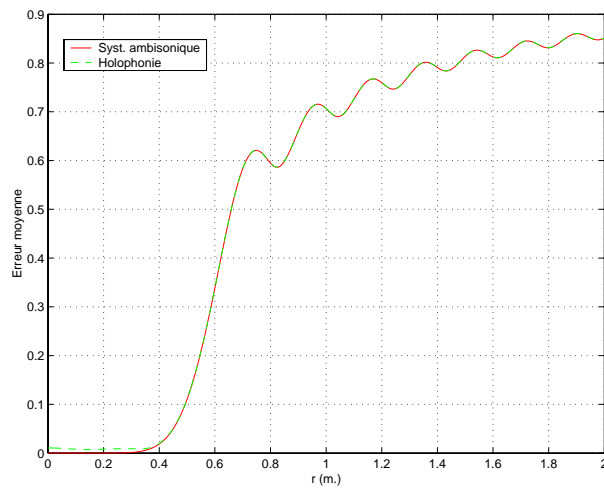
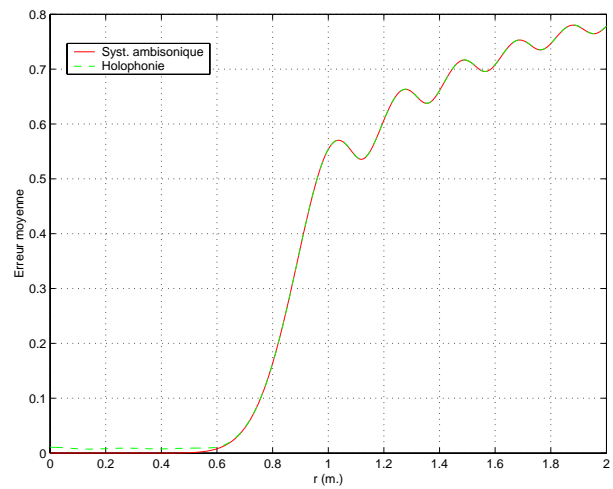

 (a) $N_d = 11$

 (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.)

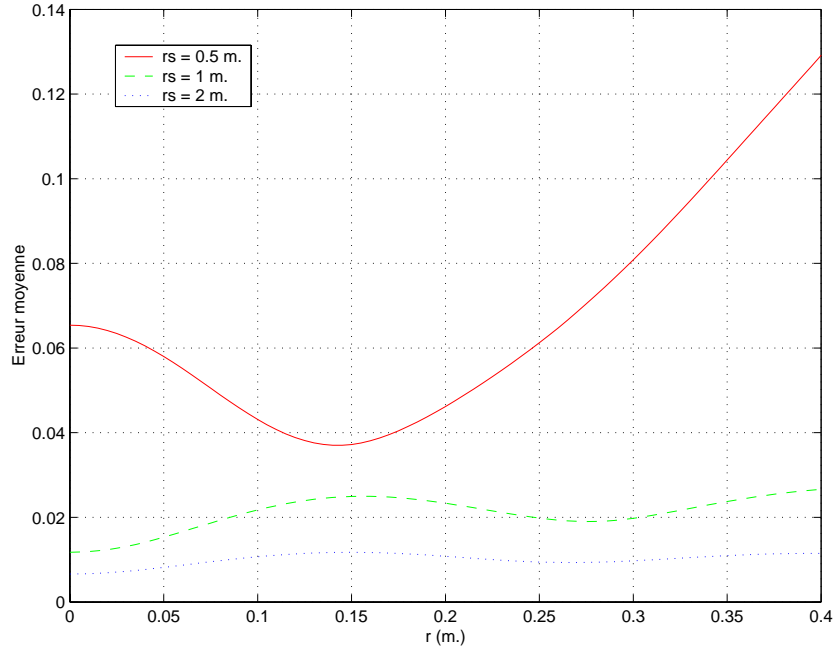
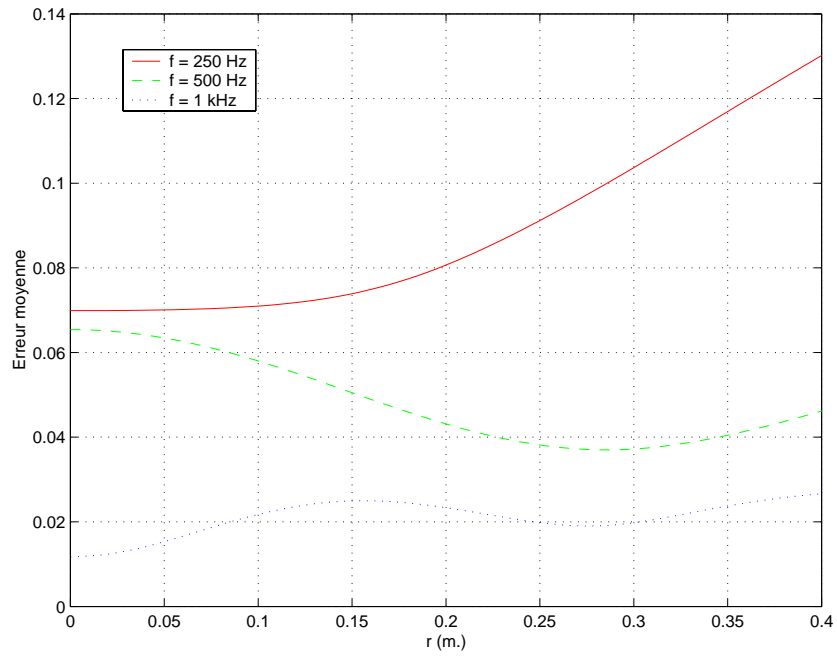

