

N° d'ordre : 99-46

ANNÉE 1999

THÈSE

présentée devant
ÉCOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir
le titre de DOCTEUR
SPÉCIALITÉ ACOUSTIQUE

par

Julie WASIER

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES EFFETS D'UNE FRONTIÈRE SUR LA PROPAGATION DES ONDES ACOUSTIQUES À TRAVERS UNE TURBULENCE THERMIQUE

Soutenue le 15 Novembre 1999 devant la Commission d'Examen

JURY

Mr	C. BAUDET (Rapporteur)
Mr	M. BERENGIER
Mr	Ph. BLANC-BENON
Mr	J.N. GENCE (Président)
Mme	D. HABAULT (Rapporteur)
Mr	D. JUVE
Mr	V. OSTASHEV

Remerciements

Cette étude a été menée au Laboratoire de Mécanique des Fluides et Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon, Unité Mixte de Recherche associée au CNRS 5509.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur D. Juvé, Directeur du Département de Mécanique des Fluides, Acoustique et Energétique de l'Ecole Centrale de Lyon, pour m'avoir accueillie au sein de son équipe ainsi que pour l'intérêt constant qu'il a porté à cette étude.

Je remercie tout particulièrement Madame D. Habault, Directeur de Recherche CNRS au Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique de Marseille et Monsieur C. Baudet, Professeur au Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels de Grenoble, pour m'avoir fait l'honneur de juger ce travail en qualité de rapporteurs.

Mes remerciements s'adressent aussi à Monsieur M. Bérengier, Directeur de Recherche au Laboratoire Central des Ponts et Chaussées de Nantes, qui a examiné ce travail avec attention et m'a fait l'honneur de participer à ce jury.

Je voudrais également exprimer toute ma gratitude à Monsieur le Professeur V. Ostashev pour les discussions très enrichissantes que nous avons eues lors de ses visites au laboratoire.

J'adresse également mes plus sincères remerciements ainsi que toute ma sympathie à Monsieur J.N. Gence, Professeur à l'Ecole Centrale de Lyon, à qui je dois mon intégration au Centre Acoustique. Sa participation au jury en tant que président est vraiment un grand honneur.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur Ph. Blanc-Benon, Directeur de Recherche CNRS à l'Ecole Centrale de Lyon, qui a assumé la direction de cette thèse et m'a fait profiter, tout au long de ces trois années, de son expérience et de ses compétences scientifiques aussi bien dans le domaine théorique qu'expérimental. Je le remercie de m'avoir fait confiance.

Je tiens à remercier tout particulièrement Messieurs A. Louisot et P. Roland pour leur aide précieuse lors des campagnes de mesure. Sans leur constante disponibilité, leur savoir-faire et leur gentillesse, les résultats expérimentaux de cette thèse ne seraient probablement pas ce qu'ils sont.

Enfin je tiens à remercier l'ensemble du personnel du laboratoire, enseignants et thésards, pour leur accueil et leur convivialité.

Je ne saurais oublier les êtres qui me sont chers et sans qui rien n'aurait été possible: David, ma mère, mon frère, mes oncles et tantes et surtout ma grand-mère. Je les remercie du fond du coeur de m'avoir soutenue dans les moments difficiles qui ont jalonné cette thèse. Qu'ils sachent que leur présence lors de ma soutenance fut un immense bonheur.

Un grand merci aussi à Gilles, Gaëlle, Bénédicte, Bertrand, Sandrine, Alain, Stan, Sophie, Pascal de s'être associés à cette fête.

Résumé

Les ondes acoustiques qui se propagent dans un milieu turbulent subissent d'importantes perturbations dues aux fluctuations aléatoires du milieu de propagation. De nombreuses mesures réalisées dans l'atmosphère ont permis de mettre en évidence l'influence de la turbulence sur la propagation du son au voisinage d'un sol. On observe des modifications du régime d'interférence lié à l'existence d'ondes directes et d'ondes réfléchies par le sol ainsi que des variations de niveaux acoustiques importantes. La turbulence atmosphérique est aussi à l'origine d'une augmentation des niveaux sonores dans la zone d'ombre acoustique qui se forme en présence d'un gradient vertical de célérité du son négatif. Notons que dans l'ensemble des expériences réalisées en extérieur, il est difficile de dissocier les effets des différents phénomènes qui interviennent (gradients de vitesse du vent, de température, fluctuations de température et de vitesse...). Un dispositif expérimental en laboratoire a donc été mis au point afin de réaliser des essais reproductibles dans des conditions où la turbulence serait contrôlée. Des études précédentes dans la chambre anéchoïque de l'ECL ont montré qu'il était possible de simuler l'influence d'une turbulence thermique sur la propagation des ondes acoustiques en espace libre en travaillant dans l'air au dessus d'une grille chauffante. L'installation existante a donc été modifiée de façon à prendre en compte les effets d'une frontière. Deux types de frontière ont été envisagés:

- une paroi plane de façon à étudier le réseau d'interférences lié à l'existence d'une onde directe et d'une onde réfléchi par la paroi
- une paroi courbe pour modéliser un gradient de célérité du son et étudier les phénomènes de diffusion dans la zone d'ombre acoustique ainsi créée

Pour chaque configuration, des mesures du niveau sonore moyen et des fluctuations sonores ont été effectuées. Ceci nous a donc conduit à étudier les moments d'ordre 2 et 4 du champ de pression acoustique. Les résultats expérimentaux ont ensuite été comparés à des résultats de simulations numériques obtenues à l'aide d'un modèle statistique de résolution des équations de propagation, développé au Laboratoire. Dans ce modèle, les fluctuations de température sont obtenues par synthèse de modes de Fourier aléatoires et le milieu de propagation est alors représenté par un ensemble de réalisations indépendantes. Pour chacune d'entre elles, le champ de pression acoustique est obtenu en résolvant une équation de propagation de type parabolique. En ce qui concerne la configuration paroi plane, les comparaisons calcul-mesures se sont avérées satisfaisantes, pour une large gamme de fréquences acoustiques. Concernant la configuration paroi courbe, les comparaisons dans le cas sans turbulence sont excellentes. Ceci nous a donc permis de valider l'analogie existant entre la propagation du son dans une atmosphère réfractive et la diffusion du son par une surface courbe. Notons, que nous avons clairement mis en évidence les effets de diffusion du son par la turbulence dans la zone d'ombre acoustique ce qui valide les observations faites lors des campagnes de mesure en extérieur.

Abstract

Acoustic waves propagating through turbulent media are significantly affected by the random inhomogeneities (temperature, velocity..) occurring along the propagation path. Outdoor experiments have established the influence of atmospheric turbulence on sound propagation near the ground. In particular, it was shown that turbulence affects the interference pattern due to the existence of direct and reflected waves and changes the sound pressure level. In addition, turbulence increases sound pressure levels in the shadow zone created by an upward refracting atmosphere. However, the uncertainties with regard to meteorological parameter, namely the velocity and temperature gradients, make it critical to assess their individual influences on sound pressure level. We therefore decided to make a laboratory experiment in which the turbulence could be perfectly controlled. Several investigations showed it was possible to simulate the influence of thermal turbulence on acoustical wave propagation in free space by using a heated grid in air. The existing installation was modified to take the effect of a boundary into account. Two types of boundary were considered:

- a plane boundary to study the interference pattern due to the existence of a direct and a reflected wave
- a curved boundary to simulate an upward refracting atmosphere and study the sound scattering by turbulence into an acoustic shadow zone.

For each case, mean sound pressure levels and sound pressure fluctuations were measured. It leads us to characterize the second and fourth order moments of the sound pressure and the probability density. In addition, a numerical model based on a wide-angle parabolic equation has been used to predict the acoustic field measured in our experiments. In this statistical model, developed at the LMFA, the turbulence is represented as a set of independent realizations generated by the superposition of random Fourier modes. In the case of a plane boundary, the experimental data were compared with numerical results and a new theoretical model developed by Ostashev et al. There is good agreement between theory and measurements over a wide range of propagation distances and for a large frequency range. In the case of a curved boundary, the experiment without turbulence validate the analogy between the propagation above a curved surface and the propagation in a upward refractive atmosphere. Sound pressure level measurements with turbulence clearly underline the sound scattering by turbulence into the acoustic shadow zone; and the fourth order moment data suggest that the scattered field in the acoustic shadow is dominated by contributions from a small region close to the limiting ray.

Sommaire

Introduction	5
1 Propagation du son dans l'atmosphère au voisinage du sol	7
1.1 Les mesures en extérieur de G. Daigle et al.	8
1.2 Mesures en laboratoire: modélisation d'un gradient de célérité du son	10
1.2.1 Analogie entre les problèmes de réfraction dans l'atmosphère et la diffraction par des surfaces courbes	10
1.2.2 Etudes expérimentales de la propagation du son au voisinage de surfaces convexes	11
2 Modèles analytiques: extension aux milieux turbulents	17
2.1 La méthode des images	18
2.2 Analyse de G. Daigle	19
2.3 Analyse de S.F. Clifford et J. Lataitis	21
2.4 Analyse de V. Ostashev	22
3 Simulation numérique de la propagation du son dans un milieu turbulent	27
3.1 L'équation parabolique	28
3.2 Les méthodes de résolution numérique	29
3.2.1 Résolution par transformée de Fourier rapide	29
3.2.2 Résolution par méthode Split-Step Padé	30
3.3 Modélisation du milieu turbulent	32
3.3.1 Modélisation de la turbulence thermique par synthèse de modes de Fourier aléatoires	32
3.3.2 Modélisation du spectre des fluctuations d'indice de réfraction	34
3.3.3 Section efficace de diffusion	35
4 Dispositif expérimental	
Caractérisation de la turbulence thermique	39
4.1 Conception du dispositif expérimental	40
4.1.1 Cas de la propagation dans la région de "ligne de vue"	42
4.1.2 Cas de la propagation dans les zones d'ombre	44
4.2 Caractérisation du champ thermique fluctuant	44
4.2.1 Profils de température	45

4.2.2	Spectres unidimensionnels des fluctuations de température et échelles de corrélations spatiales	47
4.3	Traitement des signaux	51
4.3.1	Description des signaux	51
4.3.2	Traitement des signaux	53
5	Propagation du son au voisinage d'une paroi plane	57
5.1	Propagation au voisinage d'une paroi plane rigide	58
5.1.1	Résultats expérimentaux sur les niveaux sonores moyens	63
5.1.2	Comparaison avec les prédictions numériques	65
5.2	Propagation au voisinage d'une paroi plane avec impédance	74
5.2.1	Résultats expérimentaux sur les niveaux sonores moyens	74
5.2.2	Comparaison avec les prédictions numériques	74
5.3	Fluctuations de niveau sonore	81
6	Propagation du son au voisinage d'une paroi courbe	99
6.1	Rappel sur la configuration expérimentale	100
6.2	Résultats expérimentaux sur les niveaux sonores moyens	101
6.2.1	Niveaux sonores moyens mesurés sans turbulence	101
6.2.2	Influence de la turbulence sur les niveaux sonores moyens	110
6.2.3	Influence de la hauteur de la source	111
6.3	Comparaison avec les prédictions numériques	115
6.3.1	Validation de l'analogie diffraction par une paroi courbe-propagation dans une atmosphère réfractive	116
6.3.2	Comparaison des niveaux sonores moyens avec turbulence	116
6.4	Résultats expérimentaux sur les fluctuations des niveaux sonores moyens	122
	Conclusion	135
	Annexes	137
	A Photographies des différentes configurations expérimentales	137
	B Variance du log-amplitude et de la phase du champ de pression dans l'approximation de Rytov	141
B.1	La méthode de Rytov	141
B.2	Cas d'une onde sphérique	142
B.2.1	Fonctions de corrélation des fluctuations du log-amplitude et de phase	143
B.2.2	Variance du log-amplitude et de la phase	143
B.3	Cas d'un faisceau collimaté gaussien	143
B.3.1	Fonctions de corrélation des fluctuations du log-amplitude et de phase	144
B.3.2	Variance du log-amplitude et de la phase	146
B.4	Comparaisons dans le cas des fluctuations d'indice modélisées par un spectre de von Karman	146

C Résultats complémentaires sur les niveaux sonores relatifs moyens mesurés au voisinage d'une paroi plane	147
C.1 Résultats sur la paroi plane rigide	147
C.2 Résultats sur la paroi plane absorbante	154
D Fluctuations du niveau sonore au voisinage de la paroi plane	159
E Niveaux sonores moyens mesurés au voisinage d'une paroi courbe	169
Bibliographie	183

Introduction

La propagation des ondes acoustiques en milieu turbulent est un sujet dont les applications sont multiples en acoustique aérienne. Les principaux objectifs poursuivis sont la prévision des niveaux sonores engendrés par une source de bruit connue, la localisation d'une source de bruit ou l'utilisation de l'onde acoustique comme moyen de détection et de transmission d'informations.

Depuis une cinquantaine d'années, de nombreux essais ont été réalisés *in situ* en propagation atmosphérique. Cependant le nombre élevés de paramètres mis en jeu (fluctuations de température, de vitesse, existence de gradients thermiques et cinématiques, présence d'obstacles..) ainsi que le manque de maîtrise des conditions expérimentales rendent leur interprétation difficile. Ces mesures ont toutefois permis de mettre en évidence les effets de la turbulence sur la propagation des ondes acoustiques.

En parallèle, du point de vue de la modélisation, des méthodes statistiques de résolution de l'équation parabolique à indice aléatoire ont été développées, depuis une quinzaine d'années, et ont ainsi permis de prendre en compte la turbulence dans les calculs de propagation du son. Elles consistent à modéliser le milieu turbulent par un ensemble de réalisations et à résoudre, pour chacune d'entre elles, une équation de propagation adaptée au problème traité.

Afin de valider l'approche mise au point à l'ECL, il nous est paru important de réaliser en laboratoire une expérience permettant de prendre en compte les effets de la turbulence sur la propagation d'une onde acoustique au voisinage d'un sol dans des conditions où la turbulence est bien contrôlée.

Nous commencerons le premier chapitre de ce travail par une présentation rapide des principales expériences réalisées en extérieur. Nous nous intéresserons ensuite à la modélisation en laboratoire du problème de la propagation d'une onde acoustique dans l'atmosphère. Nous verrons ainsi qu'il est possible de ramener l'étude de la propagation du son dans une atmosphère réfractive à celle de la diffraction par une surface courbe.

Le second chapitre sera consacré aux modèles analytiques prenant en compte les effets de la turbulence atmosphérique pour calculer le champ de pression acoustique au voisinage d'un sol. Ces modèles s'appuient tous sur la méthode des images, si bien que nous commencerons ce chapitre par une présentation de cette dernière. Parmi les trois modèles que nous présenterons

ensuite, nous retiendrons plus particulièrement le modèle de Ostashev, qui permet de calculer le champ de pression acoustique à partir de la fonction de cohérence en espace libre.

Nous nous intéresserons dans le troisième chapitre à la modélisation de la turbulence dans les simulations numériques. Nous commencerons par présenter deux méthodes de résolution numérique de l'équation parabolique: une méthode classique par transformée de Fourier rapide et une autre plus originale nommée Split-Step Padé. Nous présenterons ensuite le modèle de génération de la turbulence par modes de Fourier aléatoires utilisé dans ces méthodes et nous discuterons de l'importance de la prise en compte d'effets 3D sur la propagation acoustique.

L'installation expérimentale est décrite dans le quatrième chapitre. La turbulence est créée par le mélange de panaches thermiques se développant en convection libre au-dessus d'un ensemble de résistances chauffantes disposées sous forme de grille. Le volume de turbulence à travers lequel se propagent les ondes acoustiques est caractérisé par différentes grandeurs: échelles de corrélations spatiales des fluctuations de température et spectre de ces fluctuations.

Le cinquième chapitre concerne les résultats obtenus lors de l'étude de la propagation du son au voisinage d'une paroi plane. Le cas d'une paroi parfaitement réfléchissante a tout d'abord été envisagé. Nous nous sommes alors intéressés à l'évolution des niveaux sonores relatifs moyens et à l'influence de la turbulence sur ces derniers. Ces résultats expérimentaux ont ensuite été comparés avec le modèle analytique de Ostashev et des simulations numériques utilisant la méthode Split-Step Padé. Nous avons ensuite étudié les effets cumulés de la turbulence et de la présence d'un matériau absorbant sur la paroi. Nous avons terminé ce chapitre en étudiant les fluctuations de niveau sonore (variance, densités de probabilité des fluctuations d'intensité..).

Dans le sixième chapitre, l'installation expérimentale a été modifiée de façon à prendre en compte les effets cumulés d'un gradient de célérité du son et de la turbulence sur la propagation d'une onde acoustique au voisinage d'un sol: la paroi plane a donc été remplacée par une paroi courbe. Les résultats expérimentaux concernant cette configuration expérimentale font ainsi l'objet de cette dernière partie. A nouveau, nous avons étudié les moments d'ordre 2 et 4 du champ de pression acoustique.

Chapitre 1

Propagation du son dans l'atmosphère au voisinage du sol

Depuis les années 1950, de nombreuses études ont été menées afin de quantifier l'influence des principaux phénomènes météorologiques et de la présence d'un sol sur la propagation du son dans l'atmosphère. Ces campagnes d'essai en extérieur sont fortement dépendantes des conditions météorologiques. En effet, les gradients moyens de température et de vitesse du vent ainsi que des fluctuations turbulentes de température et de vitesse autour de leur valeur moyenne ont pour conséquence directe de modifier l'indice de réfraction n caractérisant le milieu de propagation. Pour un milieu au repos, l'indice de réfraction s'écrit:

$$n(\vec{x}) = \frac{c_o}{c(\vec{x})} \quad c(\vec{x}) = \sqrt{\gamma r T(\vec{x})} \quad (1.1)$$

c_o désignant la célérité du son de référence, (\vec{x}) le vecteur position, T la température, γ le rapport des chaleurs spécifiques et r la constante des gaz parfaits. Dans le cas de la présence de vent, on observe un effet de convection de l'onde acoustique par la vitesse locale du vent et on peut alors définir une célérité du son équivalente:

$$c(\vec{x}) = c_o + V_r(\vec{x}) \cos \theta \quad (1.2)$$

ce qui modifie l'indice n . Dans l'équation 1.2, V_r est la composante du vent dans la direction de propagation et θ est l'angle entre la direction du vent et la direction de propagation.

Dans le cas de fluctuations T' de température, la température T peut s'écrire $T = T' + \bar{T}$ où \bar{T} désigne la température moyenne et par conséquent:

$$n = \frac{c_o}{\sqrt{\gamma R(\bar{T} + T')}} = \left[1 + \frac{T'}{\bar{T}} \right]^{-1/2} \simeq 1 - \frac{T'}{2\bar{T}} \quad (1.3)$$

L'indice de réfraction n peut donc être décomposé en la somme d'une partie moyenne $\langle n \rangle = 1$ et d'une partie fluctuante $\mu = -T'/2\bar{T}$ ($\mu \ll 1$).

Les premières mesures en extérieur réalisées en 1959 par Wiener & Keast [65], portant sur l'étude de la propagation du son dans l'atmosphère au voisinage d'un sol, ont permis de mettre en évidence l'existence de trois comportements différents pour le champ acoustique (voir figure 1.1):

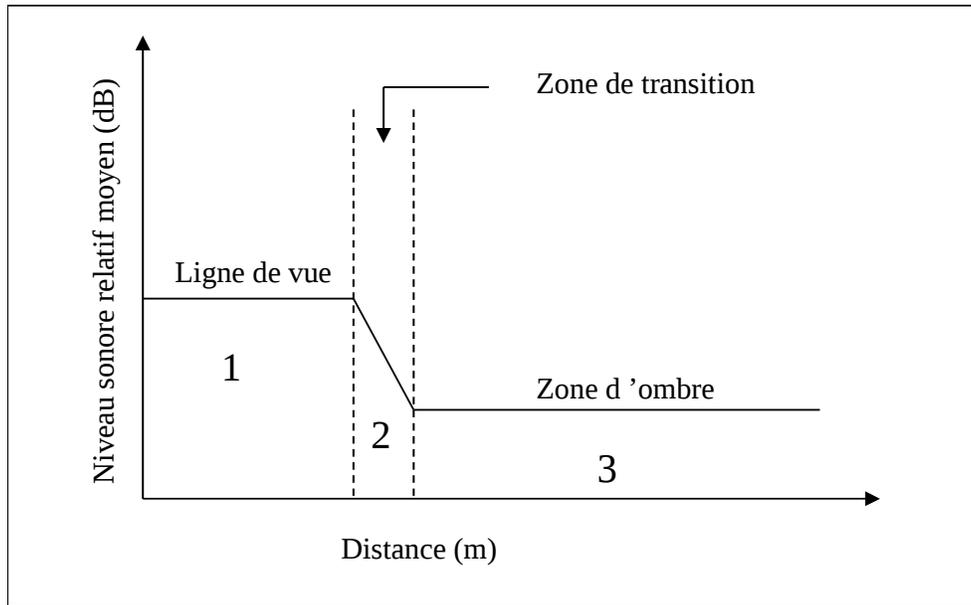


Figure 1.1: Illustration de l'évolution du champ acoustique dans le cas de la propagation en présence d'un gradient de célérité du son négatif

- La zone 1, appelée région de ligne de vue, dans laquelle chaque point peut être atteint par au moins un rayon issu de la source. Dans cette région, les effets du gradient de célérité du son et de la turbulence sont moindres.
- La zone 2 qui est une région de transition: les rayons acoustiques commencent à être déviés et il s'en suit une diminution sensible des niveaux sonores moyens.
- La zone 3 appelée zone d'ombre dans laquelle le récepteur est masqué de la source par les effets du gradient de célérité du son.

Notons que lors de ces expériences, il était difficile de savoir si l'apparition de la zone d'ombre était liée à la présence d'un gradient thermique où à l'existence d'un vent contraire (gradient de vitesse du vent). La confrontation de leurs résultats expérimentaux avec des théories déterministes a montré qu'il existait de grandes différences entre les niveaux sonores mesurés et ceux prédits dans la zone d'ombre et a ainsi donné à penser que la turbulence atmosphérique était un paramètre à prendre en compte, tout comme l'impédance du sol.

Plusieurs campagnes de mesures en extérieur ont ensuite été menées notamment par Parkin et Scholes ([50], [51]) afin d'analyser les effets de la turbulence sur la propagation dans l'atmosphère. Dans ce domaine Daigle et ses collaborateurs ont largement contribué à la compréhension des phénomènes d'interaction entre l'onde acoustique et les inhomogénéités de la turbulence par plusieurs séries de mesures ([23], [24], [25], [26], [27]).

1.1 Les mesures en extérieur de G. Daigle et al.

Parmi les différentes campagnes de mesures effectuées en extérieur par Daigle et ses col-

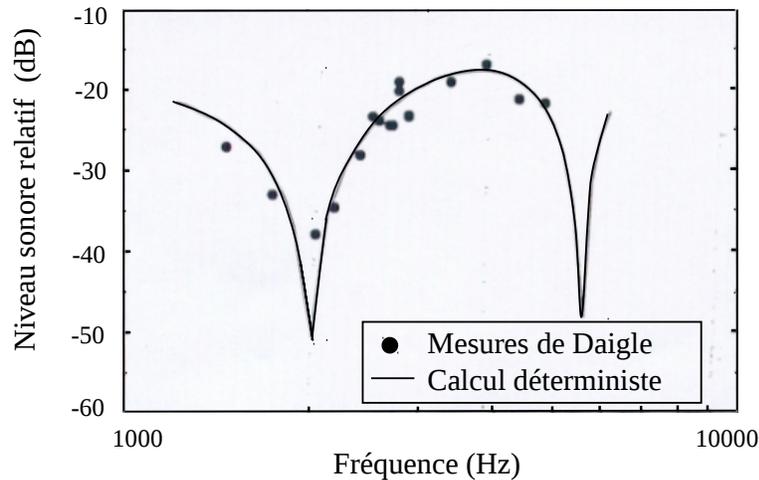


Figure 1.2: Comparaison entre les spectres des niveaux acoustiques mesurés par Daigle et un calcul déterministe ($h_s = h_r = 1.2m$). Figure extraite de la thèse de Doctorat de P.Chevret[17]

laborateurs, celle réalisée durant l'été 1976 avait pour but de mettre en évidence les effets de la turbulence sur les figures d'interférences présentes lors de la propagation d'ondes acoustiques au dessus d'une surface plane rigide([23]). Lors de cette campagne, réalisée sur une piste d'atterrissage de l'aéroport de Rockcliffe à Ottawa, plusieurs informations concernant les conditions météorologiques ont été enregistrées simultanément aux mesures acoustiques, parmi lesquelles:

- les gradients de température et de vitesse du vent, ainsi que leur direction
- les écarts-types de température et de vitesse du vent qui fournissent la variance de l'indice de réfraction
- les échelles de corrélation spatiales des fluctuations de température et des fluctuations de vitesse du vent. Ces échelles étaient ensuite utilisées pour modéliser la fonction de corrélation des fluctuations d'indice de réfraction.

La source était placée à 1.2 m au dessus du sol et deux microphones placés respectivement à 0.6 et 1.2 m du sol assuraient la réception. Des spectres des niveaux acoustiques ont été enregistrés à des distances source-récepteur de 15, 30 et 45 m et pour une gamme de fréquence 1kHz-6kHz. Dans ces conditions, la longueur d'onde acoustique λ varie de 0.05 m à 0.34 m et si on note d la distance source-récepteur et h_s la hauteur de la source, le rapport d/λ varie entre 44 et 900 et le rapport h_s/λ entre 3.5 et 21. Notons que les longueurs d'onde sont plus petites que l'échelle spatiale des structures turbulentes L_T qui a été estimée de l'ordre de 1 à 10 m. Ces spectres ont permis de constater une augmentation du niveau sonore relatif moyen de 15 dB dans les creux d'interférence par rapport aux prédictions effectuées en ne tenant pas compte

des fluctuations turbulentes (figure 1.2): la turbulence a donc bien pour effet de décorrélérer les trajets de l'onde directe et de l'onde réfléchiée par le sol.