 (a) Influence du rayon r_S ($f = 1$ kHz)

 (b) Influence de la fréquence f ($r_S = 1$ m)

FIG. 7.10 - Erreur de décodage et approximation de la Phase Stationnaire (Holographie): 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 holographique effectuée par une antenne circulaire de rayon r_S , $N_d = 31$ haut-parleurs)

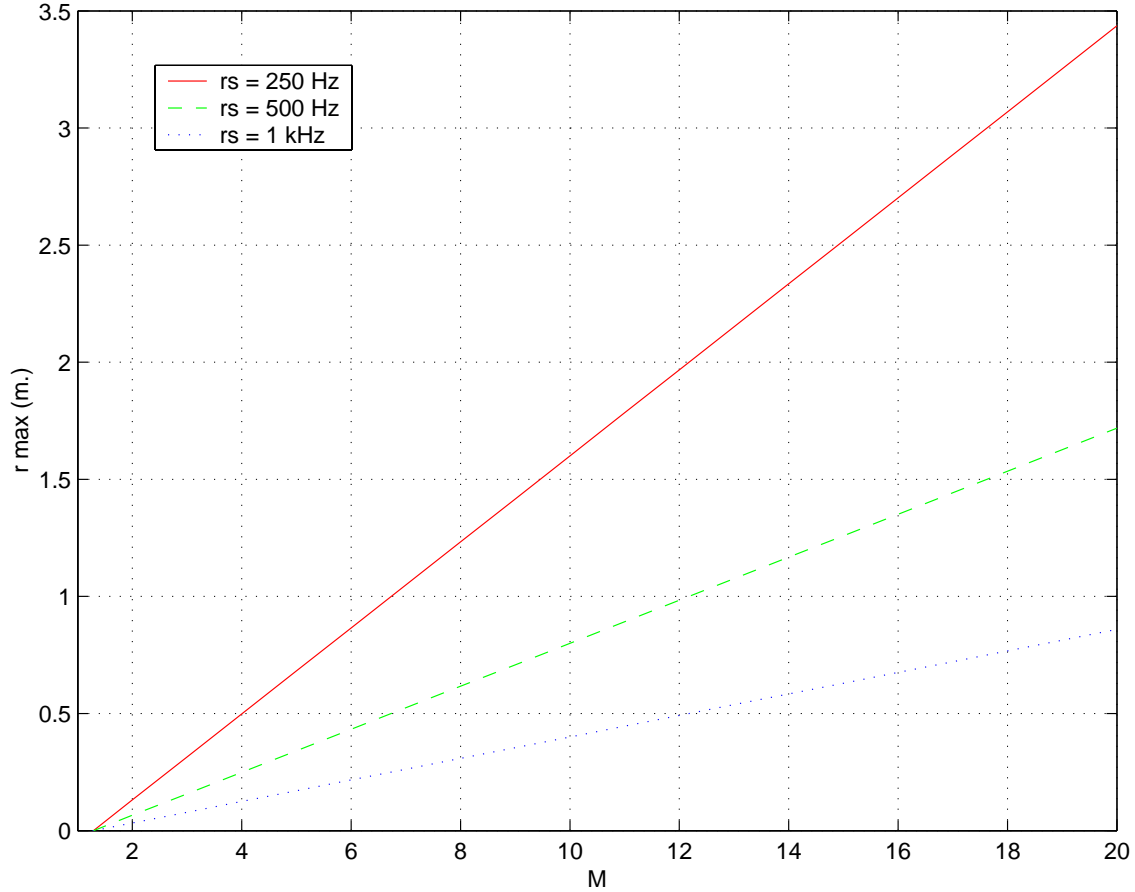


FIG. 7.11 - Rayon r_{max} de la zone de reconstruction correcte en fonction de l'ordre de troncature M de la série d'harmoniques cylindriques

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.

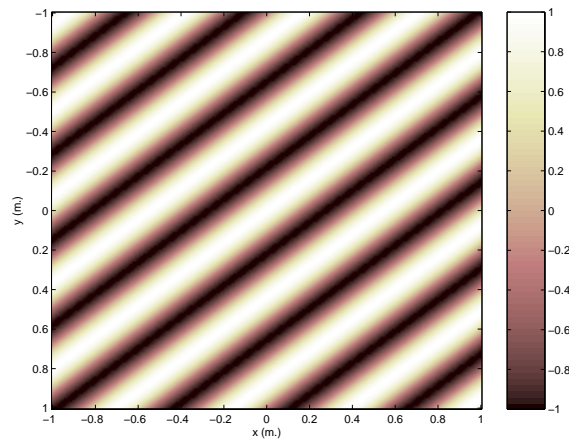