Les campagnes de mesures menées en 1981 ([26], [27]) avaient pour but d'étudier les effets de la turbulence dans la zone d'ombre acoustique créée par un gradient de célérité du son négatif. Des résultats identiques à ceux de Wiener & Keast ont été obtenus puisque le niveau acoustique mesuré pour différentes fréquences (de 250 à 1000 Hz) est très nettement supérieur à celui prédit par des théories déterministes.

1.2 Mesures en laboratoire: modélisation d'un gradient de célérité du son

Le problème de la prédiction du son dans la zone d'ombre et dans la zone de pénombre a donc fait l'objet de nombreuses recherches pour l'acoustique atmosphérique ces quinze dernières années ([5]). Mais la comparaison avec les mesures en extérieur est délicate dans la mesure où les différents paramètres météorologiques qui interviennent sont très difficilement contrôlables. En plus du développement de modèles analytiques et numériques, il semblait donc indispensable de créer une expérience en laboratoire reproductible du phénomène de réfraction du son dans l'atmosphère dans laquelle le gradient moyen de célérité du son soit contrôlé le plus parfaitement possible.

1.2.1 Analogie entre les problèmes de réfraction dans l'atmosphère et la diffraction par des surfaces courbes

Des recherches sur la diffraction des ondes électromagnétiques par des surfaces courbes (afin de prendre en compte les effets de courbure de la Terre) ont été menées entre les années 40 et les années 60 afin d'améliorer les communications terrestres et spatiales, ainsi que pour le développement de moyens de détection (radars). Ces travaux ont permis de mettre en évidence l'analogie existant entre la propagation sonore au dessus d'une surface plane dans une atmosphère soumise à un gradient de célérité négatif de la forme $c = c_o \times (1 + az)$ ($a < 0$) et la propagation dans une atmosphère homogène au dessus d'une paroi courbe de rayon $R = \frac{1}{|a|}$. Cette analogie est représentée sur la figure 1.3. Bien que la plupart de ces travaux aient été menés dans le contexte de la théorie des ondes électromagnétiques [33], ces principes ont été appliqués d'abord à l'acoustique sous-marine et par suite étendus au contexte général de l'acoustique linéaire ([52], [31], [3]). Les ordres de grandeur sont certes différents, puisque les longueurs d'onde des signaux émis et les fluctuations d'indice du milieu sont plus grandes en acoustique, mais l'analogie reste valable tant que le rayon de courbure de la paroi courbe est beaucoup plus grand que la longueur d'onde acoustique et que la distance à la paroi n'est pas trop importante.

Il est ainsi possible de ramener l'étude de la réfraction du son dans l'atmosphère à celle de la diffraction du son par une surface courbe. Nous allons donc présenter, de façon chronologique,

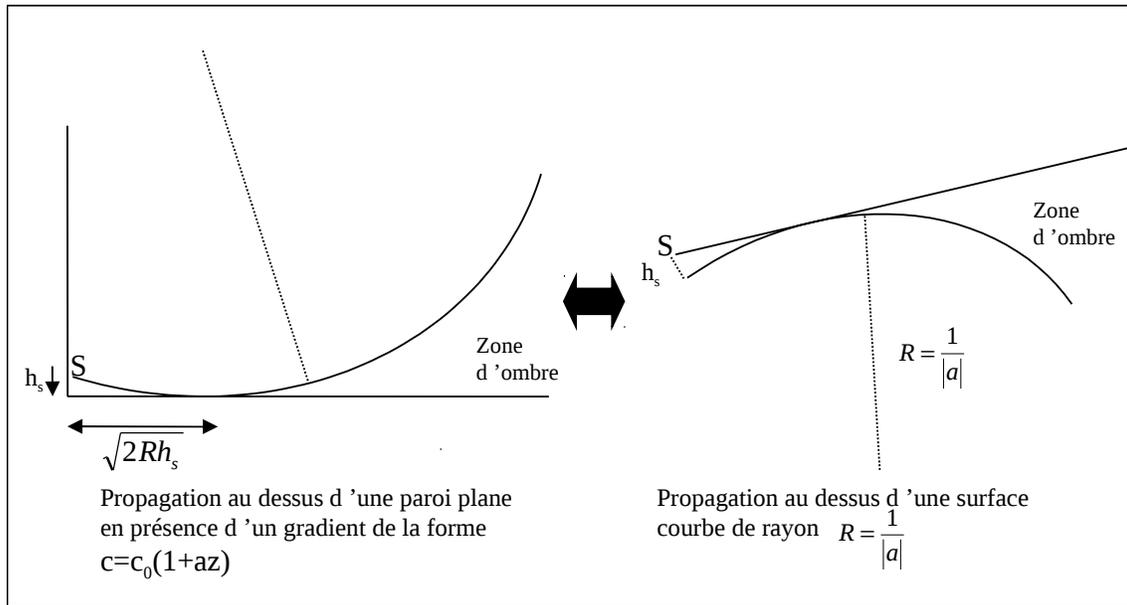


Figure 1.3: Analogie entre la propagation au dessus d'un sol plan en présence d'un gradient de célérité du son négatif de la forme $c = c_o \times (1 + az)$ ($a < 0$) et la propagation au dessus d'une paroi courbe de rayon $R = \frac{1}{|a|}$

plusieurs campagnes de mesures en laboratoire portant sur la diffraction du son par des surfaces convexes.

1.2.2 Etudes expérimentales de la propagation du son au voisinage de surfaces convexes

Almgren [3] a été le premier à utiliser une surface courbe pour modéliser les effets de la réfraction, liée à un gradient de célérité du son, en propagation atmosphérique. Il a mesuré le niveau sonore moyen, relatif au niveau en champ libre, au dessus d'une portion de cylindre de rayon 6.8 m. En utilisant un facteur d'échelle 1/1000, ce rayon correspond à un gradient de célérité du son négatif de 0.5 s^{-1} .

Berry et Daigle [5] ont ensuite étudié en laboratoire l'évolution du champ de pression acoustique au voisinage d'une paroi courbe rigide puis absorbante. Rappelons que ces mesures avaient pour but de constituer une base de donnée fiable et complète sur la propagation du son dans une atmosphère réfractive afin de valider des modèles analytiques de prédiction des niveaux sonores dans les zones d'ombre. Les mesures ont été faites dans la gamme de fréquence 300 Hz-10 kHz au dessus d'une paroi cylindrique de diamètre 5 m. Une feutrine a été posée sur la paroi pour traiter le cas d'une surface à impédance finie. Les microphones ont été déplacés suivant la ligne de vue puis suivant un axe perpendiculaire de façon à étudier la zone d'ombre et la zone de pénombre (voir figure 1.4), pour plusieurs positions de la source.

Pour établir une formulation analytique permettant de calculer le champ diffracté, Berry et

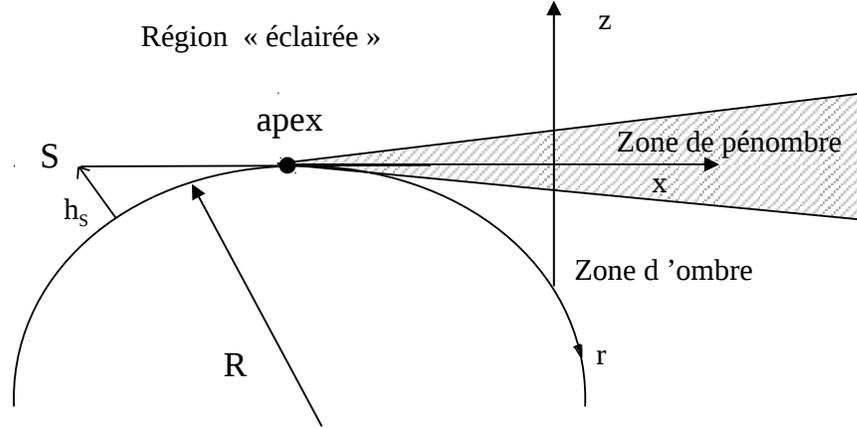


Figure 1.4: Configuration expérimentale de Berry et Daigle: r désigne l'abscisse curviligne sur la paroi, x la distance à l'apex, z la distance verticale à la paroi pour une position $r = r_o$ fixée. La cote h_s de la source est mesurée normalement à la paroi

Daigle ont considéré que la propagation sonore au dessus d'une paroi cylindrique convexe dans une atmosphère homogène était équivalente à celle au dessus d'une paroi plane soumise à un gradient de célérité du son de la forme:

$$c(z) = \frac{c_o}{\sqrt{1 + 2z/R_c}} \approx c_o \left\{ 1 - \frac{z}{R_c} + \frac{2z^2}{3R_c^2} - \dots \right\} = c_o \left(1 - \frac{z}{R_c} \right) + \Theta \left(\frac{z^2}{R_c^2} \right) \quad (1.4)$$

R_c désignant le rayon de la surface courbe et z la distance normale à la paroi. La distance horizontale r séparant la source du récepteur correspond à l'abscisse curviligne sur la paroi. Dans ces travaux, le champ diffracté est calculé par une développement en série à l'aide d'une méthode de résidus, initialement développée par Pierce ([52]). Les résultats théoriques obtenus par Berry et Daigle ([5]) concordent bien avec les résultats expérimentaux dans la zone d'ombre mais la concordance est beaucoup moins bonne dans la zone de pénombre au voisinage de la ligne de vue.

Afin d'étudier les effets d'impédance de sol en présence d'un gradient de célérité du son, Berthelot et Zhou [6] ont effectué une campagne de mesures au dessus d'un cylindre absorbant. Dans cette série d'expériences, la surface courbe était une portion de cylindre de rayon de courbure 2.5 m recouvert d'une feutrine dont l'impédance avait été estimée à l'aide d'un modèle de Delany et Bazley ([28]). La fréquence d'émission était 10 kHz. Les microphones ont été déplacés sur la surface puis le long de l'axe Ox passant par l'apex et tangent à la paroi. Les résultats ont été présentés en utilisant une distance normalisée $X = (x/R)(kR)^{1/3}$ où $k = 2\pi f/c$ désigne le nombre d'onde. Dans le cas de la propagation au voisinage d'un sol à impédance, le calcul du champ diffracté, introduit par Pierce, repose sur une méthode de raccordement de

développements asymptotiques. La comparaison entre les résultats expérimentaux et ces calculs s'est avérée excellente aussi bien dans la zone d'ombre que dans la zone de pénombre, mais cette méthode est restreinte au cas de l'onde plane.

Berthelot ([7]) a également contribué à l'amélioration des comparaisons calculs-mesures dans la zone de pénombre en suggérant d'utiliser, dans la méthode des résidus, la distance d , qui correspond au plus court chemin qui relie la source au récepteur sans toucher la paroi. Notons qu'il n'existe aucune justification rigoureuse à cette modification. Toutefois, les expériences en laboratoire conduites par Wang ([61]) ont confirmé la validité de cette approche.

Dans le cadre d'une validation des expériences de laboratoire à échelle réduite, simulant la propagation d'une onde acoustique dans une atmosphère réfractive, les récents travaux de Li et Wang ([44]) ont mis en évidence le problème de l'influence des effets tridimensionnels. Di and Gilbert [30] avaient déjà abordé ce problème dans des simulations numériques permettant de traiter des cas de propagation du son au voisinage de terrains irréguliers. A partir d'une méthode de transformation conforme ([46]), ils ont mis en évidence qu'il existait une analogie stricte entre la propagation au dessus d'une surface cylindrique et celle au dessus d'une surface plane dans une atmosphère soumise à un gradient de célérité du son exponentiel de la forme:

$$c(z) = c_o \exp(-z/R_c) \approx c_o \left\{ 1 - \frac{z}{R_c} + \frac{z^2}{2R_c^2} - \dots \right\} = c_o \left(1 - \frac{z}{R_c} \right) + \Theta\left(\frac{z^2}{R_c^2}\right) \quad (1.5)$$

où

$$z = R_c \ln\left(\frac{R_c + h}{R_c}\right) \quad (1.6)$$

Cette méthode, illustrée sur la figure 1.5, consiste tout d'abord à passer des coordonnées (O, u, v, w) aux coordonnées cylindriques (O, r, y, z) dans le repère physique. Ce domaine physique est ensuite transformé en un domaine de coordonnées cartésiennes (O, r, y, z) . Cette transformation se traduit donc par le changement de variables suivant:

$$\begin{cases} u = R_c \exp(z/R_c) \cos(r/R_c + \Psi_s) \\ v = y \\ w = R_c \exp(z/R_c) \sin(r/R_c + \Psi_s) \end{cases} \quad (1.7)$$

Notons qu'au premier ordre en $\frac{z}{R_c}$, un profil exponentiel est identique à un profil linéaire (voir équation 1.4), bien que ces profils correspondent à des géométries différentes: diffraction par une sphère dans le cas d'un profil linéaire ou par un cylindre infiniment long dans le cas d'un profil exponentiel. Ainsi la prise en compte d'un profil exponentiel dans les calculs du champ diffracté par un cylindre par la méthode des résidus améliore considérablement les comparaisons calculs-mesures dans la zone de pénombre. Notons que les résultats des calculs effectués avec un profil linéaire en tenant compte de la modification de la distance source-récepteur suggérée par Berthelot sont très proches de ceux obtenus en utilisant un profil exponentiel.

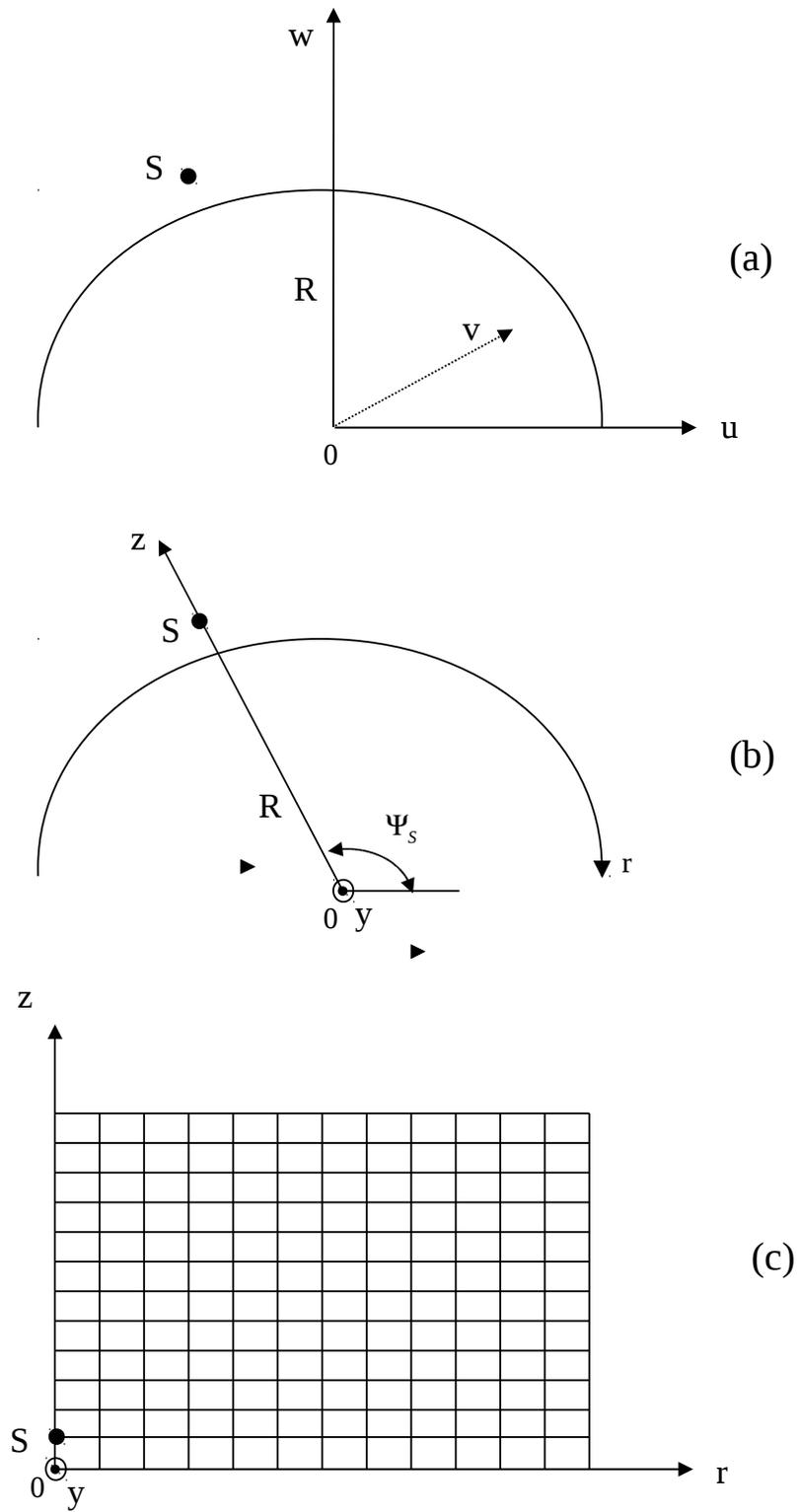


Figure 1.5: Illustration de la méthode de transformation conforme dans le cas d'une surface convexe

Il résulte de l'ensemble de ces investigations que l'étude de la propagation du son dans une atmosphère soumise à un gradient de célérité du son exponentiel, lié à un gradient de température, peut être remplacée par l'étude de la diffraction du son par une surface courbe cylindrique. Plusieurs théories ont été envisagées pour calculer le champ acoustique diffracté et ont fait l'objet de multiples recherches ([52],[6],[61]). Cependant il n'existe à notre connaissance aucun résultat, théorique ou expérimental, qui prenne en compte les effets de la turbulence dans une atmosphère réfractive. Seule une étude expérimentale sur la diffraction par des rugosités disposées sur une paroi courbe a récemment été menée par Berthelot et Chambers ([15], [8]): celle-ci a permis de mettre en évidence l'existence d'ondes de surface qui ont pour effet de modifier considérablement les niveaux dans la zone d'ombre.

Il nous est donc paru indispensable de traiter en laboratoire les effets cumulés de la turbulence et d'un gradient de célérité du son. Nous allons donc tout d'abord être amené à concevoir un dispositif expérimental permettant de reproduire la propagation d'une onde acoustique au voisinage d'un sol dans une atmosphère turbulente non réfractive. Nous verrons que la turbulence sera créée par convection thermique et que le sol sera modélisé par une paroi plane rigide. Nous utiliserons ensuite l'analogie que nous venons de présenter pour étendre notre étude expérimentale à la prise en compte d'un gradient de célérité du son négatif: la paroi plane de notre installation sera alors remplacée par une surface cylindrique.

Chapitre 2

Modèles analytiques: extension aux milieux turbulents

Des modèles analytiques ont été développés pour aborder le problème de la propagation du son en milieu aléatoire, c'est à dire en milieu inhomogène dans le cas où les inhomogénéités sont de nature non déterministe. Dans le cas de la propagation des ondes en espace libre, on peut citer les travaux théoriques qui ont été menés par Chernov [16], Tatarski ([58], [59]) et l'ouvrage de synthèse de Ishimaru [41].

Ingard et Maling [40] ont été les premiers à développer une expression analytique permettant de calculer le carré moyen de la pression acoustique $\langle \bar{p}^2 \rangle$ dans le cas d'une onde acoustique se propageant au voisinage d'un sol. Comme nous pouvons l'observer sur la figure 2.1, le champ de pression acoustique en un point R provient de la somme d'un champ direct et d'un champ réfléchi. Dans leur analyse théorique, Ingard et Maling ont fait l'hypothèse de non-corrélation entre le trajet direct source-récepteur et le trajet réfléchi par le sol. Dans le calcul de $\langle \bar{p}^2 \rangle$, les termes correspondant aux fluctuations d'amplitude et de phase liées à la turbulence atmosphérique étaient modélisées à l'aide de la théorie de Chernov pour les ondes planes ([16]). Les mesures en extérieur de Daigle [23] ont permis de mettre en évidence que les longueurs de corrélations des fluctuations de température et de vitesse du vent étaient du même ordre de grandeur que la séparation entre les ondes directe et réfléchie, ce qui remet en cause les hypothèses formulées par Ingard et Maling.

Plusieurs théories ont donc été développées de façon à prendre en compte la corrélation partielle entre les deux trajets source-récepteur. De plus, la modélisation des fluctuations d'amplitude et de phase a été étendue au cas des ondes sphériques car les distances source-récepteur ne sont en général pas suffisamment importantes pour que l'on puisse considérer les ondes comme planes. Après un bref rappel sur la méthode des images, nous présentons dans ce chapitre, de façon chronologique, trois modèles analytiques permettant de décrire la propagation d'ondes sphériques à travers une atmosphère turbulente au voisinage d'un sol.

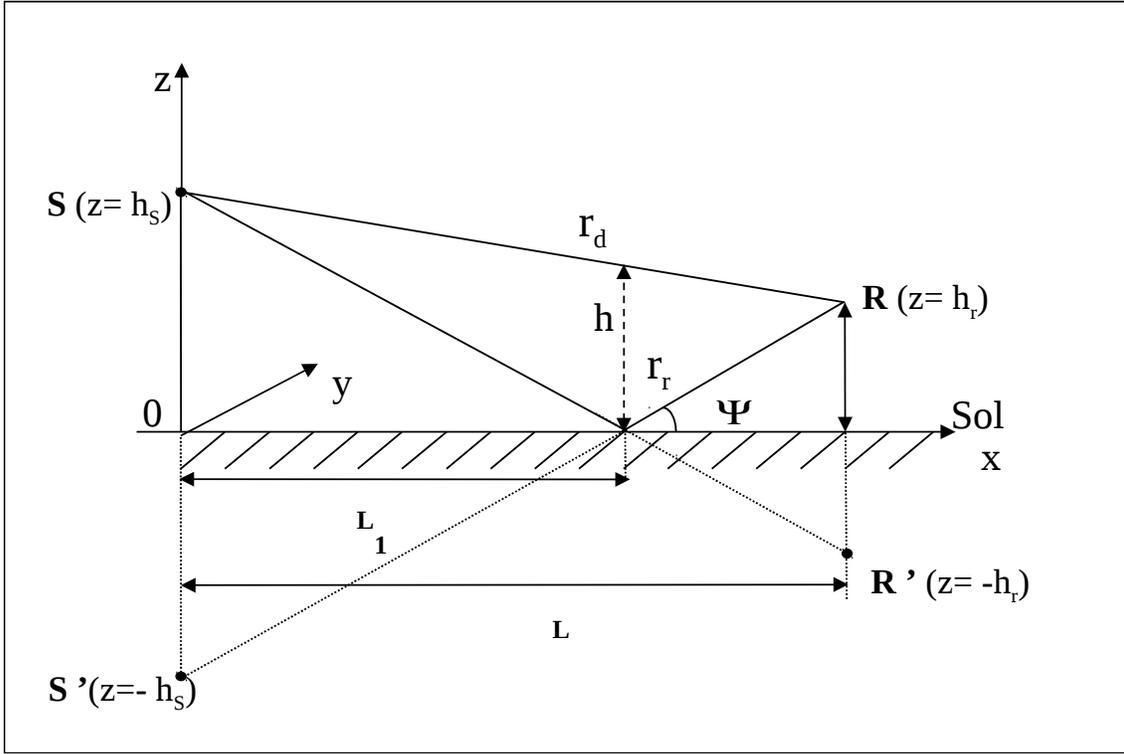


Figure 2.1: Superposition onde directe/onde réfléchie sur le sol

2.1 La méthode des images

Dans un premier temps, nous allons présenter la méthode des images qui est celle sur laquelle reposent tous les développements analytiques qui vont suivre. Le problème que nous allons considérer est représenté sur la figure 2.1: un point source S , fixé à une hauteur h_s au dessus d'un sol plan, insonifie un récepteur R , situé à une hauteur h_r du sol et à une distance L de la source. Dans le cas général de la propagation au dessus d'un sol, le champ de pression acoustique en R s'écrit comme la superposition d'une onde sphérique issue de la source S se propageant en espace libre et d'une onde sphérique issue de l'image de S par rapport au sol, notée S' , mais corrigée d'un facteur Q qui traduit l'interaction de l'onde avec le sol. La pression acoustique en un point \vec{x} du milieu est alors donnée par :

$$p(\vec{x}) = \frac{A_d}{r_d} \exp(ik_d r_d) + Q \frac{A_r}{r_r} \exp(ik_r r_r) \quad (2.1)$$

où r_d est le trajet direct de la source au récepteur et r_r le trajet de l'onde réfléchie. A_d et A_r sont les amplitudes des ondes directe et réfléchie, k_d et k_r sont les modules des vecteurs d'onde associés. En l'absence de turbulence, $A_d = A_r$ et $k_d = k_r = k$. Le facteur Q s'écrit:

$$Q = R_p + (1 - R_p)F \quad (2.2)$$

où F est une fonction complexe qui traduit l'interaction des fronts d'onde avec le sol:

$$F(w) = 1 + 2iw^{1/2} \exp(-w) \int_{-iw^{1/2}}^{\infty} \exp(-u^2) du \quad (2.3)$$

L'argument w de F est complexe; il est appelé "distance numérique" et s'exprime par:

$$w = \frac{2ik_1 r_r}{(1 - R_p^2) \cos^2 \Psi} \left(\frac{Z_1}{Z_2} \right)^2 \left(1 - \frac{k_1^2}{k_2^2} \cos^2 \Psi \right) \quad (2.4)$$

$Z_1 = \rho c$ et Z_2 sont respectivement l'impédance du milieu de propagation et l'impédance du sol, k_1 et k_2 sont les vecteurs d'onde associés 'a la propagation dans l'air et dans le sol.

R_p est le coefficient de réflexion d'une onde plane sur un sol 'a impédance et s'exprime d'apr 'es Rudnick [53], par:

$$R_p = \frac{\sin \Psi - Z_1/Z_2(1 - k_1^2/k_2^2 \cos^2 \Psi)^{1/2}}{\sin \Psi + Z_1/Z_2(1 - k_1^2/k_2^2 \cos^2 \Psi)^{1/2}} \quad (2.5)$$

o 'u Ψ est l'angle d'incidence mesuré par rapport au sol.

L'équation 2.1 permet donc de calculer le champ de pression au voisinage sol, rigide ou absorbant. Cependant, elle ne prend pas en compte la turbulence atmosphérique.

2.2 Analyse de G. Daigle

Daigle a donc étendu la méthode précédente à la prise en compte de la turbulence. Comme dans les travaux de Ingard et Maling [40], l'amplitude et la phase du champ de pression acoustique sont décomposées sous la forme suivante:

$$A_d = 1 + a_d; \quad A_r = 1 + a_r; \quad k_d r_d = k r_d + \delta_d; \quad k_r r_r = k r_r + \delta_r \quad (2.6)$$

où a_d et a_r désignent les fluctuations d'amplitude respectivement de l'onde directe et de l'onde réfléchie et δ_d et δ_r celles les fluctuations de phase. On a implicitement:

$$\langle a_d \rangle = \langle a_r \rangle = 0; \quad \langle \delta_d \rangle = \langle \delta_r \rangle = 0 \quad (2.7)$$

où $\langle \rangle$ désigne la moyenne statistique.

A partir de l'équation 2.1, on peut calculer la moyenne du carré du champ acoustique, en milieu turbulent, qui s'écrit sous la forme ([23] et [24]):

$$\langle p^2 \rangle = \frac{2}{r_d r_r} \left[\frac{\langle \sigma_A^2 \rangle}{2} \left(\frac{r_r}{r_d} + |Q|^2 \frac{r_d}{r_r} \right) + \frac{r_r}{2r_d} \left(1 - |Q| \frac{r_d}{r_r} \right)^2 + \right. \quad (2.8)$$

$$\left. |Q| + |Q|(1 + \langle \sigma_A^2 \rangle \rho_A) \cos(\phi + \gamma) \exp(-\sigma_S^2(1 - \rho_S)) \right] \quad (2.9)$$

où $Q = |Q| \exp(i\gamma)$, $\phi = k(r_r - r_d)$. σ_A^2 et σ_S^2 sont les variances de l'amplitude A et de la phase S du champ, ρ_A et ρ_S sont les covariances d'amplitude et de phase entre l'onde directe et l'onde réfléchie.

Notons que l'obtention de cette formule a été conditionnée par les hypothèses suivantes:

- la source et le récepteur sont proches du sol de si bien qu'on a $r_d/r_r \approx 1$. On peut ainsi considérer raisonnablement que la variance de l'amplitude de l'onde directe et de l'onde réfléchie sont égales et valent σ_A^2
- le coefficient de réflexion R_p ainsi que la distance numérique w , qui interviennent dans le calcul du facteur Q , sont des paramètres fixes
- les fluctuations d'amplitude a_r et a_d et de phase δ_r et δ_d sont distribuées suivant une loi normale, ce qui suppose que la turbulence est de faible intensité du point de vue de ses effets sur le champ acoustique
- toutes les covariances sont négligées à l'exception de ρ_A et ρ_S

σ_A^2 , σ_S^2 , ρ_A et ρ_S sont des grandeurs qui dépendent de paramètres comme la distance, la fréquence, l'échelle des fluctuations d'indice.

Le calcul des variances σ_A^2 et σ_S^2 est habituellement fait à l'aide de la méthode de Rytov, valable dans l'approximation des faibles fluctuations. La turbulence est alors considérée comme homogène et isotrope et les fluctuations de l'indice de réfraction μ sont décrites par une fonction de corrélation gaussienne. On a ainsi les expressions analytiques de la variance de la phase σ_S^2 et de la variance du log-amplitude σ_χ^2 qui sont:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_S^2 = \frac{1}{2}(I_1 + I_2) \\ \sigma_\chi^2 = \langle [\ln(1 + \sigma_A)]^2 \rangle = \frac{1}{2}(I_1 - I_2) \\ I_1 = \sqrt{\pi} \langle \mu^2 \rangle k^2 r_d L \\ I_2 = \sqrt{\pi} \langle \mu^2 \rangle k^2 r_d L \frac{1}{\Delta^2(\Omega+1)\sqrt{8\Omega}} \left[\frac{\Omega\Delta}{2} \ln \frac{1+\Delta(2\Omega)^{1/2}}{1-\Delta(2\Omega)^{1/2}} + \arctan \frac{\Omega\Delta}{1-\Delta(2\Omega)^{1/2}} - \arctan \frac{\Omega\Delta}{1+\Delta(2\Omega)^{1/2}} \right] \end{array} \right. \quad (2.10)$$

$\Omega = (1 + 1/\Delta^2)^{1/2} - 1$ et $\Delta = r_d/kLr$ où L désigne l'échelle caractéristique de la turbulence. La variance de l'amplitude σ_A^2 s'obtient finalement à l'aide de l'approximation suivante:

$$\sigma_A^2 = \frac{\sigma_\chi^2}{1 + \frac{11}{4}\sigma_\chi^2} \quad \text{si} \quad \sigma_\chi^2 \leq 1 \quad (2.11)$$

Le calcul des covariances ρ_A et ρ_S est, lui beaucoup plus délicat. Dans le cas d'une source émettant en champ libre et de deux récepteurs, Karavainikov [42] a établi l'expression suivante:

$$\rho_A = \rho_S = \frac{\Psi(l/L)}{(l/L)} \quad \text{avec} \quad \Psi(l/L) = \int_0^{l/L} \exp(-u^2) du \quad (2.12)$$

Dans le cas de la propagation au voisinage d'un sol, Daigle a estimé que la valeur de l qui décrit le mieux la corrélation entre l'onde incidente et l'onde réfléchie correspond à $h/2$ où h désigne la séparation transversale maximale entre les deux trajets (voir figure 2.1).

Malgré le nombre important d'approximations et d'hypothèses formulées, les résultats obtenus par cette méthode permettent une modélisation assez satisfaisante du champ de pression acoustique pour des distances de propagation courtes ([23], [24]). Ce modèle peut donc s'avérer utile pour une première modélisation rapide. Cependant la détermination de l'échelle l qui intervient dans le calcul des covariances ρ_A et ρ_S reste un problème majeur.

2.3 Analyse de S.F. Clifford et J. Lataitis

Les travaux de Clifford et Lataitis [19] sont venus compléter ceux de Daigle. Leur théorie, basée sur les travaux de Tatarskii [58], permet de calculer $\langle p^2 \rangle$ pour une fonction de corrélation de l'indice de réfraction quelconque en satisfaisant la conservation de l'énergie, ce qui n'était pas le cas de celle de Daigle. De plus, elle permet d'estimer les termes de corrélation des fluctuations d'amplitude et de phase de l'onde directe et de l'onde réfléchi négligés par Ingard et Maling.

Comme dans les travaux de Daigle présentés précédemment, le champ de pression sonore en un point s'écrit comme la somme d'un champ direct et d'un champ réfléchi par le sol, mais l'approche de Clifford et Lataitis diffère de la précédente dans l'écriture du champ de pression. En effet, on a:

$$p(\vec{x}) = p_d(\vec{x}) + p_r(\vec{x}) = \frac{\mathcal{A}_d}{r_d} \exp[ikr_d + \Psi_d] + Q \frac{\mathcal{A}_r}{r_r} \exp[ikr_r + \Psi_r] \quad (2.13)$$

où Ψ_r et Ψ_d sont des phases complexes qui dépendent des fluctuations χ du log-amplitude et S de la phase et s'écrivent:

$$\begin{cases} \Psi_d = \chi_d + iS_d = \ln(p_d/p_{d0}) \\ \Psi_r = \chi_r + iS_r = \ln(p_r/p_{r0}) \end{cases} \quad (2.14)$$

$p_{d0} = \mathcal{A}_d/r_d$ et $p_{r0} = \mathcal{A}_r/r_r$ sont respectivement le champ direct et réfléchi en milieu au repos.

En effectuant les hypothèses suivantes:

- $n = \langle n \rangle + \mu \approx 1 + \mu$ avec $\mu \ll 1$
- $T \ll \tau_t$ où $T = \frac{2\pi}{\omega}$ est la période de l'onde acoustique et τ_t le temps d'évolution des structures turbulentes
- Ψ_r et Ψ_d sont des variables aléatoires gaussiennes
- $\langle \exp(2\chi_r) \rangle = \langle \exp(2\chi_d) \rangle = 1$ pour respecter la conservation de l'énergie
- la turbulence est suffisamment faible pour que les termes $\langle \chi_i S_j \rangle$ ($i=r,d$ $j=r,d$) soient négligeables

on obtient pour $\langle p^2 \rangle$ une équation de la forme:

$$\langle p^2 \rangle = \frac{\mathcal{A}_d^2}{r_d^2} + \frac{\mathcal{A}_r^2 |Q|^2}{r_r^2} + \frac{2\mathcal{A}_d \mathcal{A}_r |Q| T}{r_d r_r} \times \cos[k(r_r - r_d) + \theta] \quad (2.15)$$

où

$$\mathcal{T} = \exp \left[\langle \chi_1 \chi_2 \rangle - \frac{1}{2} \sigma_{\chi_1}^2 - \frac{1}{2} \sigma_{\chi_2}^2 + \langle S_1 S_2 \rangle - \frac{1}{2} \sigma_{S_1}^2 - \frac{1}{2} \sigma_{S_2}^2 \right] \quad (2.16)$$

Le premier terme de l'équation 2.15 est proportionnel à l'intensité de l'onde directe et le second terme à celle de l'onde réfléchie. Le troisième terme prend en compte l'interférence entre l'onde directe et l'onde réfléchie. Le facteur \mathcal{T} décrit la réduction des interférences par la turbulence.

La difficulté réside maintenant dans le calcul des quantités statistiques de l'équation 2.16 dans le cas de la propagation au voisinage d'un sol. Clifford et Lataitis ont résolu le problème à l'aide de la méthode des images décrite précédemment et en se plaçant dans l'approximation de Rytov ont abouti à la formulation suivante pour le facteur \mathcal{T} dans le cas d'une turbulence homogène et isotrope:

$$\mathcal{T} = \exp \left\{ -\alpha k^2 L \left[H(0) - \frac{1}{2h_r} \int_0^{2h_r L_1/L} H(z) dz + \frac{1}{2h_s} \int_0^{2h_s(1-L_1/L)} H(z) dz \right] \right\} \quad (2.17)$$

où $L_1 = L/(h_r/h_s + 1)$, $\alpha = 1/2$ si $L_o \ll \sqrt{L/k}$ et $\alpha = 1$ si $L_o \gg \sqrt{L/k}$, L_o désignant l'échelle externe de turbulence. $H(z)$ est donnée par:

$$H(z) = \pi^2 \int_0^\infty \frac{K J_o(K_z) \Phi_T(K)}{T_o^2} dK. \quad (2.18)$$

où J_o est la fonction de Bessel, $\Phi_T(K)$ le spectre tridimensionnel des fluctuations de température et T_o la température moyenne. Notons que l'expression 2.17 prend en compte à la fois les fluctuations d'amplitude et de phase induites par la turbulence.

Récemment, Salomons [55] a reconsidéré le problème de la symétrisation du champ turbulent. En effet, en champ libre, la turbulence atmosphérique est totalement aléatoire alors qu'en utilisant la méthode des images, on symétrise le champ turbulent par rapport à la frontière plane: l'atmosphère image située sous la frontière est la copie exacte de l'atmosphère turbulente située au dessus. Dans ces conditions, la réflexion sur le sol des ondes diffractées n'est pas prise en compte (voir figure 2.2). S'inspirant des travaux de Clifford et Lataitis, Salomons a donc proposé une approche plus rigoureuse en utilisant le champ fluctuant $\mu(x, y, |z|)$ au lieu de $\mu(x, y, z)$ dans le calcul de Ψ_r et Ψ_d (notons que ceci est implicitement fait dans les codes de simulation numérique). Il a de plus établi que le meilleur choix pour ρ n'est pas la distance $2h_r$ entre le récepteur et son image mais la séparation verticale maximale $h = (2h_r h_s)/(h_r + h_s)$ entre le trajet direct et le trajet réfléchi.

2.4 Analyse de V. Ostashev

Dans cette partie, nous allons présenter le modèle développé par Ostashev ([48], [49]). Il s'agit en fait d'une généralisation de la théorie développée par Clifford et Lataitis que nous venons de présenter. En effet, l'équation 2.17 établie par ces derniers n'est valable que dans le cas d'une turbulence isotrope et ne prend en compte que des fluctuations de température. L'intérêt de la

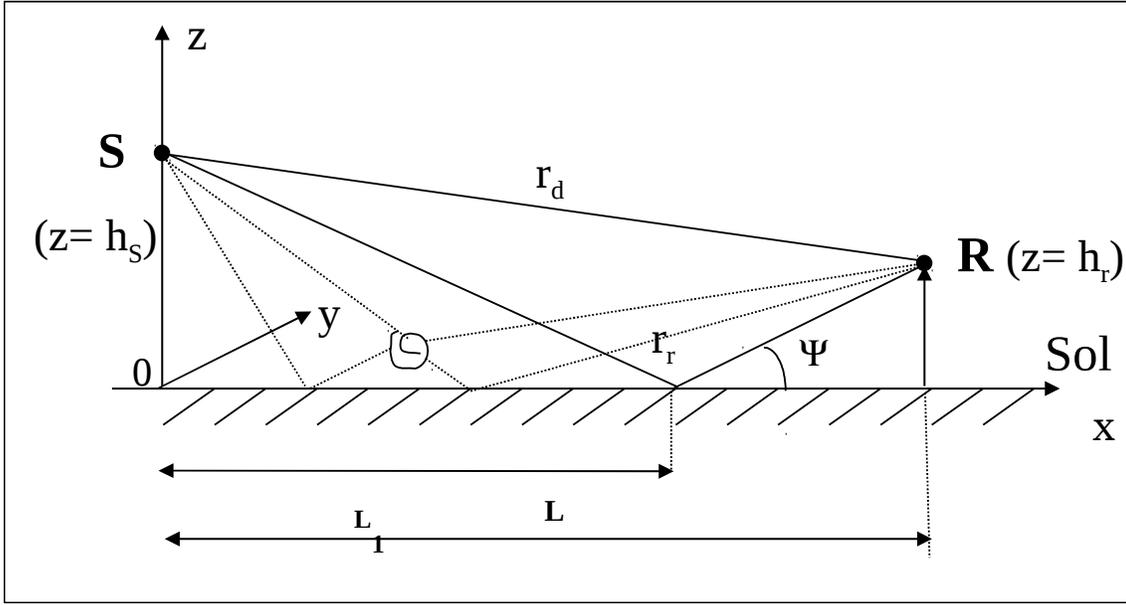


Figure 2.2: Schéma de la propagation d'une onde acoustique au dessus d'un sol

formule mise au point par Ostashev est de pouvoir calculer $\langle p^2 \rangle$ pour différentes modélisations de la turbulence et de prendre en compte à la fois les fluctuations de température et de vitesse du vent.

Les développements de Ostashev ont permis d'écrire le facteur de turbulence sous la forme:

$$\mathcal{T} = \exp \left\{ \left(-\alpha k^2 L [\tilde{H}(0,0) - \frac{1}{2h_r} \int_0^{2h_r L_1/L} \tilde{H}(0,z) dz + \frac{1}{2h_s} \int_0^{2h_s(1-L_1/L)} \tilde{H}(0,z) dz] \right) \right\} \quad (2.19)$$

où $L_1 = L/(h_r/h_s + 1)$, $\alpha = 1/2$ si $L_o \ll \sqrt{L/k}$ et $\alpha = 1$ si $L_o \gg \sqrt{L/k}$ et la fonction $\tilde{H}(y,z)$ est donnée par:

$$\tilde{H}(y,z) = \frac{1}{4T_o^2} \int_{-\infty}^{\infty} B_T(x,y,z) dx + \frac{1}{c_o^2} \int_{-\infty}^{\infty} B_{xx}(x,y,z) dx \quad (2.20)$$

B_T est la fonction de corrélation des fluctuations de température, B_{xx} est la fonction de corrélation des fluctuations de vitesse du vent suivant la direction v_x . L'équation 2.19 peut être ensuite simplifiée en introduisant la hauteur effective $h = 2h_s h_r / (h_s + h_r)$:

$$\mathcal{T} = \exp \left(-\frac{\alpha k^2 L}{h} \int_0^h [\tilde{H}(0,0) - \tilde{H}(0,z)] dz \right) \quad (2.21)$$

Les équations 2.20 and 2.21 généralisent l'expression 2.17 du facteur de turbulence \mathcal{T} de Clifford dans le cas d'une turbulence anisotrope et de fluctuations de température et de vitesse du vent.

Dans le cas particulier d'une turbulence isotrope, l'équation 2.21 devient:

$$\mathcal{T} = \exp \left[-\alpha \pi^2 k^2 L \int_0^1 dt \int_0^\infty \left[\frac{\Phi_T(K)}{T_o^2} + \frac{4F(K)}{c_o^2} \right] [1 - J_o(hKt)] K dK \right] \quad (2.22)$$

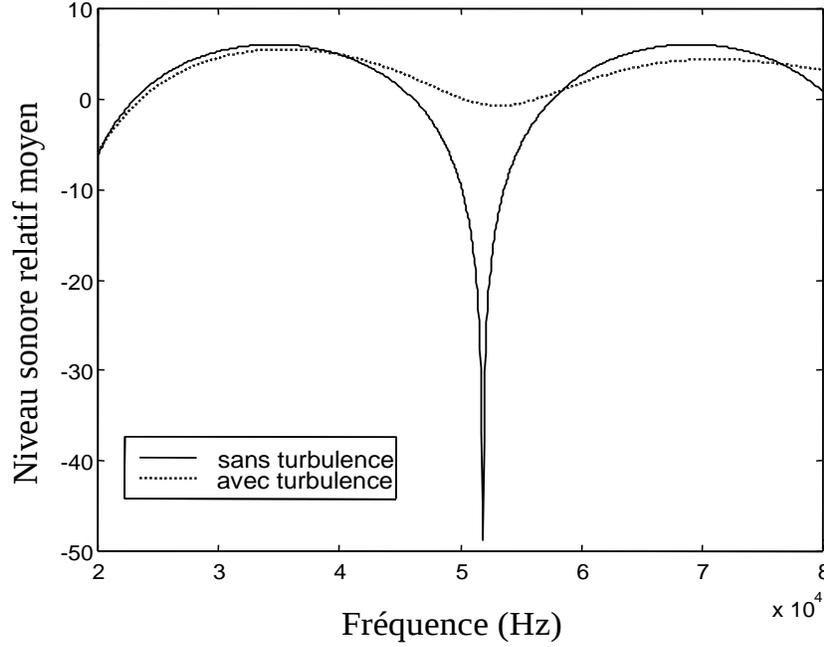


Figure 2.3: Comparaison entre les niveaux sonores relatifs moyens calculés avec et sans turbulence ($h_s = h_r = 0.1m$, $\mu = 3.5 \cdot 10^{-3}$, $Lo=0.147$ m, $L=2$ m)

où $\Phi_T(K)$ est le spectre tridimensionnel des fluctuations de température, $F(K)$ est la densité spectrale tridimensionnelle des fluctuations de vitesse du vent et J_o est la fonction de Bessel. Ainsi, ce facteur est totalement indépendant de la forme du spectre des fluctuations de température et de vitesse du vent. De plus, une telle formulation permet de dissocier et par suite de comparer les contributions de la température et de la vitesse du vent. Ostashev a mis en évidence la ressemblance entre ce facteur \mathcal{T} et la fonction de cohérence Γ de l'onde directe entre la source et le récepteur dans une atmosphère turbulente (voir [47]):

$$\Gamma(L, \rho) = \frac{1}{(4\pi L)^2} \exp \left\{ -\alpha \pi^2 k^2 L \int_0^1 dt \int_0^\infty \left[\frac{\Phi_T(K)}{T_o^2} + \frac{4F(K)}{c_o^2} \right] [1 - J_o(K\rho t)] K dK \right\} \quad (2.23)$$

où ρ désigne la séparation entre les deux points d'observation.

Si on introduit la fonction de cohérence normalisée $\tilde{\Gamma}(L, \rho) = (4\pi L)^2 \Gamma(L, \rho)$, on obtient alors, d'après les équations 2.22 et 2.23, la relation suivante :

$$\mathcal{T} = \tilde{\Gamma}^\alpha(L, h) \quad (2.24)$$

Cette formule permet ainsi de calculer \mathcal{T} pour différentes formes du spectre des fluctuations de température et de vitesse du vent.

Nous avons représenté sur la figure 2.3 l'évolution des niveaux sonores relatifs moyens $\langle |p|^2 \rangle / \langle |p_o|^2 \rangle$ avec la fréquence dans le cas d'une source et d'un récepteur placés à une distance de 0.1 m d'une paroi rigide et distants de 2 m. $p_o = 1/r_d$ correspond à la pression

acoustique en champ libre. La courbe obtenue dans le cas déterministe fait apparaître une succession de minima et maxima due aux interférences entre l'onde directe et l'onde réfléchie. Le calcul avec turbulence a été fait en considérant uniquement des fluctuations de température, ces dernières étant modélisées par un spectre de von Karman. Dans ces conditions, le facteur de turbulence T a pour expression:

$$T = \exp \left\{ -\frac{2\alpha L}{D_{vK}} \int_0^{D_{vK}} \gamma_T^{vK} \left[1 - \frac{2^{1/6} t^{5/6}}{\Gamma(5/6)} K_{5/6}(t) \right] dt \right\} \quad (2.25)$$

où $K_\mu(t)$ est la fonction de Bessel modifiée, $\gamma_T^{vK} = 3\pi^2 A k^2 K_o^{-5/3} C_T^2 / (10T_o^2)$ est le coefficient d'extinction du champ sonore moyen par les fluctuations de température, A est un coefficient qui vaut 0.033, $K_o = 1/L_o$ où L_o est l'échelle externe de turbulence du spectre de von Karman et $D_{vK} = K_o h$.

Ostashev a donc mis en évidence que le facteur de turbulence \mathcal{T} était directement relié à la fonction de cohérence Γ entre l'onde directe et l'onde réfléchie. Cette fonction, qui correspond au moment d'ordre deux en deux points de la pression acoustique, est calculée dans le cas de la propagation en espace libre et a fait l'objet de très nombreux travaux théoriques et expérimentaux ([41], [9]).

Ainsi, nous disposons de plusieurs modèles pour prédire l'évolution du niveau sonore moyen dans le cas d'une onde acoustique se propageant au dessus d'un sol rigide. Parmi ceux-ci, nous retiendrons celui développé par Ostashev, qui est le moins restrictif et qui prend en compte les effets 3D de la turbulence, avec lequel nous serons amenés, par la suite, à confronter nos résultats expérimentaux.

Chapitre 3

Simulation numérique de la propagation du son dans un milieu turbulent

Nous venons de voir qu'il existe plusieurs modèles analytiques pour traiter le problème de la propagation du son dans l'atmosphère. Cependant, la prise en compte d'un sol à impédance et d'un gradient de célérité du son est très délicate. La résolution de l'équation de Helmholtz à indice aléatoire était jusqu'à présent envisagée par des méthodes stochastiques, qui consistaient à résoudre directement les équations portant sur les grandeurs statistiques recherchées. L'inconvénient de ces méthodes est qu'elles sont essentiellement limitées à la propagation en espace libre.

Récemment, des méthodes statistiques ont été développées: elles consistent à modéliser le milieu de propagation comme un ensemble de réalisations indépendantes du champ d'indice de réfraction. Des moyennes d'ensemble permettent ensuite de calculer les grandeurs moyennes ou les différents moments statistiques qui caractérisent le comportement du son dans l'atmosphère. Cette approche présente l'avantage de pouvoir traiter de problèmes plus complexes (prise en compte de l'impédance et d'un gradient de célérité du son).

Nous allons présenter dans ce chapitre deux méthodes de résolution numérique de l'équation de Helmholtz: une méthode classique par transformée de Fourier rapide et une autre plus originale nommée Split-Step Padé. Cette dernière, utilisée en acoustique sous-marine, a été appliquée à la propagation atmosphérique par Chevret ([17]). Elle permet de prendre en compte l'influence d'un sol à impédance, contrairement à la méthode de transformée de Fourier rapide qui n'est applicable que dans le cas d'un sol parfaitement rigide, et propose des gains de temps de calcul importants par comparaison avec une méthode de différences finies classique. Nous présenterons ensuite le modèle de génération de la turbulence par modes de Fourier aléatoires et discuterons de l'importance de la prise en compte d'effets 3D sur la propagation acoustique.

3.1 L'équation parabolique

Considérons l'équation de Helmholtz qui décrit, dans l'approximation de l'acoustique linéaire, la propagation d'une onde acoustique monochromatique (de nombre d'onde k_o) dans un milieu d'indice n :

$$(\Delta + k_o^2 n^2)p = 0 \quad (3.1)$$

soit encore:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + k_o^2 \left(\frac{1}{k_o^2} \Delta_T + n^2\right)\right)p = 0 \quad (3.2)$$

où Δ_T est le laplacien transversal (c'est à dire perpendiculaire à la direction de propagation). La résolution de cette équation est délicate car le champ en un point dépend de la valeur du champ dans tout l'espace. Tappert [57] a résolu ce problème en transformant cette équation elliptique en équation parabolique moyennant quelques hypothèses restrictives.