Les figures 7.12, 7.13 et 7.14 montrent comment l'effet de troncature se traduit sur l'onde plane reconstruite évaluée à l'intérieur d'une zone définie par un carré de 2 mètres de côté et centré sur l'origine $\vec{0}[0., 0., 0.]$ correspondant au centre du cercle des haut-parleurs. Plusieurs angles 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 :

$$\varphi_0 = \varphi_i$$

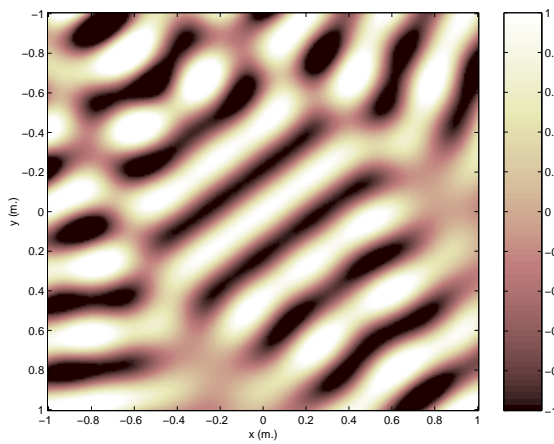
l'effet de troncature disparaît totalement et la reconstruction est parfaite (cf. Fig. 7.12). En effet, dans cette configuration, l'onde plane est reconstituée en alimentant un seul haut-parleur, celui qui est situé dans la direction φ_0 , et, pourvu qu'il soit suffisamment éloigné pour valider l'approximation 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) :