Adoptons la notation suivante:

$$\begin{cases} P = \frac{\partial}{\partial r} \\ Q^2 = n^2 + \frac{1}{k_o^2} \Delta_T \end{cases} \quad (3.3)$$

l'équation 3.2 s'écrit alors:

$$(P^2 + k_o^2 Q^2)p = 0 \quad (3.4)$$

soit:

$$(P + ik_o Q)(P - ik_o Q)p + ik_o(PQ - QP)p = 0 \quad (3.5)$$

Si l'on admet que les opérateurs Q et P commutent c'est à dire $PQ - QP = 0$ (ce qui n'est rigoureusement vrai que dans le cas d'un milieu stratifié) et que l'on néglige l'énergie rétrodiffusée (le couplage entre les équations régissant les ondes propagatives et les ondes rétrogrades étant très faible), alors seul l'opérateur $(P - ik_o Q)$ nous intéresse et l'équation 3.5 se simplifie en:

$$(P - ik_o Q)p = 0 \quad (3.6)$$

qui est une équation de type parabolique.

L'onde possède une direction privilégiée de propagation, r . Nous pouvons donc procéder au changement de variable suivant:

$$p(\vec{x}) = \Psi(\vec{x})v(r) \quad (3.7)$$

où $v(r) = \exp(ik_o r)/\sqrt{r}$ et Ψ est une fonction lentement variable selon r par rapport à $v(r)$. Il est ainsi possible d'écrire une équation parabolique pour Ψ :

$$P\Psi(\vec{x}) = ik_o(Q - 1)\Psi(\vec{x}) \quad (3.8)$$

La difficulté réside maintenant dans le calcul de la racine carrée de l'opérateur Q^2 .

3.2 Les méthodes de résolution numérique

3.2.1 Résolution par transformée de Fourier rapide

Une des méthodes de résolution numérique de l'équation parabolique 3.8 est la résolution par transformée de Fourier rapide (FFT).

Parmi les différents développements de Q existant ([22], [38]), nous avons retenu celui proposé par Thomson et Chapman [60], appelé développement grand angle, qui consiste à écrire:

$$\begin{cases} Q^2 = (1 + \epsilon)^{1/2} + (1 + \omega)^{1/2} - 1 \\ \epsilon = n^2 - 1 \\ \omega = \frac{1}{k_z^2} \Delta_T \end{cases} \quad (3.9)$$

En utilisant l'identité :

$$(1 + \omega)^{1/2} = 1 + \frac{\omega}{(1 + \omega)^{1/2} + 1} = B \quad (3.10)$$

et en posant $A=n-1$, on a alors à résoudre :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial r} = ik_o [A + B] \Psi \quad (3.11)$$

Nous avons ainsi découplé les effets liés à la nature du milieu $A(n)$ et les effets diffusifs qui apparaissent dans le terme $B(\Delta_T)$. En considérant Δx petit, on peut écrire:

$$\Psi(x + \Delta x, y, z) = \exp[iA\Delta x] \exp[iB\Delta x] \Psi(x, y, z) \quad (3.12)$$

et on obtient finalement:

$$\Psi(x + \Delta x, y, z) = \exp[ik_o(n - 1)\Delta x] \mathcal{F}^{-1} \left[\exp[ik_o \mathcal{F}(B)\Delta x] \tilde{\Psi}(x, k_y, k_z) \right] \quad (3.13)$$

où $\tilde{\Psi}(x, k_y, k_z) = \mathcal{F}(\Psi(x, y, z))$, \mathcal{F} désignant la transformée de Fourier dans le plan transversal à la direction de propagation.

Cette expression présente l'avantage de pouvoir être implantée numériquement en 2D ou en 3D de façon relativement simple et la précision des résultats qui en découle est remarquable. Les contraintes d'utilisation de l'expression 3.13 sont d'une part la valeur du pas Δx et d'autre part le nombre de points N pour la transformée de Fourier rapide. Ainsi, pour ne pas sous-échantillonner le signal, un pas $\Delta z \leq \lambda/2$ est nécessaire. En ce qui concerne le pas longitudinal, une bonne stabilité est obtenue lorsque sa valeur est de l'ordre de la longueur d'onde du signal acoustique λ tout en restant inférieure à l'échelle de corrélation spatiale L_T des inhomogénéités, de façon à bien prendre en compte l'influence de la turbulence.

La prise en compte d'une frontière rend l'utilisation de cette méthode difficile. Dans le cas d'un sol rigide, on peut utiliser la méthode des images (voir paragraphe 2.1): on introduit un demi-espace complémentaire symétrique par rapport au sol en terme d'indice de réfraction de

façon à recréer la condition de rigidité $\partial p/\partial n = 0$. On initialise alors le champ de pression avec une source qui est la composition d'une source gaussienne et son image placée symétriquement au dessous du sol (voir figure 2.1):

$$\Psi(0, 0, z) = 1\sqrt{\frac{\pi}{2}}k_o \exp\left\{-\frac{\alpha^2 k_o^2}{2}(z - z_s)^2\right\} + 1\sqrt{\frac{\pi}{2}}k_o \exp\left\{-\frac{\alpha^2 k_o^2}{2}(z + z_s)^2\right\} \quad (3.14)$$

où z_s désigne la hauteur de la source par rapport au sol et α est une constante fixant l'angle d'ouverture de la source (voir annexe B, paragraphe B.3).

La troncature du domaine de calcul est à l'origine de réflexions parasites et il est par conséquent nécessaire d'atténuer le champ acoustique dans une zone tampon de façon à ce que le niveau devienne négligeable au sommet du maillage. Nous utilisons donc un amortissement fictif de la forme:

$$\Psi(x, y, z) = \Psi(x, y, z_a) \exp\left\{\ln\left[a\frac{z - z_a}{z_a - z_m}\right]\right\} \quad \text{si } |z| \geq z_a \quad (3.15)$$

où z_m correspond à la limite supérieure du maillage et z_a est l'altitude à partir de laquelle l'onde acoustique propagée est amortie. Les valeurs de a et z_a sont à évaluer empiriquement.

Cette méthode présente donc l'intérêt d'être relativement simple à implémenter numériquement et de pouvoir traiter des cas 2D et 3D mais son utilisation est limitée à la prise en compte d'un sol rigide. Notons que le cas 3D a été traité par Y. Delrieux [29] à l'aide d'une méthode de différences finies.

3.2.2 Résolution par méthode Split-Step Padé

Nous présentons dans cette section une méthode numérique inspirée d'un article de Saad et Lee [54], repris ensuite par Collins [20] sous le nom de "Split-Step Padé" pour des simulations de propagation acoustique sous-marine. L'avantage de cette méthode, exposée en détails par Chevret [17], est d'allier la rapidité de calcul des algorithmes Split-Step Fourier à la bonne prise en compte des conditions aux limites des méthodes aux différences finies. Cette méthode permet ainsi de prendre en compte un sol non rigide. Notons que son utilisation a récemment été étendue à la prise en compte d'écrans et de discontinuités de surface ([35]).

Le point commun entre les méthodes FFT et Split-Step Padé est la volonté d'intégrer directement en x l'équation parabolique:

$$P\Psi(\vec{x}) = ik_o(Q - 1)\Psi(\vec{x}) \quad (3.16)$$

soit:

$$\Psi(x_o + \Delta x, z) = \exp\left[\int_{x_o}^{x_o + \Delta x} ik_o(Q - 1) dx\right] \Psi(x_o, z) \quad (3.17)$$

Posons $\mathcal{L} = Q^2 - 1$ et $\sigma = ik_o \Delta x$. En supposant que les variations de l'opérateur Q sont faibles sur l'intervalle $[x, x + \Delta x]$, l'expression précédente peut s'écrire:

$$\Psi(x_o + \Delta x, z) = \exp \left[\sigma (\sqrt{\mathcal{L} + 1} - 1) \right] \Psi(x_o, z) \quad (3.18)$$

L'idée majeure de cette méthode est d'approximer l'opérateur $\exp \left[\sigma (\sqrt{\mathcal{L} + 1} - 1) \right]$ par une somme de fractions rationnelles. Pour cela, nous utilisons un développement de Padé à l'ordre 2 soit:

$$\exp \left[\sigma (\sqrt{\mathcal{L} + 1} - 1) \right] \approx \frac{1 + p_1 \mathcal{L} + p_2 \mathcal{L}^2}{1 + q_1 \mathcal{L} + q_2 \mathcal{L}^2} \quad (3.19)$$

où les coefficients p_1, p_2, q_1 et q_2 sont exprimés en fonction du paramètre σ avec les relations suivantes:

$$p_1 = \frac{3 + \sigma}{4}; \quad p_2 = \frac{\sigma^2 + 6\sigma + 3}{48}; \quad q_1 = \frac{3 - \sigma}{4}; \quad q_2 = \frac{\sigma^2 - 6\sigma + 3}{48} \quad (3.20)$$

L'équation 3.18 s'écrit finalement:

$$\left[1 + q_1 \mathcal{L} + q_2 \mathcal{L}^2 \right] \Psi(x_o + \Delta x, z) = \left[1 + p_1 \mathcal{L} + p_2 \mathcal{L}^2 \right] \Psi(x_o, z) \quad (3.21)$$

La résolution de cette équation se fait à l'aide d'un schéma aux différences finies implicites, soit:

$$\left[1 + q_1 \mathcal{L}_h + q_2 \mathcal{L}_h^2 \right] \Psi_h^{n+1} = \left[1 + p_1 \mathcal{L}_h + p_2 \mathcal{L}_h^2 \right] \Psi_h^n \quad (3.22)$$

où \mathcal{L}_h et \mathcal{L}_h^2 représentent respectivement les discrétisations par des différences centrées double et quatrième des opérateurs \mathcal{L} et \mathcal{L}^2 . On obtient ainsi un système linéaire avec des matrices pentadiagonales qui est résolu de façon classique avec une décomposition LU.

En ce qui concerne l'échantillonnage du signal, un gain considérable est réalisé par rapport à une méthode de différences finies implicites. En effet, bien que l'erreur de l'équation discrétisée soit de l'ordre de Δz^2 , ce qui implique un pas vertical Δz tel que $\Delta z^2 = \lambda/4$, le pas horizontal d'avancement Δr est ramené, lui, à une valeur de l'ordre de la longueur d'onde λ .

La prise en compte de la présence d'un sol se fait avec la condition aux limites suivantes:

$$\left. \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right]_{z=0} + ik_o \beta \Psi = 0; \quad \beta = \frac{1}{Z_n} \quad (3.23)$$

où Z_n est l'impédance normalisée.

Comme pour la méthode FFT, une source gaussienne modélisée par l'équation 3.14 assure l'initialisation. Un amortissement fictif, représenté par l'équation 3.15 est réalisé de façon à

atténuer les réflexions parasites qui apparaissent lorsqu'on réduit le demi-plan de propagation à un domaine fini de hauteur z_m .

Nous avons donc principalement utilisé la méthode Split-Step Padé dans tous les problèmes de propagation que nous avons traité. Cette méthode présente à la fois les avantages de la méthode Split-Step Fourier (rapidité de calcul) et ceux de la méthode des différences finies (prise en compte de l'impédance d'un sol). Cependant, cette méthode reste limitée à un cas bidimensionnel et le passage à un cas tridimensionnel reste très délicat.

3.3 Modélisation du milieu turbulent

La modélisation de la turbulence que nous allons présenter a tout d'abord été présentée par Kraichnan ([43]), Corrsin et Karweit ([21]) ainsi que par Blanc-Benon et al. [10] dans le cas d'une turbulence cinématique puis appliquée au cas d'une turbulence thermique homogène et isotrope par Hugon-Jeannin [38] et Chevret [17].

3.3.1 Modélisation de la turbulence thermique par synthèse de modes de Fourier aléatoires

Nous allons considérer que les structures turbulentes n'évoluent pas pendant le temps de traversée de l'onde acoustique. Cette hypothèse dite de turbulence gelée va nous permettre de représenter le milieu de propagation comme un ensemble de réalisations indépendantes du champ d'indice. Pour chacune d'entre elles, on peut ainsi représenter la fluctuation de température $T'(\vec{x})$ en un point \vec{x} du plan à l'aide de sa transformée de Fourier $\tilde{T}'(\vec{K})$:

$$T'(\vec{x}) = \int_{R^2} \tilde{T}'(\vec{K}) e^{i\vec{K}\cdot\vec{x}} d\vec{K} \quad (3.24)$$

$\tilde{T}'(\vec{K})$ représente la fluctuation de température dans l'espace des nombres d'onde, \vec{K} étant le vecteur d'onde. Pour simuler un champ homogène et isotrope, on choisit de discrétiser l'intégrale de Fourier en un nombre fini N de modes de Fourier aléatoires:

$$T'(\vec{x}) = \sum_1^N \tilde{T}_i(\vec{K}_i) \cos(\vec{K}_i\cdot\vec{x} + \Phi_i) \quad (3.25)$$

L'orientation des modes \vec{K}_i dans l'espace de Fourier, définie en 2D par l'angle $\theta_i = \widehat{(\vec{K}_i, \vec{x})}$ (voir figure 3.1), ainsi que le déphasage Φ_i de chaque mode sont deux variables aléatoires uniformément réparties sur l'intervalle $[0, 2\pi]$ de façon à assurer respectivement l'isotropie (invariance par rotation) et l'homogénéité (invariance par translation) statistiques. Pour calculer l'amplitude de chaque mode $\tilde{T}_i(\vec{K}_i)$ on utilise la valeur moyenne du carré des fluctuations de température $\overline{T'^2}$ qui est donnée par:

$$\overline{T'^2} = \int_0^\infty G_\theta(K) dK \quad (3.26)$$

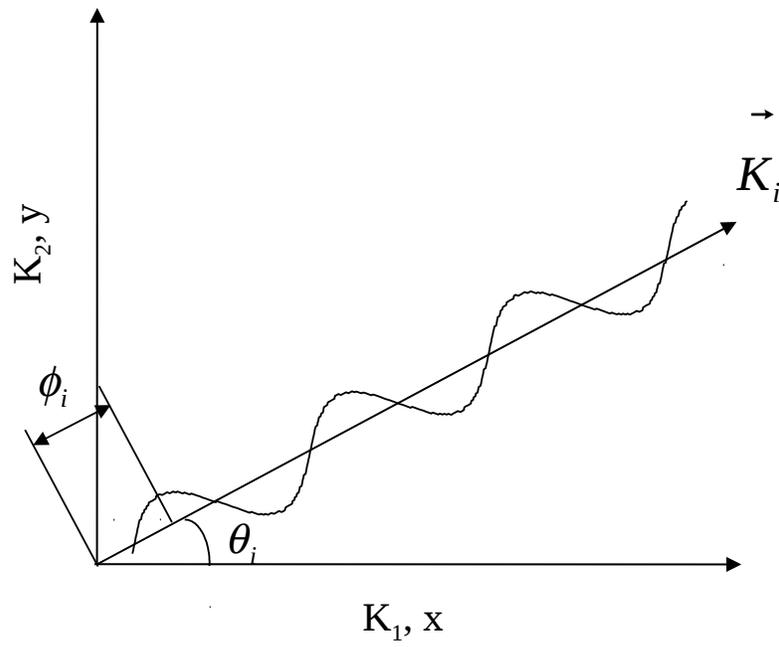


Figure 3.1: Représentation d'un mode de Fourier aléatoire, milieu bidimensionnel

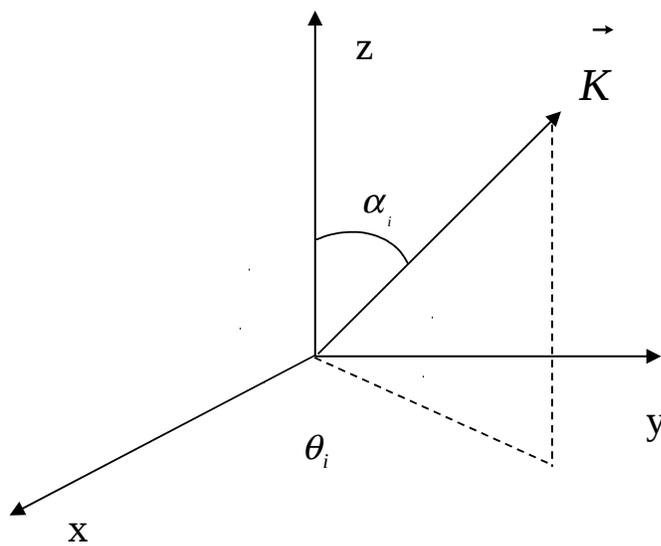


Figure 3.2: Représentation d'un mode de Fourier aléatoire, milieu tridimensionnel

où $G_\theta(K)$ est le spectre des fluctuations de température et $K = \|\vec{K}\|$. L'équation 3.26 est ensuite discrétisée de façon à obtenir l'amplitude de chaque mode:

$$\tilde{T}_i = \sqrt{G_\theta(K_i) \Delta K_i} \quad (3.27)$$

où ΔK_i est le pas de discrétisation du spectre d'énergie.

Dans le cas de simulations 3D, on peut écrire:

$$T'(\vec{x}) = \int_{R^3} \tilde{T}'(\vec{K}) e^{i\vec{K}\cdot\vec{x}} d\vec{K} \quad (3.28)$$

et on discrétise l'intégrale de Fourier en un nombre fini N de modes de Fourier aléatoires:

$$T'(\vec{x}) = \sum_1^N \tilde{T}_i(\tilde{K}_i) \cos(\vec{K}_i \cdot \vec{x} + \Phi_i) \quad (3.29)$$

Les changements interviennent tout d'abord au niveau du produit scalaire $\vec{K}_i \cdot \vec{x}$. en effet, il faut maintenant deux angles θ_i et α_i pour repérer le vecteur \vec{K}_i dans l'espace spectral (voir figure 3.2). Les changements interviennent aussi au niveau de l'amplitude des modes \tilde{T}_i qui doit être modifiée compte tenu de la différence de répartition spectrale entre un milieu aléatoire bidimensionnel et un milieu tridimensionnel. L'un des avantages de cette modélisation est l'extension possible aux cas d'une turbulence inhomogène ([64],[13])

3.3.2 Modélisation du spectre des fluctuations d'indice de réfraction

La modélisation d'une turbulence homogène et isotrope à l'aide d'une fonction de corrélation gaussienne est celle la plus utilisée dans la littérature, car elle permet, par sa simplicité, de mener à terme des calculs analytiques complexes. Cependant, une telle modélisation est trop simplifiée pour décrire les échanges énergétiques de la turbulence atmosphérique puisqu'elle ne fait intervenir qu'une seule échelle caractéristique.

Une description beaucoup plus réaliste est obtenue avec un spectre d'indice de réfraction de type von Karman suivant une loi en puissance $-11/3$ dans la zone inertielle, qui est la zone d'échange de l'énergie turbulente entre les structures de différentes tailles. En effet, ce spectre est défini par deux échelles caractéristiques, l'une se rapportant aux petites structures de la turbulence l_o et l'autre aux grosses structures L_o . Ces échelles sont respectivement appelées échelle interne et échelle externe de la turbulence.

Ainsi, la répartition de l'intensité de turbulence parmi les différentes tailles de structure est bien modélisée par un spectre des fluctuations d'indice $\Phi_n(K)$ de von Karman modifié, qui est une extension du spectre de Kolmogorov et s'écrit dans le cas d'une turbulence bidimensionnelle:

$$\phi_n(K) = \frac{5}{6\pi} L_o^{-2/3} \langle \mu^2 \rangle \left(K^2 + \frac{1}{L_o^2} \right)^{-\frac{11}{6}} \exp\left(\frac{-K^2}{K_m^2} \right) \text{ avec } K_m = \frac{5.92}{l_o} \quad (3.30)$$

où $\langle \mu^2 \rangle$ est la variance des fluctuations d'indice. En faisant l'hypothèse que le caractère aléatoire de la turbulence est assuré par les fluctuations de température seules, les fluctuations

d'indice de réfraction s'écrivent $\mu = -T'/2\bar{T}$ (ou T' désigne les fluctuations de température et \bar{T} la température moyenne) et on obtient le spectre des fluctuations de température $G_{\Theta}(K)$ par la formule:

$$G_{\theta}(K) = 8\pi K \bar{T}^2 \phi_n(K) \quad (3.31)$$

Dans le cas d'une turbulence tridimensionnelle, la dépendance du spectre des fluctuations d'indice vis à vis des nombres d'ondes ([14], [36]) est la même qu'en 2D et l'expression du spectre devient:

$$\phi_n(K) = \frac{\Gamma(8/3)}{4\pi^2} \sin(\pi/3) C_n^2 (K^2 + \frac{1}{L_o^2})^{-\frac{11}{6}} \exp(\frac{-K^2}{K_m^2}) \quad (3.32)$$

où $K_m^2 = (\frac{5.92}{l_o})^2$ et C_n est la constante de structure des fluctuations d'indice de réfraction. C_n^2 représente l'intensité de la turbulence et est telle que:

$$C_n^2 = 2 \times \frac{\Gamma(2/3)}{\Gamma(4/3)} \frac{L_o^{-2/3}}{2^{2/3}} \langle \mu^2 \rangle = 1.91 L_o^{-2/3} \langle \mu^2 \rangle \quad (3.33)$$

Γ est la fonction gamma. Le spectre des fluctuations de température $G_{\Theta}(K)$ est lié au spectre tridimensionnel des fluctuations d'indice de réfraction $\phi_n(K)$ par:

$$G_{\theta}(K) = 16\pi K^2 \bar{T}^2 \phi_n(K) \quad (3.34)$$

Nous avons représenté sur la figure 3.3 la forme du spectre d'énergie $G_{\Theta}(K)$ associé à un spectre $\phi_n(K)$ bidimensionnel et celui associé à un spectre tridimensionnel. Ces spectres ont été tracés pour des valeurs de L_o , l_o et μ identiques. Nous pouvons donc observer que la répartition de l'intensité de la turbulence n'est pas la même en 2D qu'en 3D. Nous constatons, en effet, que la contribution des structures turbulentes de petite taille (c'est à dire des hautes fréquences) est plus importantes en 3D qu'en 2D contrairement à celle des grosses structures.

3.3.3 Section efficace de diffusion

La section efficace de diffusion σ_{ϑ} qui correspond à l'intensité acoustique diffusée par unité d'angle solide, dépend de la nature des fluctuations (température ou vitesse) et de la modélisation du spectre des fluctuations d'indice. Pour une modélisation bidimensionnelle des fluctuations de température, σ_{ϑ} calculée à partir de l'approximation de Born s'écrit :

$$\sigma(\vartheta) = \frac{k^2}{8\bar{T}^2} \frac{\cos^2 \vartheta}{|\sin \frac{\vartheta}{2}|} G_{\theta}(2k |\sin \frac{\vartheta}{2}|) \quad (3.35)$$

où ϑ est l'angle de diffusion. Dans le cas d'une turbulence tridimensionnelle, on a la relation suivante:

$$\sigma(\vartheta) = \frac{k^2}{32\bar{T}^2} \frac{\cos^2 \vartheta}{\sin^2 \frac{\vartheta}{2}} G_{\theta}(2k |\sin \frac{\vartheta}{2}|) \quad (3.36)$$

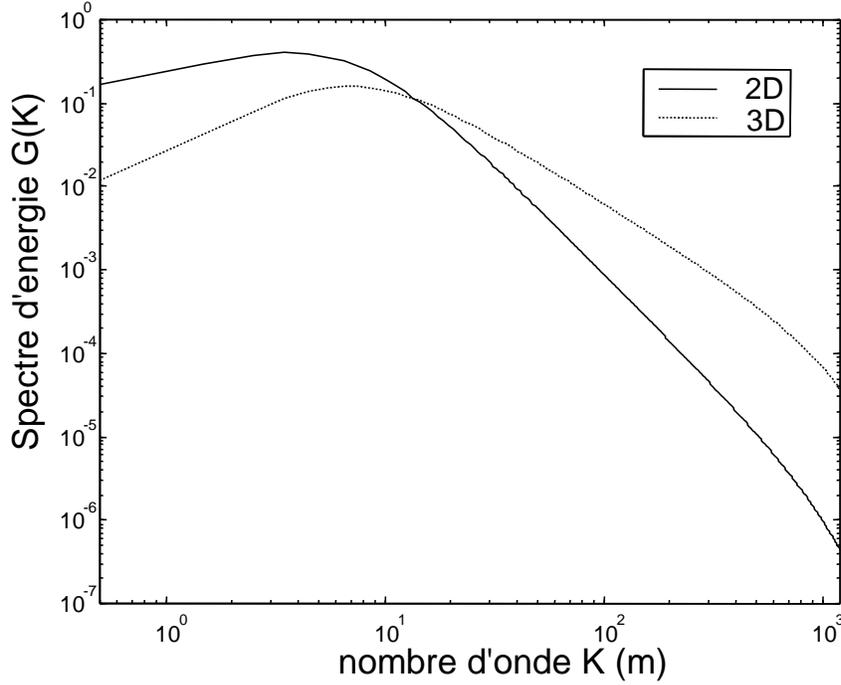


Figure 3.3: Comparaison entre un spectre d'énergie $G_{\Theta}(K)$ associé à un spectre $\phi_n(K)$ bidimensionnel et un spectre d'énergie $G_{\Theta}(K)$ associé à un spectre $\phi_n(K)$ tridimensionnel ($L_o = 0.147m, l_o = 0.005m, \mu = 0.0035$)

Nous avons représenté sur la figure 3.4 l'évolution de la section efficace de diffusion avec l'angle ϑ , dans le cas d'une turbulence modélisée par un spectre en puissance bidimensionnel et tridimensionnel. On constate ainsi que toutes les régions sont insonifiées, quelle que soit la fréquence d'émission. Il s'agit d'un effet des petites structures du spectre qui élargissent l'angle de diffusion: en effet, des calculs menés avec un spectre correspondant à une corrélation gaussienne (qui ne prend pas en compte les grands nombre d'ondes) ont montré que la diffusion se faisait dans une section angulaire très étroite([17]).

Pour des angles de diffusion inférieurs à $5i_c \frac{1}{2}$, les différences entre un calcul 2D et un calcul 3D ne sont pas perceptibles. En revanche, lorsque ϑ augmente, la section efficace de diffusion calculée à partir d'un spectre tridimensionnel des fluctuations de température est plus grande que celle obtenue à partir d'un spectre bidimensionnel et l'écart augmente avec l'angle de diffusion. Ceci s'explique par le fait que les contributions des petites structures à l'intensité de la turbulence est plus importante dans le cas d'un spectre tridimensionnel (figure 3.3). Une comparaison fréquentielle indique que la section efficace de diffusion est plus importante pour les basses fréquences. En effet, considérons la réflexion d'une onde acoustique, de longueur d'onde λ , sur une inhomogénéité de taille L . Nous savons qu'une partie de cette onde va être transmise et l'autre diffusée et qu'on a la relation $\lambda = 2L \sin(\vartheta/2)$. (voir figure 3.5). Ainsi, pour une taille

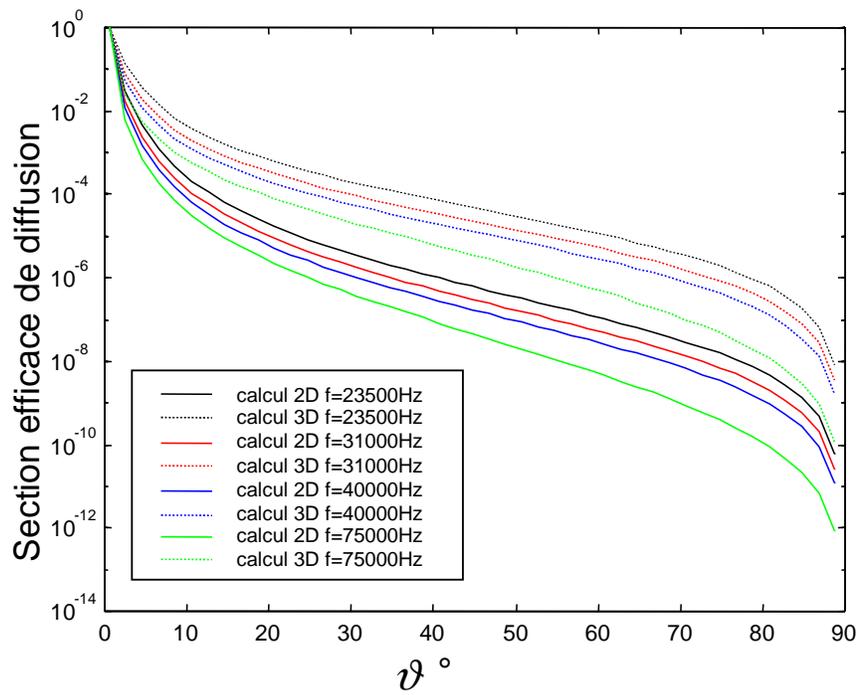


Figure 3.4: Section efficace de diffusion calculée avec un spectre des fluctuations d'indice de von Karman pour différentes fréquences

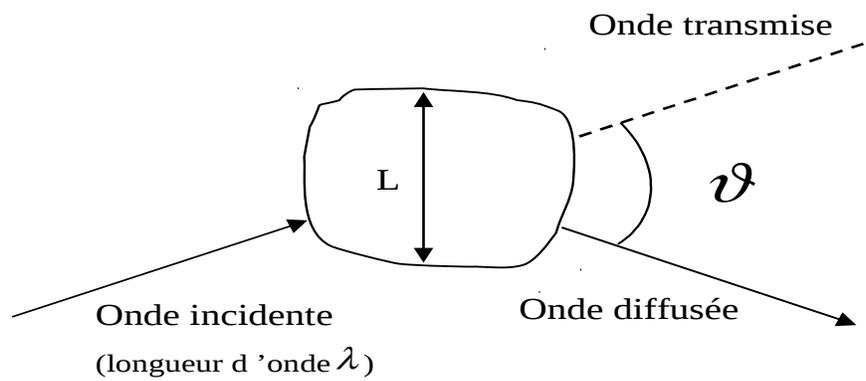


Figure 3.5: Géométrie d'un problème de diffusion acoustique

d'inhomogénéité fixée, l'angle de diffusion, et par conséquent la section efficace de diffusion, sera d'autant plus grand que la fréquence est petite.

Nous venons donc de voir que nous disposons d'une méthode statistique performante permettant de résoudre l'équation de Helmholtz à indice aléatoire dans des situations de propagation complexes (prise en compte d'un sol de nature quelconque, d'écrans, d'un gradient de célérité du son...) Cependant cette méthode est pour l'instant restreinte au cas d'une turbulence bidimensionnelle. Or nous avons mis en évidence qu'il existait des différences importantes entre une modélisation de la turbulence par un spectre bidimensionnel et celle par un spectre tridimensionnel des fluctuations d'indice de réfraction, notamment en ce qui concerne les sections efficaces de diffusion qui sont plus petites dans le cas 2D. La prise en compte des effets 3D de la turbulence peut être faite, dans le cas de la propagation au voisinage d'un sol parfaitement réfléchissant, à l'aide de la méthode FFT. Nous serons donc amené à l'utiliser pour mener des comparaisons avec certains de nos résultats expérimentaux et nous pourrons ainsi estimer l'influence de la prise en compte d'effets 3D dans les simulations numériques.

Chapitre 4

Dispositif expérimental Caractérisation de la turbulence thermique

Nous avons vu au cours du premier chapitre que de nombreuses campagnes de mesures ont été réalisées en extérieur pour tenter d'analyser le rôle du sol, des gradients de température et de vitesse du vent ou de la turbulence sur la propagation du son dans l'atmosphère. Cependant, la complexité des phénomènes physiques mis en jeu ainsi que le manque de maîtrise des conditions expérimentales rendent leur interprétation délicate. Il nous a donc semblé indispensable de mettre au point un dispositif expérimental en laboratoire permettant de réaliser des essais reproductibles dans des conditions où la turbulence serait parfaitement contrôlée. Des travaux effectués au laboratoire par Blanc-Benon [9] ont montré qu'il était possible de simuler l'influence d'une turbulence thermique sur la propagation des ondes acoustiques en travaillant dans l'air au dessus d'une grille chauffante. L'installation existante a donc été modifiée de façon à prendre en compte les effets d'une frontière.

Deux types de frontière ont été envisagés:

- une paroi plane de façon à étudier le réseau d'interférences lié à l'existence d'une onde directe et d'une onde réfléchiée par la paroi
- une paroi courbe pour modéliser un gradient de célérité du son et étudier les phénomènes de diffusion dans la zone d'ombre acoustique ainsi créée

Nous allons donc, dans ce chapitre, décrire les différentes étapes de conception du dispositif expérimental, puis nous présenterons les principales mesures permettant de caractériser la turbulence thermique. La dernière partie de ce chapitre sera consacrée aux techniques d'acquisition et de traitement des signaux acoustiques utilisées.

4.1 Conception du dispositif expérimental

Dans cette étude nous allons considérer que les fluctuations d'indice de réfraction sont uniquement dues aux fluctuations turbulentes de température. Pour reproduire en laboratoire une situation réaliste de propagation d'une onde acoustique dans l'atmosphère, nous nous sommes inspirés des mesures réalisées *"in situ"* par Daigle et al.[23] durant l'été 1976 sur une piste d'atterrissage de l'aéroport de Rockcliffe à Ottawa (voir paragraphe 1.1). Nous avons donc essayé de conserver les ordres de grandeurs des rapports λ/h_s et λ/x , où λ est la longueur d'onde acoustique définie par c_o/f , h_s est la hauteur de la source et x est la distance de propagation (voir figure 4.1).

D'autre part, afin de réaliser en laboratoire une expérience représentative de la propagation des ondes acoustiques à travers une atmosphère turbulente, il était nécessaire de réaliser une installation respectant les conditions suivantes:

- la longueur d'onde acoustique λ doit être très inférieure à l'échelle de corrélation spatiale L_T des fluctuations de température
- cette échelle L_T doit elle-même être très inférieure à la distance de propagation x

Dans la chambre anéchoïde du laboratoire d'Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon ($10,5m \times 7,05m \times 7m$), la turbulence est créée par le mélange de panaches thermiques se développant en convection libre au-dessus d'un ensemble de résistances chauffantes disposées sous forme de grille (de dimension $4,4m \times 1,1m$) ayant une maille carrée de 0,9 m. Cette grille est suspendue à une hauteur de 120 cm du fond de la chambre afin d'assurer l'alimentation en air des panaches. Elle développe une puissance électrique de 64 kW et permet une élévation de la température ambiante d'environ $25^\circ C$ avec des fluctuations comprises entre $2^\circ C$ et $3^\circ C$. La taille des mailles gouverne la valeur de l'échelle de corrélation spatiale L_T qui est ici de l'ordre de 11 cm.

Choix de la distance de propagation

L'installation a été modifiée par l'adjonction d'une frontière, modélisée dans un premier temps par une plaque plane, puis par une plaque courbe, placée perpendiculairement à la grille chauffante. La distance de propagation est alors soit la longueur de la plaque, soit son abscisse curviligne. Compte tenu des dimensions de la chambre anéchoïde, de la surface de chauffe de la grille ainsi que du poids du système, nous nous sommes limités à une distance de propagation de l'ordre de 3 m.

Choix des fréquences d'émission

Les fréquences d'émission ont été choisies de façon à satisfaire les trois conditions suivantes:

- $\lambda \ll L_T$ où $L_T = 11\text{ cm}$

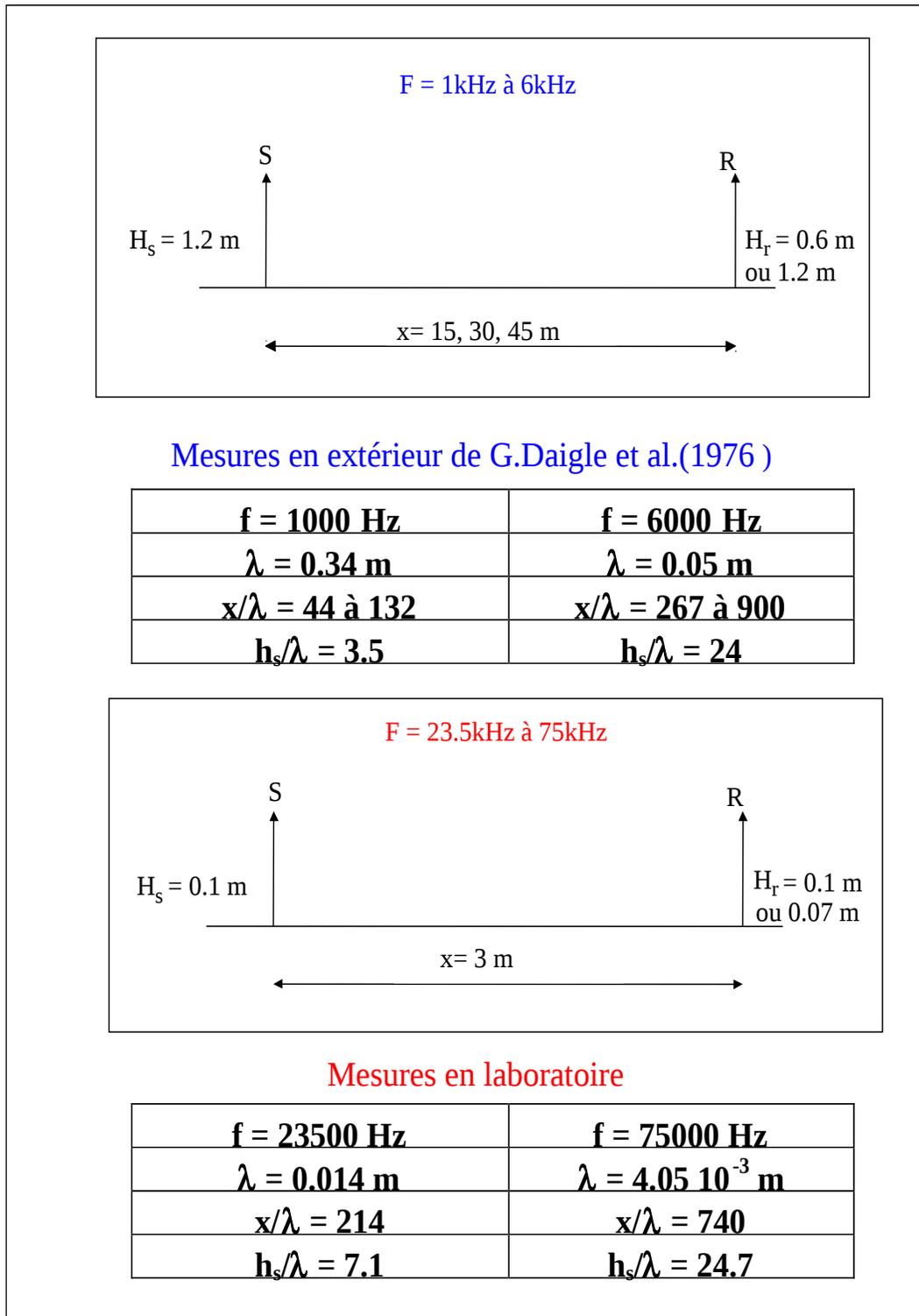


Figure 4.1: Comparaison entre les conditions expérimentales "in situ" et les conditions en laboratoire

- $44 < x/\lambda < 900$ où $x=3$ m

Il était donc indispensable d'avoir des longueurs d'onde très petites. Par conséquent, nous avons choisi d'utiliser des sources monofréquentielles ultrasonores émettant dans la gamme 20kHz-75kHz.

Nous avons réalisé deux montages permettant d'étudier les configurations types suivantes:

- la propagation dans la région de "ligne de vue" (région dans laquelle chaque point peut être atteint par au moins un rayon issu de la source), pour laquelle nous avons utilisé une paroi plane: nous avons ainsi pu caractériser l'influence de la turbulence sur la décorrélation entre le trajet direct source-récepteur et le trajet réfléchi.
- la propagation dans la zone d'ombre (formée par la présence d'un gradient de célérité du son), pour laquelle nous avons utilisé une paroi courbe: ceci nous a permis d'étudier les phénomènes de diffusion de l'énergie acoustique par la turbulence dans la zone d'ombre.

4.1.1 Cas de la propagation dans la région de "ligne de vue"

Nous nous sommes, dans un premier temps, intéressés au cas simple de la propagation au voisinage d'un sol plan, modélisé par une plaque plane parfaitement réfléchissante. Cette dernière a été placée perpendiculairement au plan de la grille et légèrement à l'intérieur de celle-ci pour éviter qu'un gradient de température entre les deux faces ne se crée. Cette plaque en plexiglas de dimension $300\text{cm} \times 120\text{cm} \times 1.2\text{cm}$ peut supporter un matériau absorbant sur l'une de ses faces. Dans notre cas, il s'agit une feutrine d'épaisseur 1.5 mm. On modélise ainsi l'effet de la turbulence sur la propagation du son au voisinage d'une frontière réfléchissante ou absorbante dans une situation de trajets multiples (figure 4.2).

Dans le repère de coordonnées cartésiennes que nous avons choisi d'utiliser, les principaux paramètres de l'expérience sont donc:

- la distance de propagation X pouvant varier de 0 à 3 m
- la distance Y entre la paroi et les récepteurs pouvant varier de 0.07 à 0.6 m
- la fréquence délivrée par les différentes sources acoustiques (23.5 kHz, 31 kHz, 40 kHz et 75 kHz).

La distance de la source à la paroi a été fixée à 10 cm. Nous avons choisi de travailler dans un plan situé à 190 cm du plan de la grille, ce qui correspond à un peu plus de vingt fois la maille. A cette distance, nous vérifierons plus loin que nous pouvons raisonnablement considérer la turbulence comme homogène et isotrope. Les profils présentés dans ce rapport caractériseront donc toujours l'évolution des quantités physiques avec la distance de propagation X ou avec la distance transversale par rapport à la plaque Y . La figure 4.3 nous fournit une vue de dessus du dispositif et fait apparaître l'origine O du repère ainsi que les positions de la source et des récepteurs par rapport à la paroi.

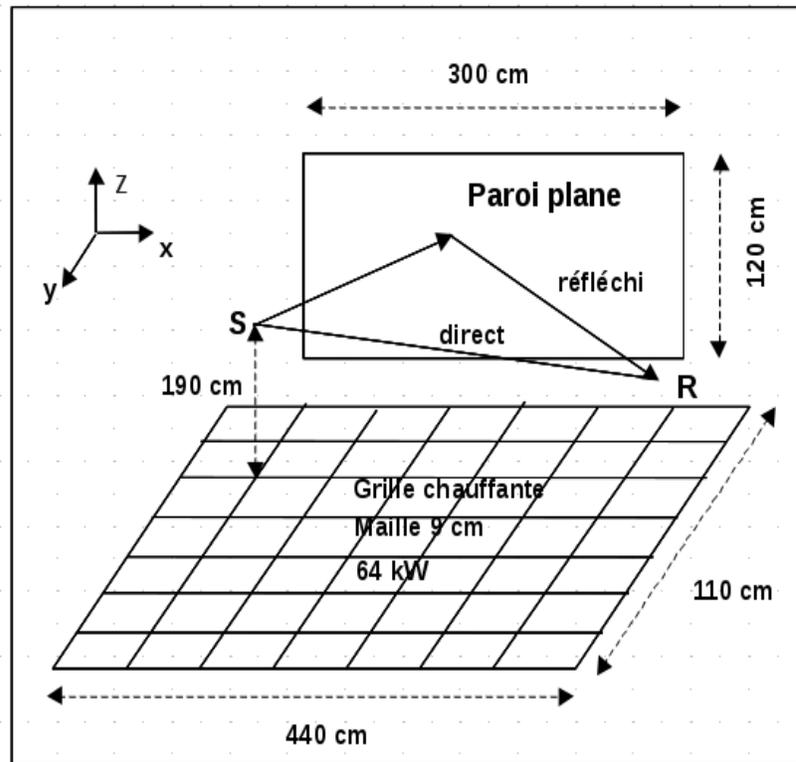


Figure 4.2: Dispositif expérimental dans le cas de la paroi plane

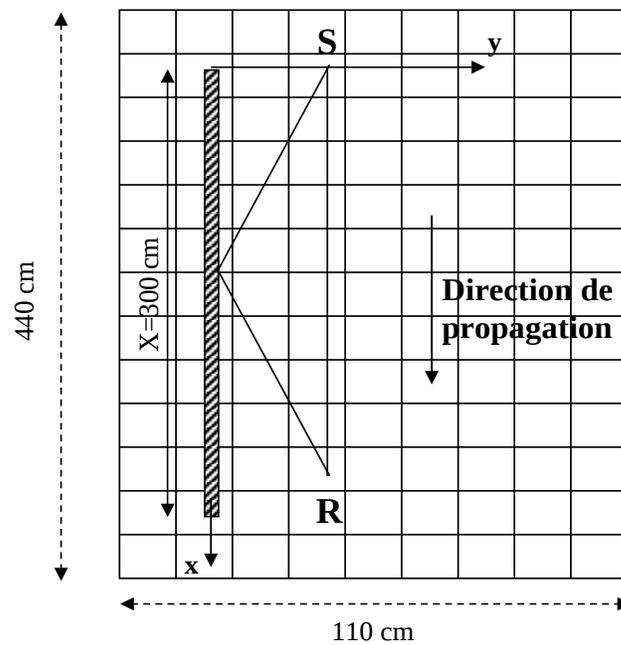


Figure 4.3: Vue de dessus du dispositif expérimental dans le cas de la paroi plane

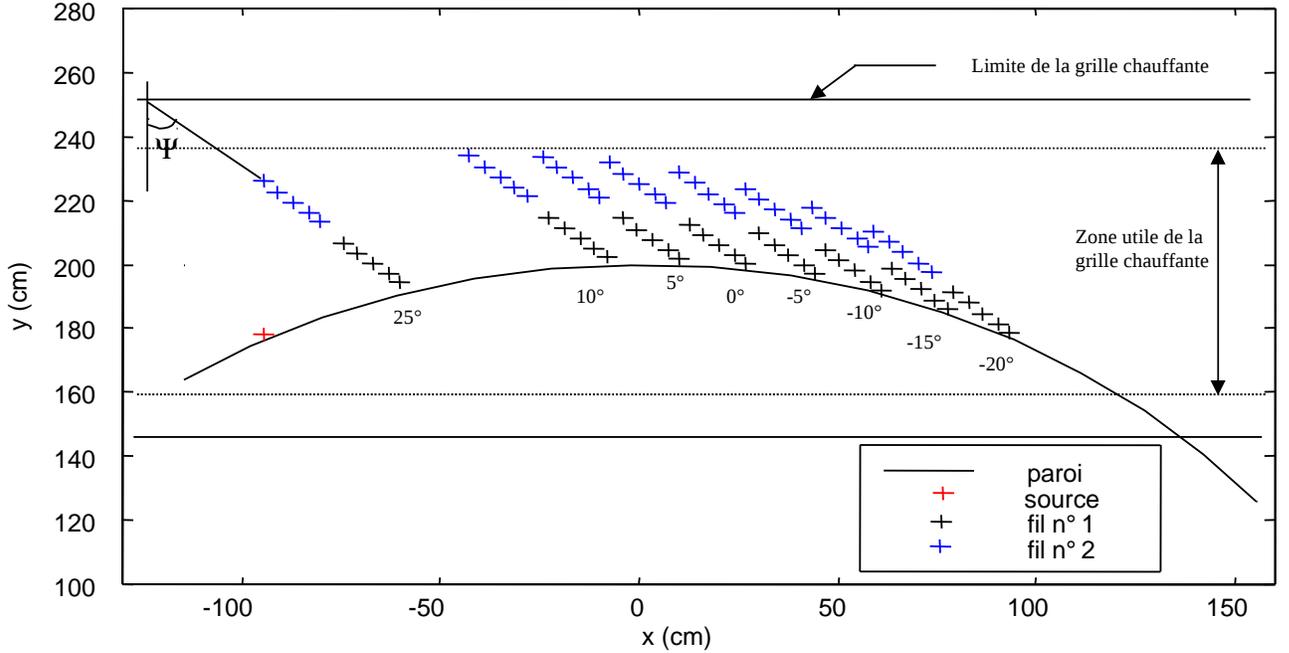


Figure 4.4: Positionnement des points de mesure des spectres des fluctuations de température dans la configuration paroi courbe

4.1.2 Cas de la propagation dans les zones d'ombre

Nous avons vu qu'il était possible de ramener l'étude de la propagation du son dans une atmosphère soumise à un gradient de célérité du son exponentiel à celle de la diffraction par une surface cylindrique (voir chapitre 1). Pour reproduire une expérience en laboratoire représentative de la propagation du son dans une atmosphère réfractive, nous avons donc remplacé la paroi plane par une portion de cylindre, parfaitement rigide, de rayon de courbure $R_c=2$ m. Comme dans la configuration précédente, l'ensemble des mesures (mesures de température et mesures acoustiques) a été fait dans le plan $Z=190$ cm. Les points de mesures ont été repérés dans le système de coordonnées cartésiennes (O,X,Y) . Nous avons représenté sur la figure 4.4 les différentes positions des capteurs de température dans la configuration paroi courbe. Ces capteurs ont été déplacés suivant une direction faisant un angle constant $\Psi = 49^\circ$ avec l'axe Y et la plaque a été graduée par pas de 5 degrés en prenant pour référence le milieu de la corde. En ce qui concerne les mesures acoustiques, nous verrons, dans le chapitre traitant des résultats expérimentaux, qu'elles seront présentées en fonction de la distance normale à la paroi ou encore sous forme de cartes couleurs.

4.2 Caractérisation du champ thermique fluctuant

Les principales caractéristiques du champ thermique fluctuant qui sont prises en compte dans les modèles de propagation en milieu aléatoire sont:

- la température moyenne \bar{T} et la température fluctuante T' qui définissent la partie fluctu-

ante μ de l'indice de réfraction par la relation

$$\mu = -\frac{T'}{2\bar{T}} \quad (4.1)$$

- les corrélations spatiales des fluctuations de température qui définissent les échelles de corrélation
- le spectre unidimensionnel des fluctuations de température F_θ qui est relié à la modélisation du spectre tridimensionnel des fluctuations d'indice ϕ_n .

4.2.1 Profils de température

Nous n'allons présenter dans ce paragraphe que des profils de température relevés lors de la configuration expérimentale paroi plane. Il est important de noter que des mesures similaires ont été faites dans la configuration paroi courbe et que des résultats identiques ont été obtenus.

Les profils de température moyenne ont été effectués en déplaçant un thermocouple Fer/Constantan (type T) au dessus de la grille chauffante. Ce thermocouple a une jonction sensible d'un diamètre de 0,13 mm. Il est alimenté par un indicateur de température contrôlé par un microprocesseur (Omega 190a) qui linéarise la réponse du capteur. La constante de temps du système est de une seconde et les températures sont obtenues avec une résolution de $0,1^\circ C$.