$$\varphi_0 = \frac{\varphi_i + \varphi_{i+1}}{2}$$

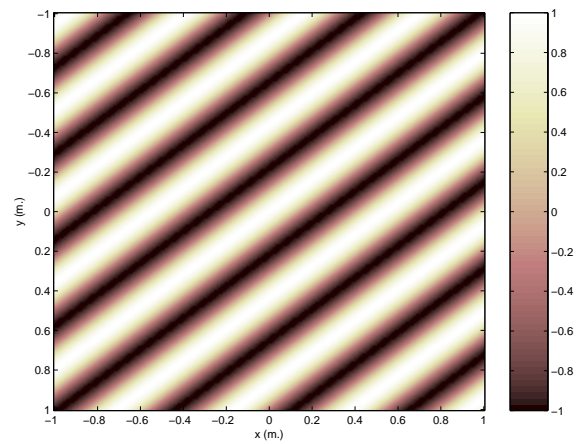
5. En l'occurrence, pour les résultats qui sont présentés ici, les simulations supposent une reconstruction par une onde plane idéale.



(a) Onde plane originale

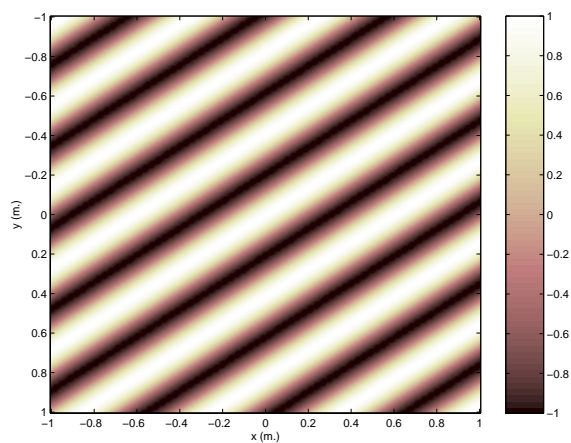


(b) Onde plane reconstruite par l'holophonie

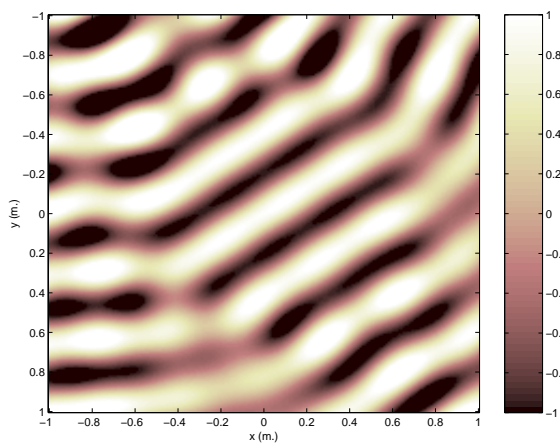


(c) Onde plane reconstruite par le système ambisonique

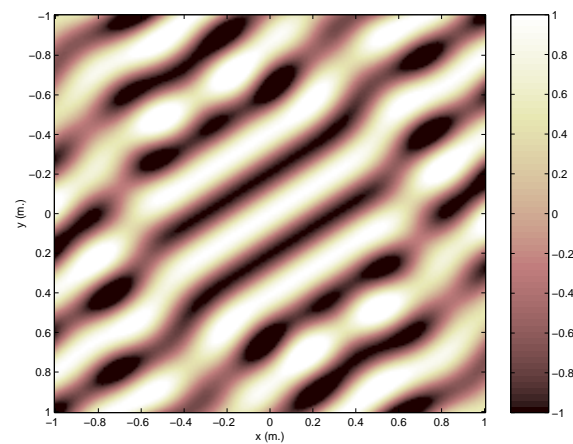
FIG. 7.12 - Effet de troncature sur l'onde synthétisée: Onde plane d'incidence $\varphi_0 = \varphi_4 \simeq 50^\circ$ (onde plane de fréquence $f = 1$ kHz, $N_d = 21$ haut-parleurs, $r_S = 2.5$ m)