Des relevés de température moyenne effectués au dessus de la grille en fonctionnement nous ont permis de vérifier que la grille chauffait bien de façon uniforme l'ensemble du domaine d'étude (figure 4.5) et, qu'à l'exception des extrémités de la paroi, l'élévation de température était bien de $25^\circ C$ en moyenne sur l'ensemble du domaine chauffé. Les grandes dimensions de la salle permettent d'avoir un volume d'air froid suffisant pour que la température ambiante de la pièce ne soit pas sensiblement modifiée par le fonctionnement de la grille chauffante. Notons cependant, qu'au bout de quelques heures de fonctionnement de la grille, un phénomène de saturation en température peut apparaître et qu'il dépend principalement des variations de la température extérieure à la chambre anéchoïde. Il est par conséquent préférable de faire fonctionner la grille sur des intervalles de temps relativement courts.

Pour expliquer les variations de température observées près des extrémités de la plaque nous avons effectué quelques mesures de vitesse à l'aide d'un tube de Pitot et d'un micromanomètre. Celles-ci nous ont permis de mettre en évidence l'existence d'un écoulement d'air à très faible vitesse lié à la présence des bords ([62],[12]). Pour évaluer les perturbations introduites sur le champ thermique par la paroi rigide disposée verticalement, c'est à dire parallèlement à l'axe de développement des panaches thermiques, nous avons également effectué des relevés transversaux de température moyenne: nous avons ainsi pu constater qu'il se crée un très faible gradient de température le long de l'axe Oy (figure 4.6).

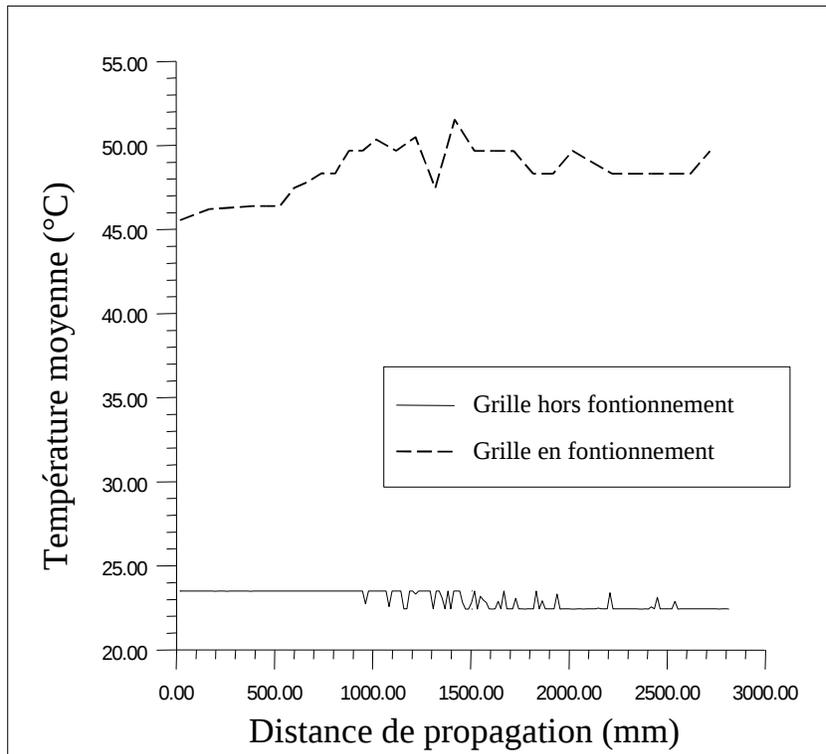


Figure 4.5: Evolution de la température moyenne avec la distance de propagation: cas d'un capteur situé à une distance $y=100$ mm de la paroi plane

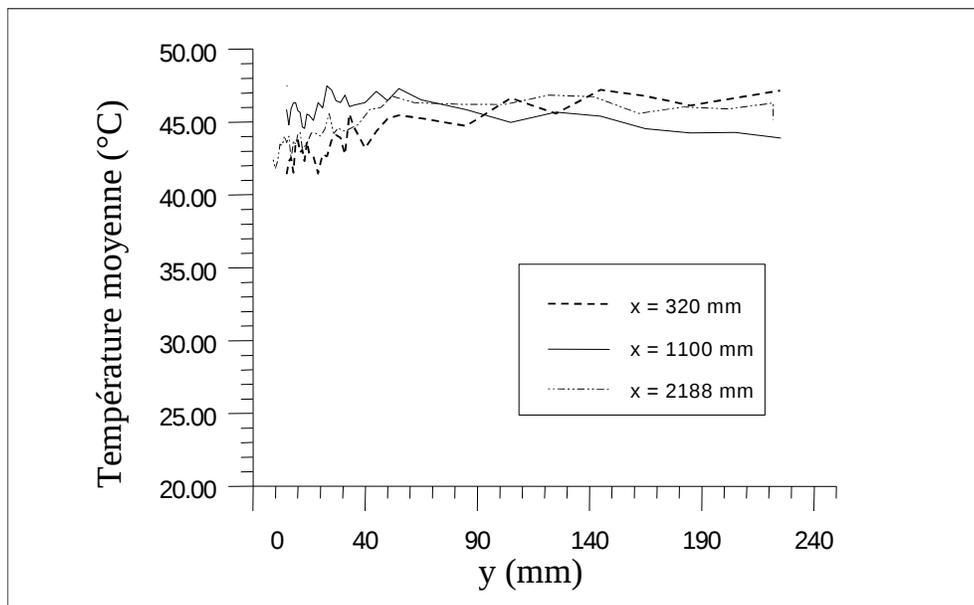


Figure 4.6: Evolution de la température moyenne avec la distance à la paroi pour trois distances de propagation

Notons que nous avons aussi contrôlé que les fluctuations de vitesse restaient négligeables dans notre étude. Nous avons mesuré une vitesse moyenne ascensionnelle des panaches thermiques \overline{U}_z égale à 1,1 m/s ainsi que les fluctuations de vitesse u'_z qui sont de l'ordre de 0.2 m/s. Ces valeurs correspondent bien à celles mesurées précédemment par Blanc-Benon [9]. Rappelons que dans le cas d'une turbulence cinématique, les fluctuations d'indice de réfraction s'écrivent $-u'_x/c_o$ où u'_x désigne la fluctuation de vitesse dans la direction de propagation. Dans le cas d'une turbulence créée par un panache thermique, on sait que $\|u'_x\| \ll \|u'_z\|$. Le taux de fluctuations $\sqrt{\frac{u'_z}{c_o}}$ étant de l'ordre de 6.10^{-4} et on peut donc bien considérer que seules les fluctuations d'indice dues à la température doivent être prises en compte dans nos expériences.

4.2.2 Spectres unidimensionnels des fluctuations de température et échelles de corrélations spatiales

Les fluctuations de température T' sont mesurées avec un système d'anémométrie à fil froid Dantec. Ce système comprend un pont de température (Type 56C20) couplé à un système d'alimentation (Type 56C01TCA) qui permet d'effectuer des mesures à courant constant (1 mA). Les sondes utilisées sont des résistances (Type 55P31) au platine de diamètre $1\mu m$. Ces dernières ont été étalonnées de façon à mesurer leur sensibilité ($0.048^\circ C/V$ pour les sondes utilisées). Nous avons vérifié l'homogénéité du champ thermique en faisant des relevés de spectres unidimensionnels des fluctuations de température F_θ au dessus de l'ensemble de la grille. Les spectres sont représentés dans la gamme 0-800Hz avec une largeur de bande de 0.25 Hz.

Ces spectres ont été comparés à un spectre théorique unidimensionnel déduit de l'expression de von Karman. En faisant l'hypothèse de Taylor, la fréquence est reliée au nombre d'onde turbulent K_1 par la relation $K_1 = \frac{2\pi}{\overline{U}_z} f$ où \overline{U}_z est la vitesse ascensionnelle moyenne des panaches thermiques. Pour une turbulence homogène et isotrope, le spectre unidimensionnel $F_\theta(K_1)$ est lié au spectre tridimensionnel des fluctuations de température $G_\theta(K)$ par la formule ([37]):

$$F_\theta(K_1) = \int_{K_1}^{\infty} \frac{G_\theta(K)}{K} dK \quad (4.2)$$

La variance des fluctuations de température $\overline{T'^2}$ s'exprime alors par:

$$\overline{T'^2} = \int_0^{\infty} G_\theta(K) dK \quad (4.3)$$

Nous avons vu (paragraphe 3.3.2) que $G_\theta(K)$ est lié au spectre tridimensionnel des fluctuations d'indice de réfraction $\phi_n(K)$ par:

$$G_\theta(K) = 16\pi K^2 \overline{T'^2} \phi_n(K) \quad (4.4)$$

$\phi_n(K)$, qui apparaît dans les modèles stochastiques de propagation, est souvent modélisé par un spectre de von Karman modifié qui vis à vis des nombres d'onde s'écrit (voir équation 3.32):

$$\phi_n(K) = 0.033 C_n^2 (K^2 + \frac{1}{L_o^2})^{\frac{-11}{6}} \exp(\frac{-K^2}{K_m^2}) \quad (4.5)$$

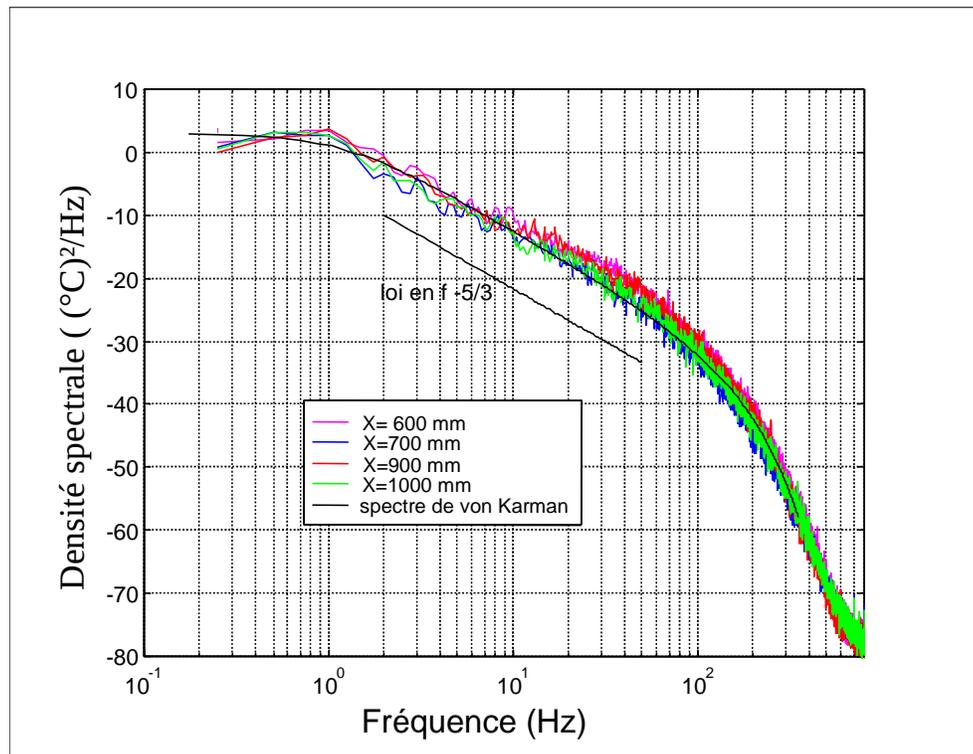


Figure 4.7: Comparaison entre un spectre théorique unidimensionnel déduit de l'expression de von Karman et des spectres unidimensionnels des fluctuations de température mesurés en différents points situés à $y=30$ cm de la paroi plane

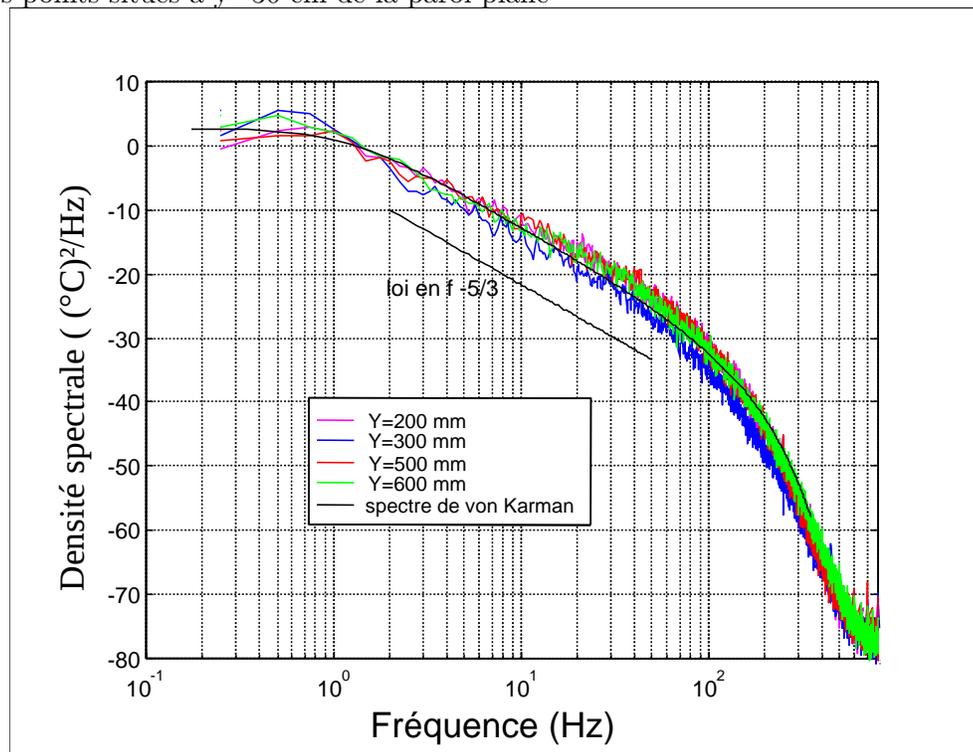


Figure 4.8: Comparaison entre un spectre théorique unidimensionnel déduit de l'expression de von Karman et des spectres unidimensionnels des fluctuations de température mesurés en différents points situés à $x=90$ cm de l'extrémité de la paroi plane

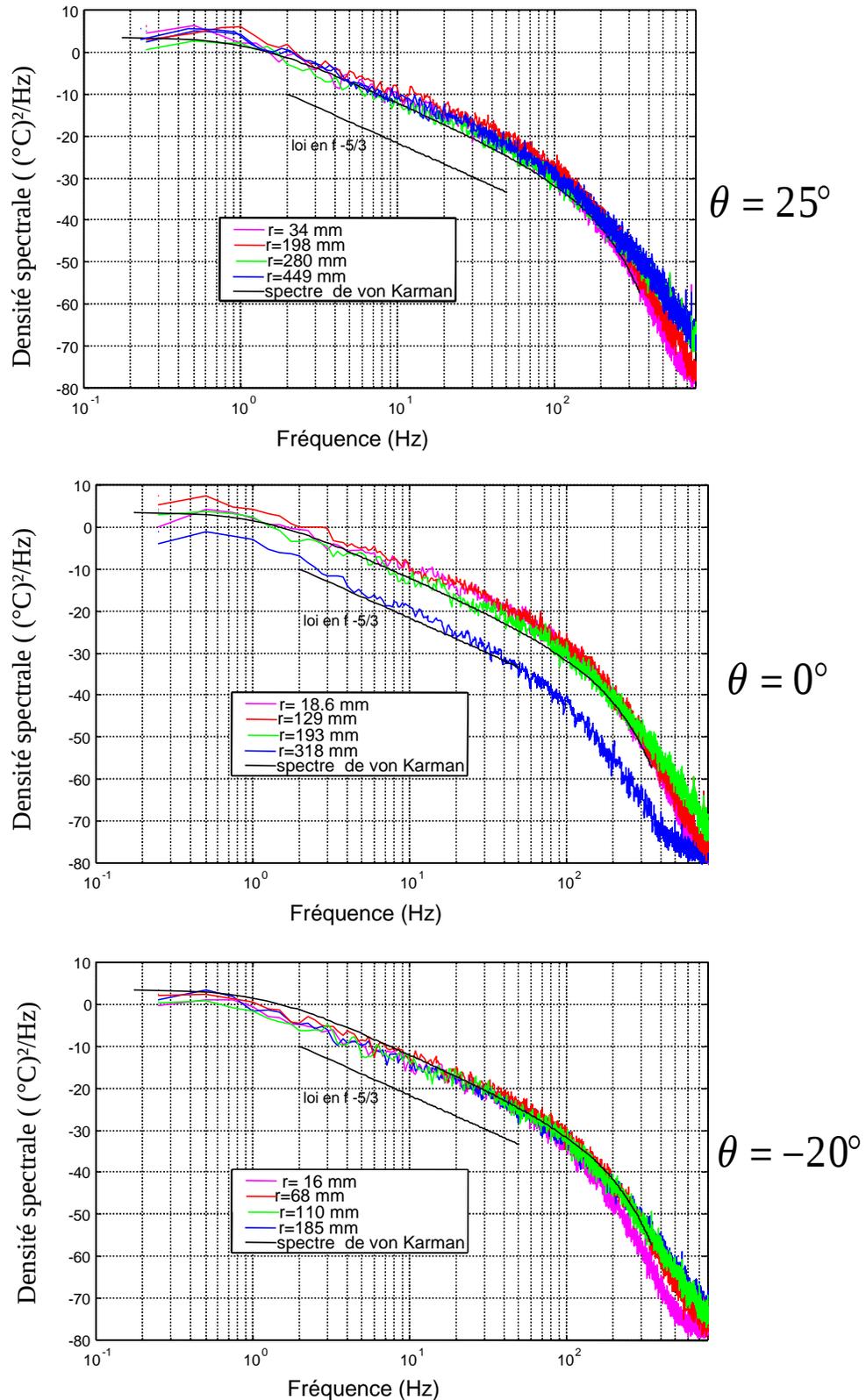


Figure 4.9: Comparaison entre un spectre théorique unidimensionnel déduit de l'expression de von Karman et des spectres unidimensionnels des fluctuations de température mesurés en différentes sections au voisinage de la paroi courbe

Figure 4.10: Exemple de corrélations spatiales des fluctuations de température dans un plan parallèle au plan de la grille ($z=190$ cm)

L'utilisation de ce modèle se justifie par le fait qu'un spectre de von Karman est défini par deux échelles caractéristiques L_o et l_o ce qui permet une bonne modélisation de la répartition de l'énergie de la turbulence parmi les différentes tailles de structures. Il est ainsi possible de distinguer trois zones:

- la zone des grosses structures ($K < 2\pi/L_o$)
- la zone inertielle ($2\pi/L_o < K < 2\pi/l_o$) qui est la zone d'échange entre les structures de différentes tailles. Dans cette zone, le spectre tridimensionnel des fluctuations d'indice $\phi_n(K)$ suit une loi en puissance $-11/3$.
- la zone de dissipation de l'énergie ($K > 2\pi/l_o$) qui est la zone des petites structures

Les échelles de corrélations spatiales L_x et L_y ont été déterminées à partir des fonctions de corrélations spatiales normalisées R_{TT} en deux points des fluctuations de température suivant la direction de propagation Ox et la direction transversale Oy:

$$L_x = \int_0^\infty R_{TT}(x, 0, 0) dx \quad L_y = \int_0^\infty R_{TT}(0, y, 0) dy \quad (4.6)$$

Les mesures ont été faites à l'aide de deux sondes à fils froids en différents points du plan d'étude (voir figure. 4.10). Les deux échelles L_x et L_y sont sensiblement égales avec une valeur de 11 cm. Pour une turbulence homogène et isotrope, l'échelle externe de turbulence L_o s'obtient à partir de l'échelle de corrélation $L_T = L_x = L_y$ à l'aide de la formule ([37]):

$$L_o = 1.339 L_T \quad (4.7)$$

soit $L_o = 14.7\text{cm}$. En ce qui concerne l'échelle interne l_o , une valeur de 5 mm permet une modélisation satisfaisante par la méthode choisie. Cette valeur, obtenue par Blanc-Benon ([9]), a

été confirmée en vérifiant que, dans nos mesures, l'extension de la zone inertielle de la turbulence vers les hautes fréquences était correctement prise en compte. Nous avons aussi fait apparaître sur chaque figure la zone inertielle dans laquelle le spectre unidimensionnel des fluctuations de température suit une loi en puissance $-5/3$. On observe ainsi que celle-ci est importante puisqu'elle s'étend sur deux décades.

Nous avons représenté sur les figures 4.7 et 4.8, une comparaison entre le spectre théorique

La figure 4.9 concerne des spectres mesurés au voisinage de la paroi courbe pour trois sections de mesures : $\theta = 25^\circ$, $\theta = 0^\circ$ et $\theta = -20^\circ$. A nouveau, nous pouvons constater que la modélisation par un spectre de von Karman est satisfaisante et que l'hypothèse de turbulence homogène et isotrope est correcte. En revanche, la valeur moyenne des fluctuations d'indice est plus élevée, puisqu'elle est de l'ordre de 0.0045. En effet, la campagne de mesures sur paroi plane a été effectuée pendant l'été où la température extérieure moyenne avoisinait les $25^\circ C$. Lors de la mise en chauffe de la grille, nous avons donc obtenu des températures très élevées (autour de $50^\circ C$) et des fluctuations relativement faibles (de l'ordre de 2°). Lors de la campagne de mesure sur paroi courbe la température extérieure moyenne était très inférieure ($15^\circ C$): la saturation dans la chambre anéchoïque s'est donc produite moins rapidement, ce qui nous a permis d'avoir des fluctuations de température plus élevées (autour de $3^\circ C$) et par conséquent des fluctuations d'indice de réfraction plus importantes. Notons qu'il existe des différences remarquables ($0.0018 < \mu < 0.0051$) pour les sections situées autour de l'apex (table 4.3), c'est à dire pour les angles $\theta = 5^\circ$, $\theta = 0^\circ$ et $\theta = -5^\circ$: ceci s'explique par le fait que, pour ces sections de mesure, certains points très éloignés de la paroi sont situés à la limite de la zone utile de la grille (voir figure 4.4).

4.3 Traitement des signaux

4.3.1 Description des signaux

Le signal de pression acoustique $p(\vec{x}, t)$ enregistré par le récepteur est un signal dit à *bande étroite*, c'est à dire que son spectre énergétique se trouve centré autour de la fréquence d'émission f . Après traversée d'une turbulence thermique, il subit de fortes modulations d'amplitude et de phase et peut être décrit analytiquement sous deux formes:

$$\begin{aligned} p(\vec{x}, t) &= \text{Re} \left\{ A(\vec{x}, t) \exp(iS(\vec{x}, t)) \exp(2i\pi ft) \right\} \\ p(\vec{x}, t) &= \text{Re} \left\{ U(\vec{x}, t) \exp(2i\pi ft) \right\} \end{aligned} \quad (4.8)$$

où les fonctions $U(\vec{x}, t)$, $A(\vec{x}, t)$ et $S(\vec{x}, t)$ sont des fonctions lentement variables dans le temps par rapport à $\exp(2i\pi ft)$. La distorsion de l'onde acoustique incidente est alors décrite soit en fonction des propriétés statistiques des fluctuations de l'amplitude $A(\vec{x}, t)$ et de la phase $S(\vec{x}, t)$, soit à partir des moments successifs du champ $U(\vec{x}, t)$.

Le première description correspond à la méthode de Rytov (voir annexe B). La seconde, à la méthode de l'approximation parabolique et présente l'avantage de permettre des mesures quelle

	y=20 cm	y=30cm	y=50cm	y=60cm
x=80cm	$\mu = 0.0034$	$\mu = 0.0034$	$\mu = 0.0036$	$\mu = 0.0034$
x=190cm	$\mu = 0.0031$	$\mu = 0.0032$	$\mu = 0.0031$	$\mu = 0.0028$
x=300cm	$\mu = 0.0029$	$\mu = 0.0028$	$\mu = 0.0025$	$\mu = 0.002$

Tableau 4.1: Evolution des fluctuations de l'indice de réfraction avec la distance transversale à la paroi (cas de la paroi plane)

	x=60 cm	x=70cm	x=75cm	x=85cm	x=90cm	x=100cm
y=10cm	$\mu = 0.0039$	$\mu = 0.0036$	$\mu = 0.0034$	$\mu = 0.0034$	$\mu = 0.0033$	$\mu = 0.0032$

Tableau 4.2: Evolution des fluctuations de l'indice de réfraction avec la distance de propagation (cas de la paroi plane)

$\theta = 25^\circ$	r(cm)	3,41	7,68	11,98	16,31	19,79	28,04	31,57	36	40,45	44,93
	$\mu(10^{-3})$	4,3	4,6	4,4	4,8	4,8	3,5	3,7	4,2	4,6	4,3
$\theta = 10^\circ$	r	2,37	5,83	9,36	12,94	15,85	23,16	26,16	29,96	33,8	37,68
	$\mu(10^{-3})$	4,2	4,4	4,9	4,5	5,7	3,9	3,4	2,4	2,9	2,4
$\theta = 5^\circ$	r	2,17	5,29	8,49	11,76	14,43	21,31	24,09	27,61	31,9	347,82
	$\mu(10^{-3})$	4,2	4,7	4,6	4,9	4,7	3,1	3	3,2	2,6	2,3
$\theta = 0^\circ$	r	1,86	4,65	7,53	10,48	12,9	19,34	21,89	25,14	28,46	31,83
	$\mu(10^{-3})$	4,1	4,4	5,2	5	5,1	3,7	3,5	2,6	2,8	1,8
$\theta = -5^\circ$	r	2,06	4,48	7	9,59	11,73	17,66	19,95	22,89	25,9	28,98
	$\mu(10^{-3})$	3,8	4,3	4,8	4,6	5,7	4	3,6	3,2	3,1	1,8
$\theta = -10^\circ$	r	1,49	3,53	5,67	7,91	9,77	15,15	17,18	19,8	22,49	25,27
	$\mu(10^{-3})$	3,5	3,9	4	4,5	4,7	4	4	3,7	3,5	3,1
$\theta = -15^\circ$	r	1,73	3,36	5,1	6,95	8,5	13,29	15,04	17,3	19,65	22,09
	$\mu(10^{-3})$	3,5	3,7	3,8	4,2	4,7	3,7	3,6	3,8	4	3,3
$\theta = -20^\circ$	r	1,62	2,84	4,17	5,62	6,86	11,03	12,48	14,38	16,37	18,47
	$\mu(10^{-3})$	2,8	3,1	3,4	3,5	3,3	2,7	3,2	2,5	3	2,8

Tableau 4.3: Evolution des fluctuations de l'indice de réfraction avec la distance à la paroi pour différentes sections de mesures (cas de la paroi courbe)

que soit l'intensité des fluctuations du champ turbulent puisque la pression acoustique peut être mise sous la forme d'une partie cohérente (ou moyenne) $\langle p(\vec{x}, t) \rangle$ et d'une partie incohérente (ou fluctuante) $p'(\vec{x}, t)$:

$$p(\vec{x}, t) = \langle p(\vec{x}, t) \rangle + p'(\vec{x}, t) \quad (4.9)$$

Le terme $p'(\vec{x}, t)$ prend alors en compte simultanément les fluctuations d'amplitude et de phase de l'onde incidente.

4.3.2 Traitement des signaux

Il était indispensable pour calculer les moments d'ordre 2 (niveau sonore moyen) et d'ordre 4 (fluctuations de niveau sonore moyen) de la pression acoustique d'enregistrer les signaux sur des échantillons temporels relativement longs. Or, compte tenu des fréquences élevées auxquelles nous travaillons, ces échantillons temporels s'avèrent être très volumineux. Nous avons donc choisi d'utiliser une méthode d'hétérodynage: celle-ci permet d'enregistrer des signaux haute fréquence autour d'une fréquence f_o beaucoup plus basse.

Le signal $p(t) = a(t) \cos(\omega t + \phi(t))$ enregistré par le récepteur est multiplié par un signal $p_o(t) = a_o \cos(\omega_o t)$ où $a_o = 1$. $\omega_o = 2\pi f_o$ est choisi de telle sorte que $f - f_o = 1kHz$. On a donc:

$$p(t)p_o(t) = a(t)a_o \cos(\omega t + \phi(t)) \cos(\omega_o t) \quad (4.10)$$

$$= \frac{a(t)}{2} \cos[(\omega - \omega_o)t + \phi(t)] + \frac{a(t)}{2} \cos[(\omega + \omega_o)t + \phi(t)] \quad (4.11)$$

Les composantes en phase et en quadrature du signal sont alors obtenues après filtrage de la partie haute fréquence :

$$p(t)p_o(t) = \frac{a(t)}{2} \cos[(\omega - \omega_o)t + \phi(t)] \quad (4.12)$$

$$= \underbrace{\frac{a(t)}{2} \cos(\omega - \omega_o)t \cos(\phi(t))}_{\text{composante en quadrature}} - \underbrace{\frac{a(t)}{2} \sin(\omega - \omega_o)t \sin(\phi(t))}_{\text{composante en phase}} \quad (4.13)$$

Cette méthode permet donc de réduire de façon très significative le volume des données stockées. De plus, elle permet de prendre directement les fluctuations d'amplitude et de phase du signal.

Nous avons utilisé des transducteurs ultrasonores résonnants monofréquentiels de type TR-89/B pour les fréquences 23.5 kHz et 31 kHz et de type E-152 pour 40 kHz et 75 kHz. Ces sources peuvent être considérées comme des émetteurs ponctuels et les ondes acoustiques émises comme quasi-sphériques. Les signaux ont été recueillis avec des microphones 1/4" B&K (référence 4135) de diamètre 6,35 mm associés à des préamplificateurs (référence 2633).

Les signaux ont été traités par un analyseur HEWLETT-PACKARD HP3567 A. Le codage des signaux se fait sur 16 bits ce qui donne une dynamique maximale de 80 dB. La période

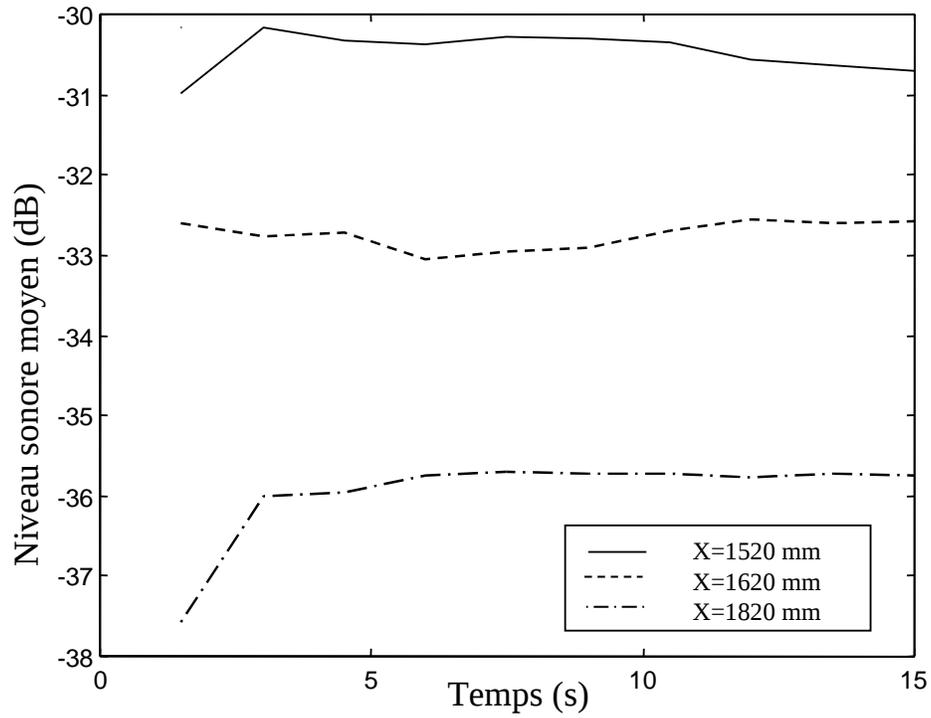


Figure 4.11: Evolution temporelle du niveau sonore moyen: cas d'un capteur situé à une distance $y=100$ mm de la paroi plane et d'une fréquence d'émission de 23.5 kHz

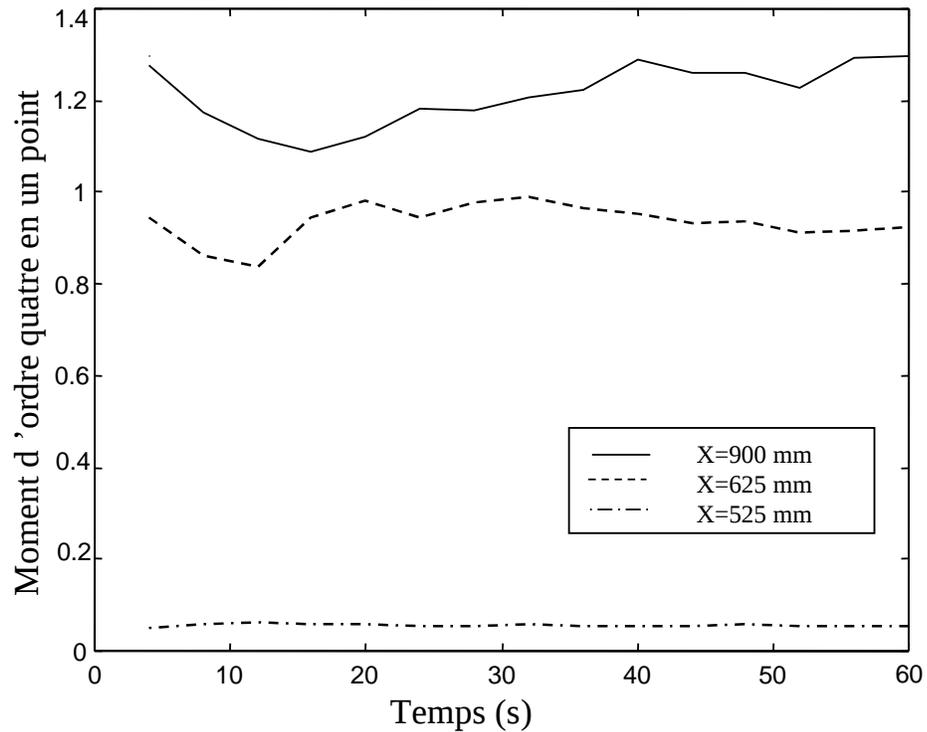


Figure 4.12: Evolution temporelle du moment d'ordre quatre en un point: cas d'un capteur situé à une distance $y=100$ mm de la paroi plane et d'une fréquence d'émission de 23.5 kHz

d'échantillonnage est $1.2201 \cdot 10^{-4}$ s. Nous avons présenté sur les figures 4.11 et 4.12 l'évolution respectivement du moment d'ordre deux et du moment d'ordre quatre en un point pour différentes positions d'un récepteur situé à une distance $Y=100$ mm de la paroi plane et une fréquence d'émission de 23.5 kHz. Nous pouvons ainsi constater que l'acquisition de 15 s de signal suffit pour obtenir une bonne convergence du niveau sonore moyen alors que 60 s sont nécessaires pour observer la convergence du moment d'ordre quatre de la pression acoustique. Nous avons donc effectué deux types d'enregistrements:

- des acquisitions temporelles de 15 s de signal en une quarantaine de points répartis sur la totalité de la distance de propagation. Ceci nous a permis d'obtenir une description assez précise de l'évolution du niveau sonore moyen avec la distance de propagation tout en faisant fonctionner la grille chauffante sur un temps assez court (de l'ordre d'une heure).
- des acquisitions temporelles de 60 s de signal en des points particuliers correspondant à des minima ou maxima de pression acoustique de façon à pouvoir calculer les moments d'ordre supérieur à deux du champ de pression.

Chapitre 5

Propagation du son au voisinage d'une paroi plane

Nous présentons dans ce chapitre les résultats expérimentaux relevés lors de l'étude de la frontière plane.

Pour l'ensemble des mesures, les émetteurs ultrasonores étaient positionnés à une distance transversale y de 100 mm. Pour les fréquences auxquelles nous travaillons (émission entre 23.5 kHz et 75 kHz) la longueur d'onde λ varie entre 4.05 mm et 14 mm et par conséquent, la variation du rapport h_s/λ est comprise entre 6.9 et 22. La distance de propagation dans le volume turbulent en présence de la paroi est d'environ 3 m soit 207λ pour $f=23.5$ kHz, 273λ pour $f=31$ kHz, 353λ pour $f=40$ kHz et 661λ pour $f=75$ kHz. Notons que ces valeurs sont du même ordre de grandeur que celles relevées lors d'expérience faites en extérieur (voir figure 4.1). Deux types de mesures ont été effectués:

- des mesures de niveau sonore moyen suivant l'axe de propagation OX: les microphones de réception étaient respectivement fixés à $y = 70$ mm et $y = 100$ mm et déplacés parallèlement à la paroi. Ces mesures, effectuées avec et sans turbulence, nous ont ainsi fourni l'évolution du niveau sonore en fonction de la distance à la source.
- des mesures de fluctuations de niveau sonore moyen en certains points correspondant à des minima ou maxima de pression acoustique. Nous nous sommes ainsi intéressés à la variance des fluctuations normalisées d'intensité acoustique ainsi qu'aux densités de probabilité de ces fluctuations

Pour l'ensemble de ces mesures, nous avons contrôlé les caractéristiques du champ de turbulence thermique.

Dans une première partie, nous allons nous intéresser aux niveaux sonores moyens mesurés avec et sans turbulence au voisinage d'une paroi plane parfaitement rigide. La seconde partie concernera l'étude des effets cumulés de la turbulence et de la présence d'un matériau absorbant sur la paroi plane. Nous terminerons ce chapitre par l'étude des fluctuations de niveau sonore moyen à travers l'évolution de différentes grandeurs comme les densités de probabilité des fluctuations normalisées d'intensité acoustique et l'indice de scintillation.

5.1 Propagation au voisinage d'une paroi plane rigide

Lorsque le récepteur R est placé dans la région de ligne de vue, il peut être atteint par deux rayons provenant de la source S: le rayon r_d directement issu de la source et le rayon r_r réfléchi par le sol. Cette situation est illustrée sur la figure 2.1. Nous avons vu, dans le paragraphe 2.1 qu'il était alors possible d'écrire le champ de pression comme la somme d'un champ direct et d'un champ réfléchi par le sol (équation 2.1) et que ce calcul faisait intervenir le coefficient R_p de réflexion d'une onde plane qui est, rappelons le défini par ([53]) :

$$R_p = \frac{\sin \Psi - Z_1/Z_2(1 - k_1^2/k_2^2 \cos^2 \Psi)^{1/2}}{\sin \Psi + Z_1/Z_2(1 - k_1^2/k_2^2 \cos^2 \Psi)^{1/2}} \quad (5.1)$$

où Ψ est l'angle d'incidence mesuré par rapport au sol. $Z_1 = \rho c$ et Z_2 sont respectivement l'impédance du milieu de propagation et l'impédance du sol, k_1 et k_2 sont les modules des vecteurs d'onde associés à la propagation dans l'air et dans le sol.

Dans le cas de la propagation au dessus d'un sol rigide, l'impédance Z_s est infinie et donc R_p vaut 1: dans ce cas, l'onde réfléchie sur le sol ne subit aucun déphasage. Ainsi, si l'on fait abstraction de la turbulence, le déphasage qui existe entre l'onde directe et l'onde réfléchie par le sol en un point \vec{x} du milieu provient uniquement d'une différence de trajet. En particulier, il existe des zéros de pression lorsque les ondes directe et réfléchie sont déphasées de π ou lorsque l'écart entre les deux trajets est tel que:

$$r_r - r_d = [r^2 + (h_r + h_s)^2]^{1/2} - [r^2 + (h_r - h_s)^2]^{1/2} = (2n + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (5.2)$$

où r est la distance horizontale qui sépare la source du récepteur, h_s est la hauteur de la source, h_r est la hauteur du récepteur, λ est la longueur d'onde du signal et n un entier positif. Ainsi, en milieu non turbulent, on remarque la présence d'un régime d'interférences qui se caractérise par une alternance de minimum et de maximum représentatifs de la corrélation entre l'onde directe et l'onde réfléchie. Lorsqu'on est sur un maximum, ou encore appelé interférence constructive, les signaux sont très corrélés alors qu'un minimum (interférence destructive) traduit une décorrélation.

Lorsque le milieu est turbulent, la pression acoustique est une grandeur statistique aléatoire dont la moyenne du carré s'écrit([24]):

$$\begin{aligned} \langle p^2 \rangle = & \frac{2}{r_d r_r} \left[\frac{\langle \sigma_A^2 \rangle}{2} \left(\frac{r_r}{r_d} + |Q|^2 \frac{r_d}{r_r} \right) + \frac{r_r}{2r_d} \left(1 - |Q| \frac{r_d}{r_r} \right)^2 + \right. \\ & \left. |Q| + |Q| (1 + \langle \sigma_A^2 \rangle \rho_A) \cos(\phi + \gamma) \exp(-\sigma_S^2 (1 - \rho_S)) \right] \end{aligned} \quad (5.3)$$

où $Q = |Q| \exp(i\gamma)$, $\phi = k(r_r - r_d)$. σ_A^2 et σ_S^2 sont les variances de l'amplitude A et de la phase S du champ, ρ_A et ρ_S sont les covariances d'amplitude et de phase entre l'onde directe et l'onde réfléchie.

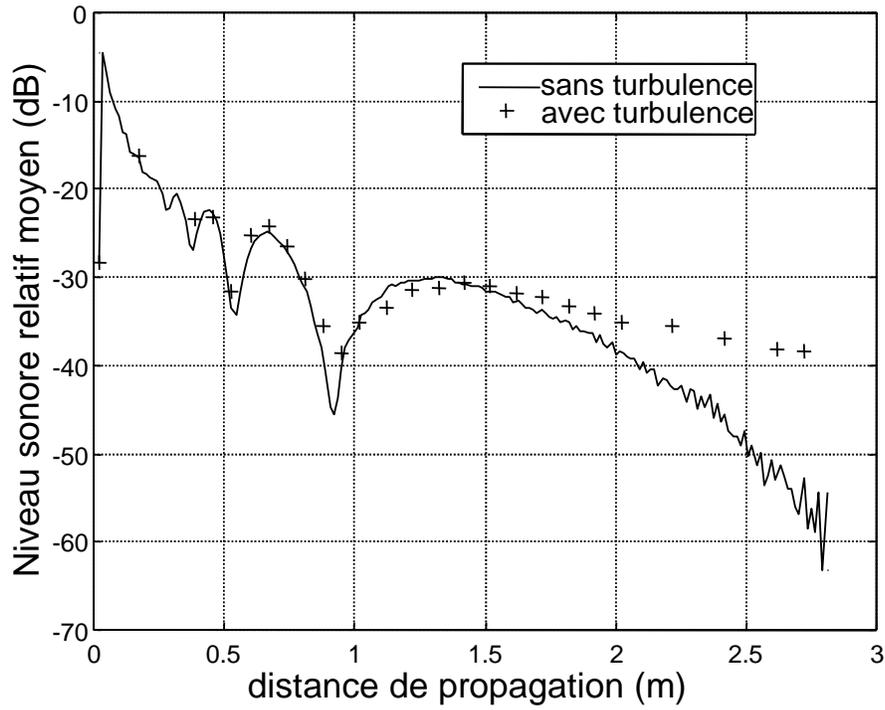


Figure 5.1: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés avec et sans turbulence: $f = 23.5kHz$ $H_r = 0.1m$

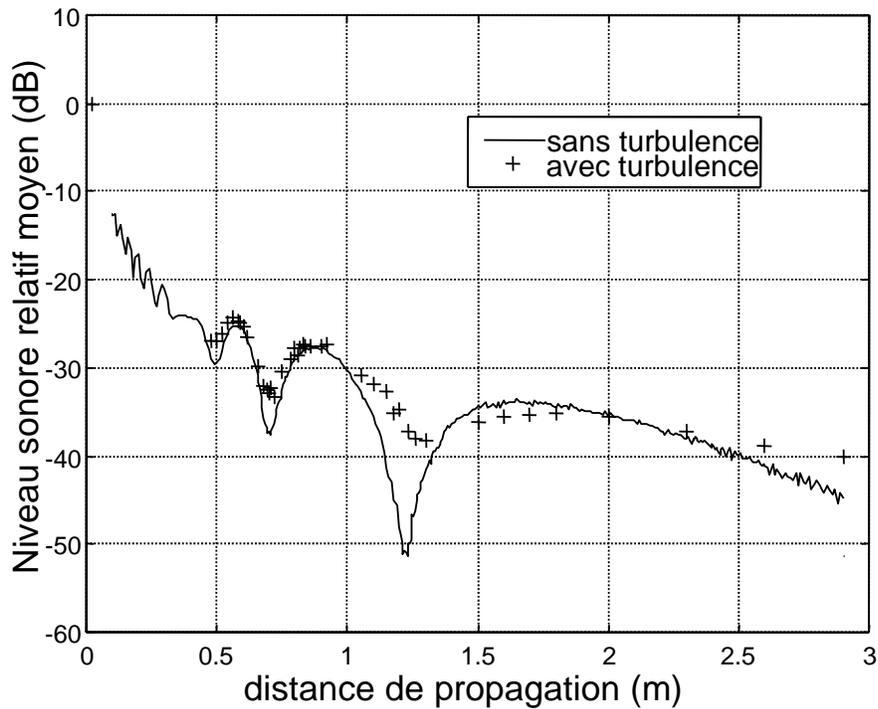


Figure 5.2: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés avec et sans turbulence: $f = 31kHz$ $H_r = 0.1m$

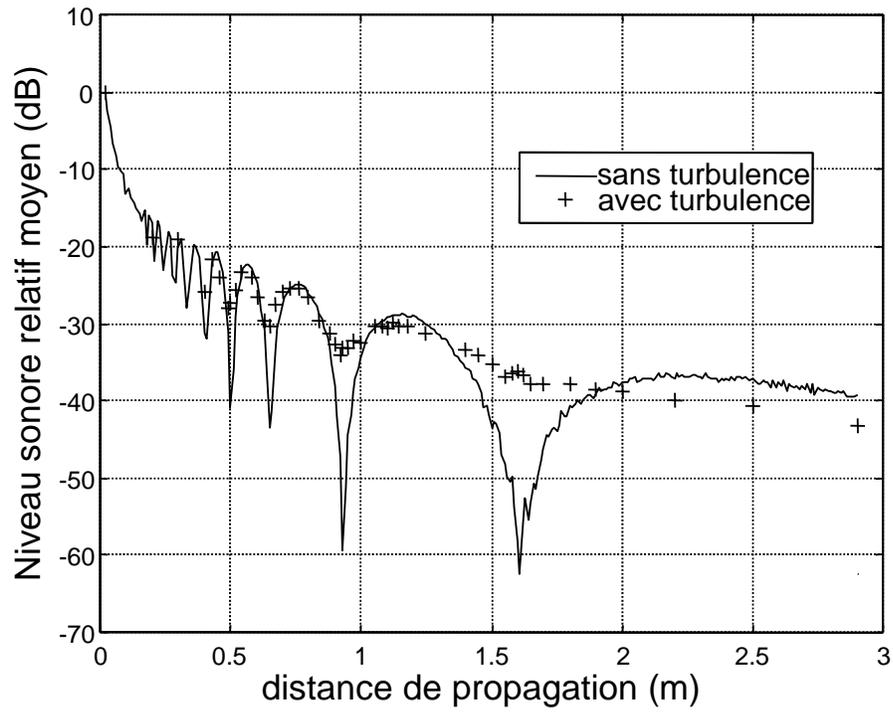


Figure 5.3: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés avec et sans turbulence: $f = 40kHz$ $H_r = 0.1m$

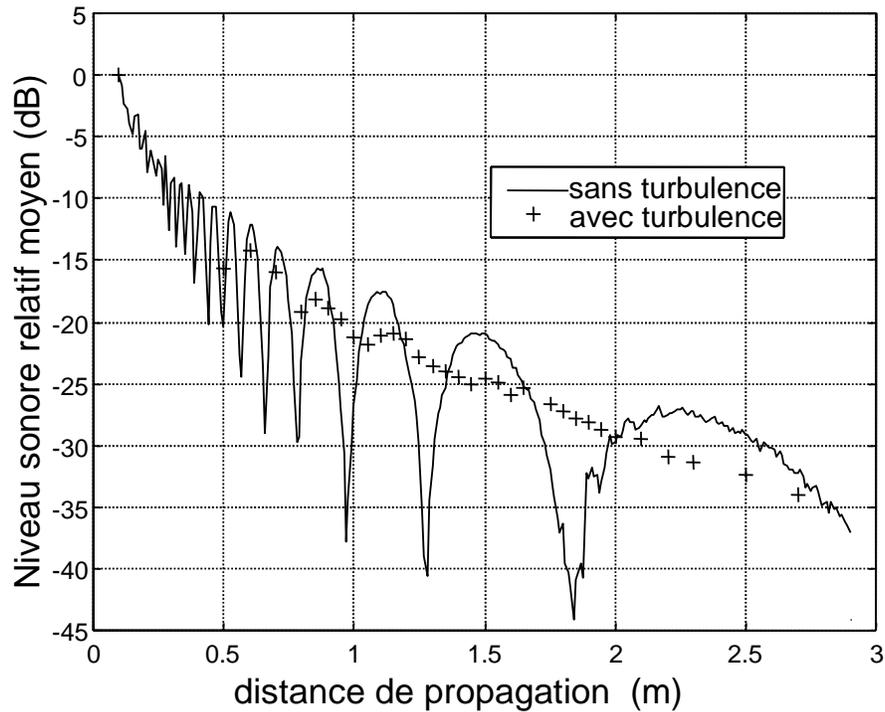


Figure 5.4: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés avec et sans turbulence: $f = 75kHz$ $H_r = 0.1m$

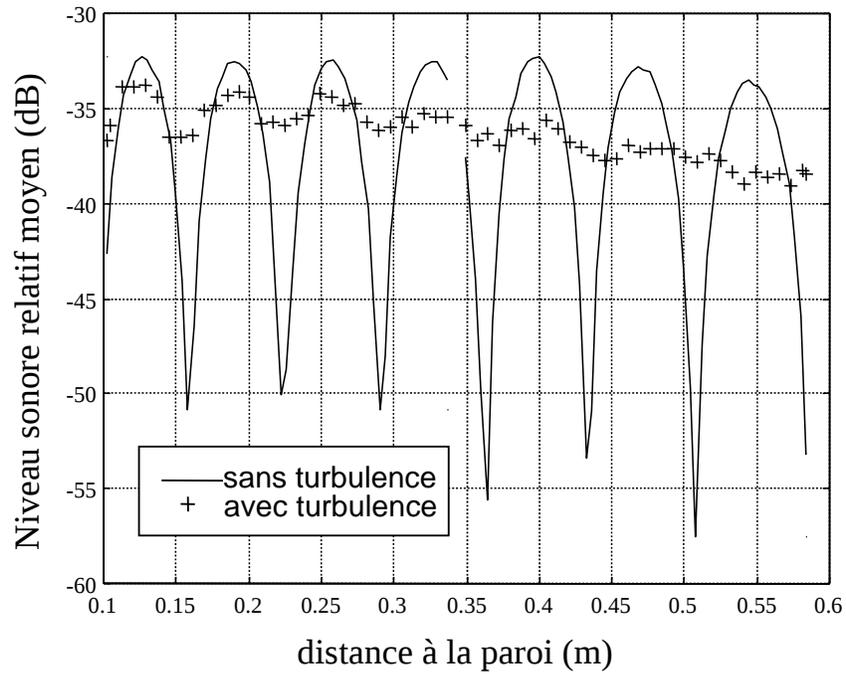


Figure 5.5: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés avec et sans turbulence: $f = 40kHz$ $x = 1.5m$