(a) Onde plane originale

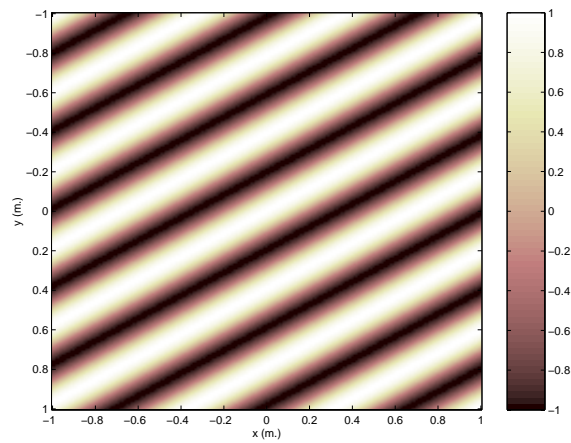


(b) Onde plane reconstruite par l'holophonie

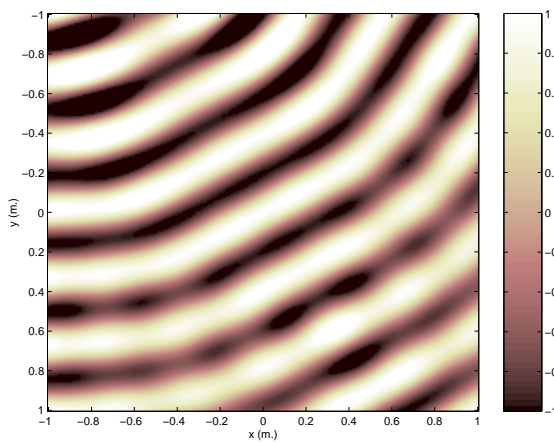


(c) Onde plane reconstruite par le système ambisonique

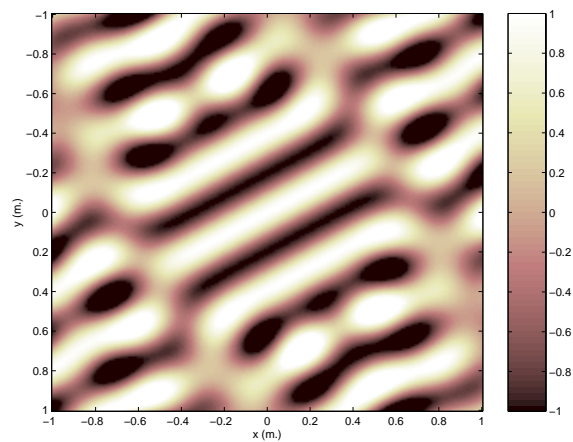
FIG. 7.13 - Effet de troncature sur l'onde synthétisée: Onde plane d'incidence $\varphi_0 \simeq 55^\circ$ (onde plane de fréquence $f = 1$ kHz, $N_d = 21$ haut-parleurs, $r_S = 2.5$ m)



(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

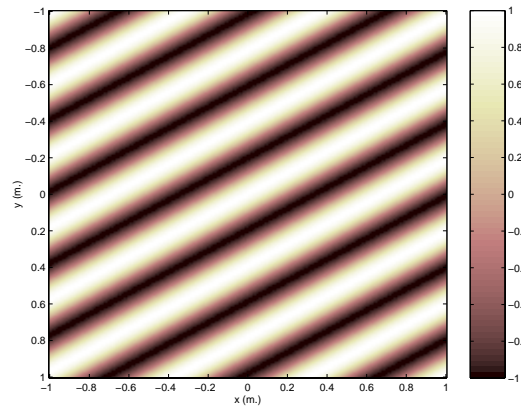
De cette comparaison des performances d'encodage spatial de l'holophonie et du système ambisonique, on retiendra que les deux méthodes offrent des performances comparables, du moins d'un point de vue théorique. L'erreur de décodage est essentiellement dominée par l'effet de troncature de la décomposition 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

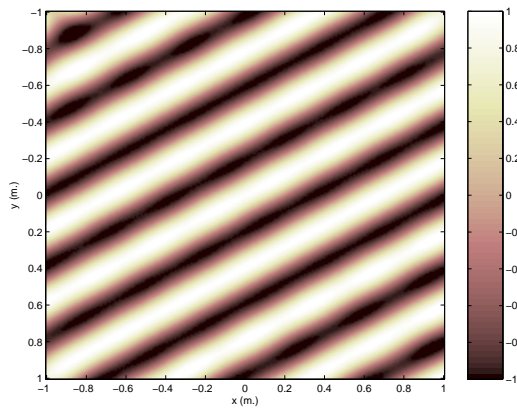
Il ressort de cette analyse comparée des processus de reconstruction de champ acoustique de l'holophonie et du système ambisonique que ce dernier offre de toute évidence l'approche la plus séduisante:

- 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.

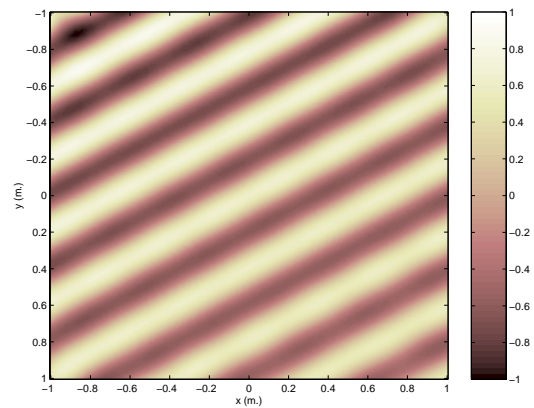
D'un point de vue théorique, le système ambisonique est donc seulement limité par l'ordre de troncature de la série d'harmoniques cylindriques. Cette troncature définit la taille de la zone d'écoute valide. Cependant, on se rend compte qu'en pratique, sa mise en œuvre soulève de sérieuses difficultés. 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'accepter les hautes



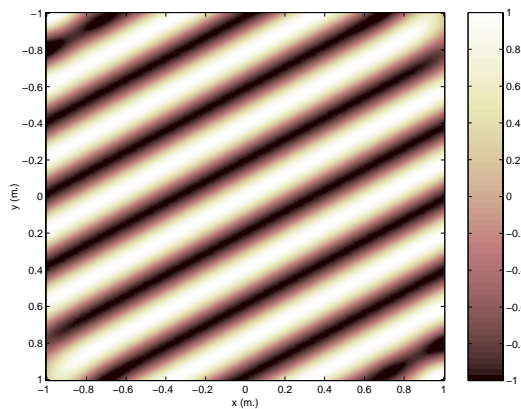
(a) Onde plane originale



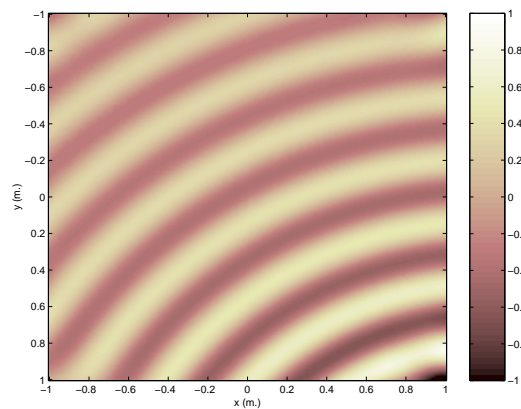
(b) Holophonie: sources théoriques



(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. & FESHBACH 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 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 $\varphi_0 = \frac{\varphi_4 + \varphi_5}{2} = 60^\circ$ (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 |