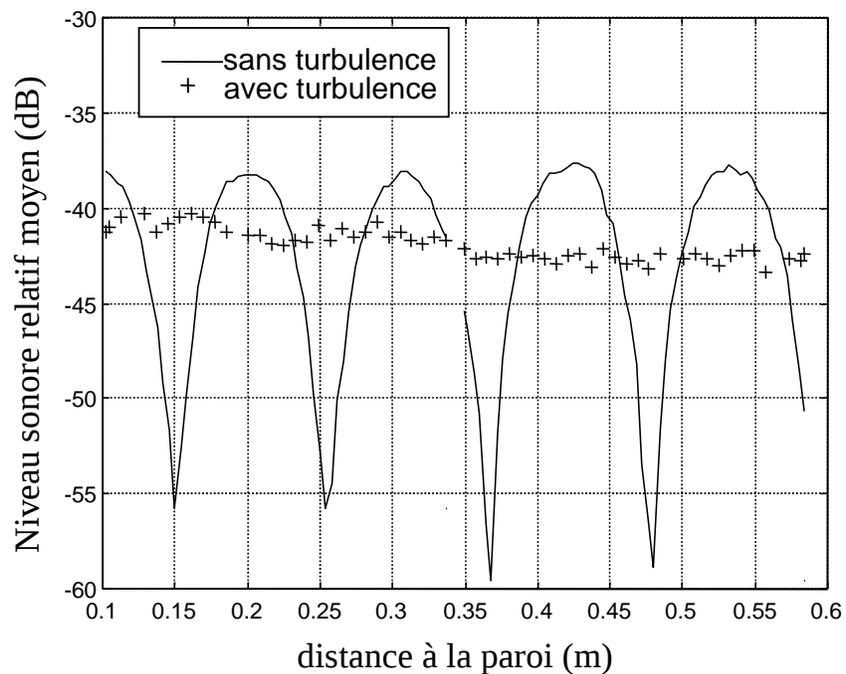


Figure 5.6: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés avec et sans turbulence: $f = 40kHz$ $x = 2.5m$

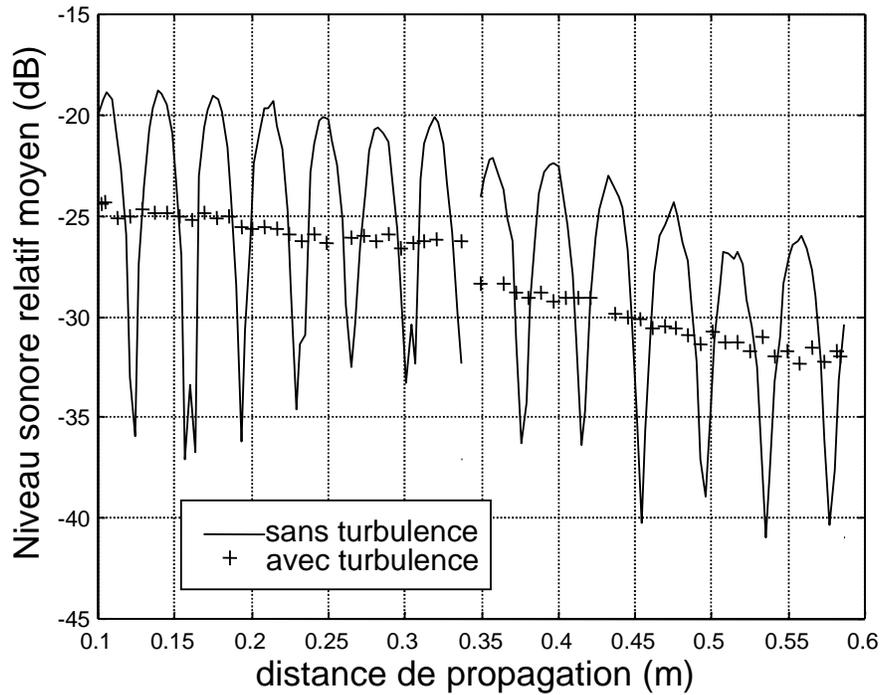


Figure 5.7: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés avec et sans turbulence: $f = 75kHz$ $x = 1.5m$

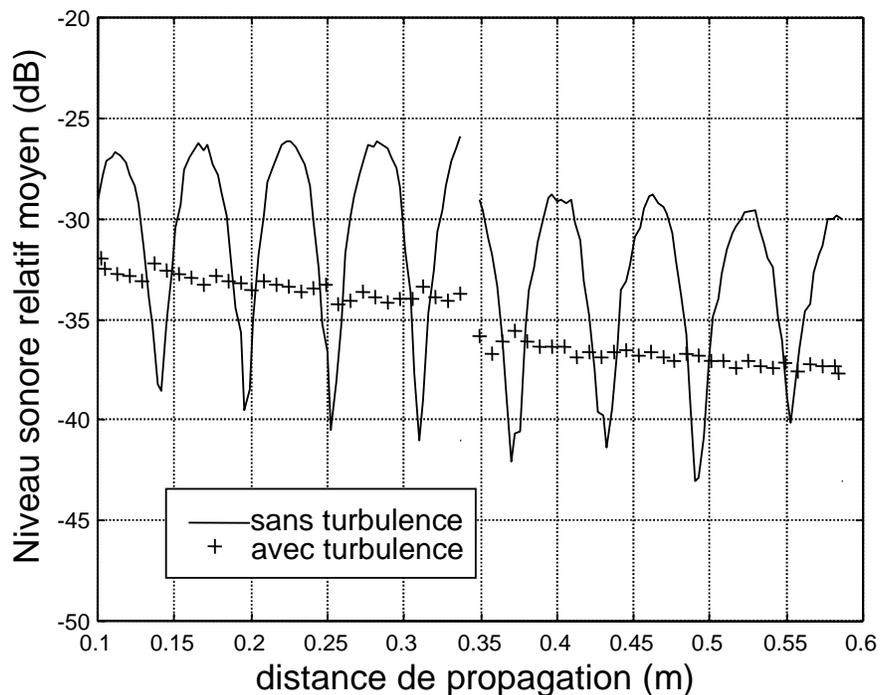


Figure 5.8: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés avec et sans turbulence: $f = 75kHz$ $x = 2.5m$

5.1.1 Résultats expérimentaux sur les niveaux sonores moyens

Nous avons représentés sur les figures 5.1 à 5.4, l'évolution des niveaux sonores relatifs moyens $\langle p^2 \rangle / \langle p_{ref}^2 \rangle$ avec la distance de propagation pour différentes fréquences d'émission. Le récepteur est fixé à 100 mm de la paroi. Notons que tous les résultats concernant les niveaux sonores moyens mesurés par le microphone situé à 70 mm de la plaque figurent dans l'annexe C. Sur chacune des ces figures, nous avons tracé les niveaux sonores relevés dans le cas déterministe et dans le cas turbulent. Le niveau de référence $\langle |p_{ref}|^2 \rangle$ a été mesuré à 2 cm en face de la source sauf pour l'émetteur 75 kHz où la référence a été mesurée à 10 cm .

Dans le cas non turbulent, nous voyons bien apparaître une alternance de minimum et maximum de pression très marquée correspondant au réseau d'interférence lié à l'existence d'un trajet direct et d'un trajet réfléchi de l'onde incidente, en parfait accord avec l'équation 5.2. Une comparaison fréquentielle nous permet de constater que ces interférences sont plus nombreuses lorsque la fréquence d'émission est élevée. En effet, compte tenu de l'équation 5.2, pour une hauteur de source, de récepteur et une distance de propagation fixées, les interférences sont plus rapprochées pour les hautes fréquences. On observe des différences s'échelonnant entre 10 et 20 dB entre un minimum et un maximum de pression acoustique.

Dans le cas turbulent, on remarque une modification du réseau d'interférences et notamment une réduction de la différence entre les minima et les maxima de pression acoustique. On constate ainsi des modifications sensibles des niveaux, plus particulièrement dans les creux d'interférence où les niveaux relevés avec turbulence sont supérieurs de plusieurs dizaines de décibels à ceux relevés en milieu non turbulent. Cette augmentation des niveaux en présence de turbulence est une conséquence directe de la décorrélation entre l'onde directe et l'onde réfléchie. Ce phénomène, qui traduit une homogénéisation du champ acoustique transmis, est d'autant plus marqué que la distance de propagation est importante et que la fréquence d'émission est élevée. Ceci apparaît nettement sur les figures 5.5 à 5.8 qui représentent l'évolution des niveaux sonores relatifs moyens perpendiculairement à la paroi, la distance de propagation étant fixée. Les figures 5.5 et 5.6 correspondent à la fréquence d'émission 40 kHz pour respectivement $x=1.5$ m et $x=2.5$ m et les figures 5.7 et 5.8 à la fréquence 75 kHz. Ainsi on constate que, pour une distance de propagation $x=1.5$ m, le réseau d'interférence est encore apparent à 40 kHz (figure 5.5) alors qu'il a disparu à 75kHz (figure 5.7). Pour une distance de propagation importante ($x=2.5$ m), l'homogénéisation est totale, quelle que soit la fréquence d'émission (figure 5.6 et 5.8).

On remarque, de plus, sur l'ensemble de ces courbes, une modification de la position des interférences, quelle que soit la fréquence d'émission. Celle-ci est due aux variations de température moyenne. En effet, la mise en chauffe de la grille entraîne une élévation de la température moyenne de l'ordre de 25°C et par conséquent une modification de la célérité du son définie par $c = \sqrt{\gamma RT}$ qui influe sur les trajets direct et indirect de l'onde acoustique.

Ces différents comportements sont en accord avec l'analyse de Daigle faite précédemment (

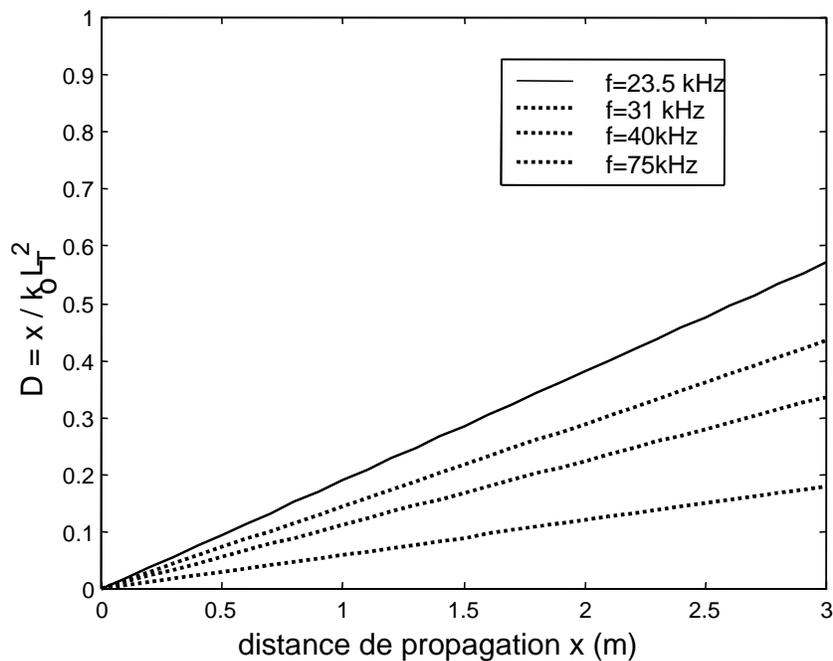


Figure 5.9: Evolution du paramètre de diffraction D avec la distance de propagation pour différentes fréquences ($L_T = 0.11$ m)

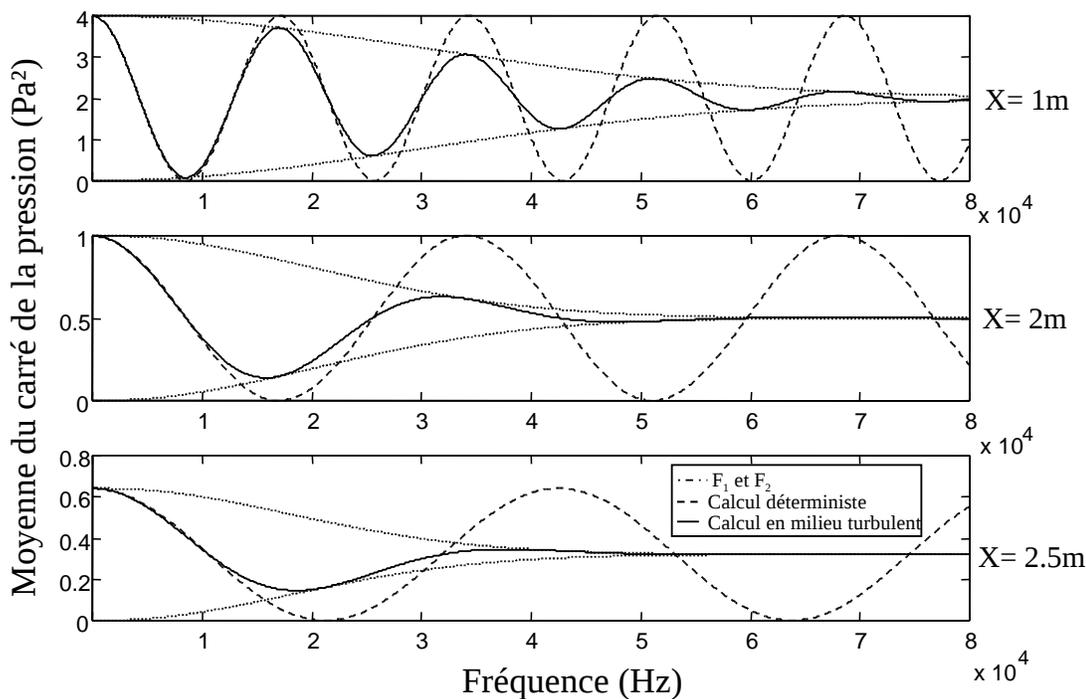


Figure 5.10: $\langle P^2 \rangle$ calculé d'après les développements de Daigle ($h_s = h_r = 0.1$ m, $L_o = 0.147$ m, $l_o = 0.005$ m, $\mu = 0.0035$)

voir paragraphe 2.2). En effet, l'expression 5.3 du niveau sonore devient dans le cas d'un sol rigide (i.e $|Q| = 1$):

$$\begin{aligned} \langle p^2 \rangle = & \frac{2}{r_d r_r} \left[\frac{\langle \sigma_A^2 \rangle}{2} \left(\frac{r_r}{r_d} + \frac{r_d}{r_r} \right) + \frac{r_r}{2r_d} \left(1 - \frac{r_d}{r_r} \right)^2 + 1 \right. \\ & \left. + (1 + \langle \sigma_A^2 \rangle \rho_A) \cos(\phi + \gamma) \exp(-\sigma_S^2 (1 - \rho_S)) \right] \end{aligned} \quad (5.4)$$

Dans nos expériences, la source et les microphones sont très proches de la paroi de telle sorte que l'hypothèse $r_d/r_r \approx 1$ est vérifiée (voir paragraphe 2.2). Nous avons représenté, sur la figure 5.9, l'évolution du paramètre de diffraction D avec la distance de propagation pour nos quatre fréquences d'étude. Ce paramètre est défini par $D = \frac{x}{k_o L_T^2}$ où L_T désigne l'échelle intégrale de turbulence. On observe que, pour l'ensemble de nos conditions expérimentales, $D \ll 1$. Ainsi nous pouvons considérer que les fluctuations d'amplitude sont toujours négligeables devant les fluctuations de phase (voir annexe B) car nous sommes dans les conditions d'application de l'acoustique géométrique ([58]). Ceci nous permet donc de simplifier l'équation précédente et d'obtenir comme expression de $\langle p^2 \rangle$:

$$\langle p^2 \rangle = \frac{2}{r^2} [1 + \cos(k_o(r_r - r_d)) \exp(-\sigma_S^2 (1 - \rho_S))] \quad (5.5)$$

Ainsi, la valeur de $\langle p^2 \rangle$ oscille entre deux fonctions enveloppes F_1 et F_2 qui ont pour expression:

$$\begin{cases} F_1 = \frac{2}{r^2} [1 + \exp(-\sigma_S^2 (1 - \rho_S))] \\ F_2 = \frac{2}{r^2} [1 - \exp(-\sigma_S^2 (1 - \rho_S))] \end{cases} \quad (5.6)$$

Nous avons représenté sur la figure 5.10 les enveloppes F_1 et F_2 ainsi que les courbes donnant l'évolution de $\langle p^2 \rangle$ dans le cas turbulent (équation 5.5) et dans le cas déterministe ($\sigma_S = 0$) pour trois distances de propagation ($x=1$ m, $x=2$ m et $x=2.5$ m). Nous pouvons donc constater qu'en basses fréquences (inférieures à 10 kHz), quelle que soit la distance de propagation, la turbulence a peu d'effet et le calcul avec turbulence fournit des résultats proches du calcul déterministe. Lorsque la fréquence augmente, les deux calculs diffèrent: la décorrélation entre l'onde directe et l'onde réfléchie s'accroît et $\langle p^2 \rangle$ prend des valeurs très éloignées de la valeur déterministe. Cet écart est d'autant plus élevé que la distance de propagation est importante. Pour les hautes fréquences, la turbulence a pour effet de décorréler totalement les deux signaux: ainsi, pour une fréquence de 70 kHz, les signaux sont totalement décorrélés dès 1 m de propagation dans la turbulence alors qu'à 40 kHz la décorrélation n'est totale qu'après 2.5 m. $\langle p^2 \rangle$ tend alors vers une valeur moyenne $2 \times \langle p_o^2 \rangle$ où $p_o^2 = cte/r^2$ est la valeur du champ en espace libre et sans turbulence. Notons que la convergence asymptotique s'observe pour toutes les fréquences d'étude et nous avons bien constaté qu'elle apparaissait plus rapidement pour les hautes fréquences.

5.1.2 Comparaison avec les prédictions numériques

Nous allons donc maintenant confronter nos résultats expérimentaux avec la méthode numérique Split-Step Padé que nous avons présentée dans le chapitre 3.

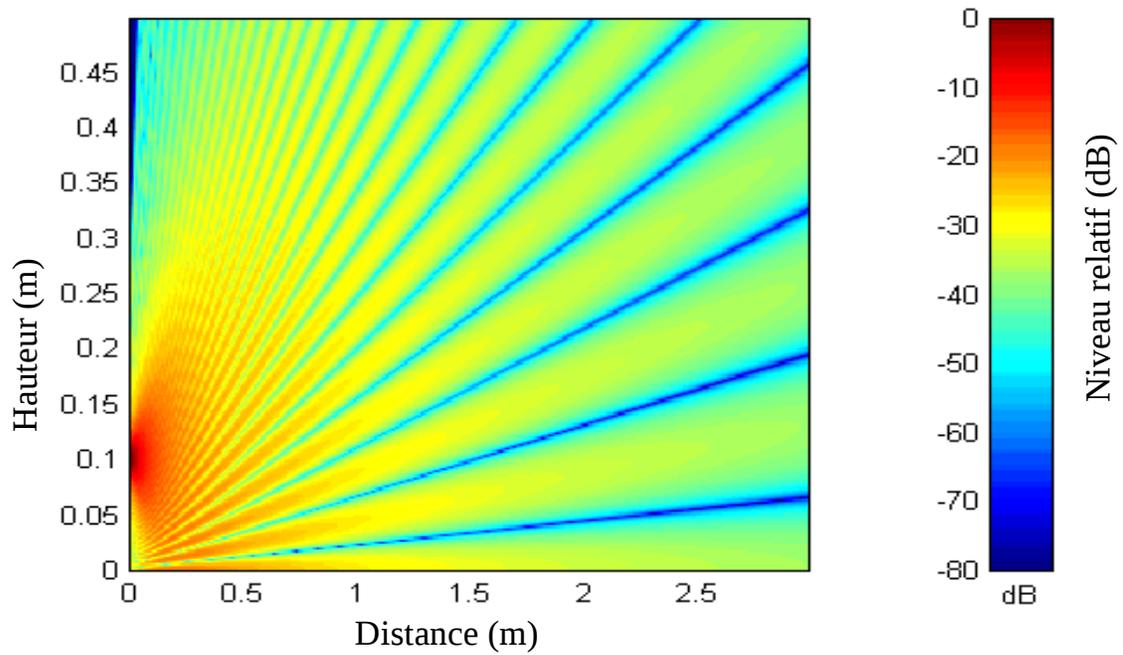


Figure 5.11: Niveaux acoustiques relatifs moyens près d'un sol rigide pour une atmosphère non turbulente ($f=40$ kHz, $h_s=0.1$ m)

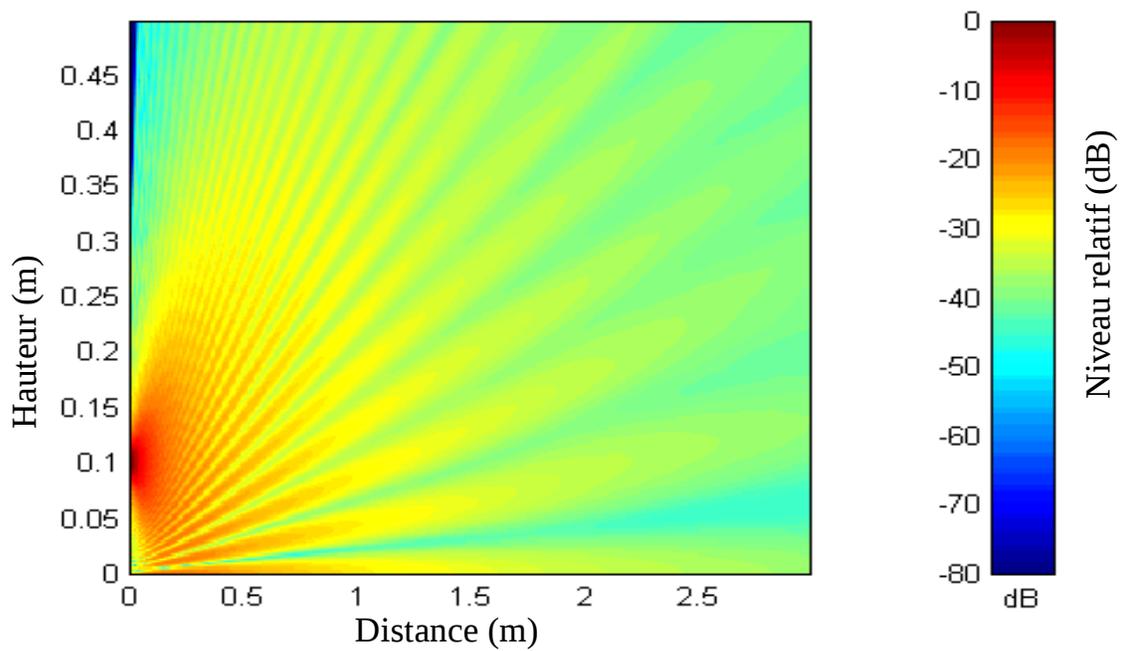


Figure 5.12: Niveaux acoustiques relatifs moyens près d'un sol rigide pour une atmosphère turbulente ($f=40$ kHz, $h_s=0.1$ m, $L=0.147$ m, $\mu=0.0035$, 20 réalisations)

Pour effectuer des simulations numériques, nous avons choisi les valeurs des paramètres physiques utilisés lors des expériences précédemment décrites, soit:

- une source de type gaussienne (voir équation 3.14) avec un angle d'ouverture α choisi tel que $\alpha = \sqrt{2}$. En effet, cette valeur est celle qui correspond le mieux à l'ouverture de nos émetteurs ultrasonores
- une distance maximale de propagation de 3 m
- une hauteur de source de 0.1 m
- une fréquence d'émission de 23.5, 31, 40 ou 75 kHz
- un modèle de von Karman pour les fluctuations de température en prenant $\mu = 3.5 \cdot 10^{-3}$, $L_0 = 0.147m$ et $l_0 = 5mm$
- un pas horizontal $\Delta r = 0.0025m$ et un pas vertical $\Delta z = 0.001m$

Nous avons effectué des moyennes sur 20 réalisations du champ d'indice, ce nombre étant suffisant pour obtenir une convergence du moment d'ordre 2 ([62]). Nous avons présenté les niveaux sonores relatifs moyens, la référence étant prise à la même distance que celle qui a été choisie lors des expériences.

Nous avons représenté, sous forme de cartes couleur, les niveaux sonores relatifs moyens calculés pour un cas déterministe (carte 5.11) et pour un cas turbulent (carte 5.12). La fréquence d'émission retenue pour ces calculs est 40 kHz. Ces cartes nous permettent de bien visualiser le réseau d'interférence, lié à la présence du sol, ainsi que l'influence de la turbulence sur ce réseau. Elles illustrent ainsi parfaitement le gommage des interférences par la turbulence ainsi que l'homogénéisation du champ de pression pour des distances de propagation importantes dans la turbulence.

Nous avons ainsi pu constater que, dans l'ensemble, nos expériences effectuées en laboratoire concordent bien avec les résultats des calculs. En ce qui concerne les profils longitudinaux sans turbulence (figures 5.13, 5.15, 5.17 et 5.19), la concordance entre les mesures et les simulations est excellente à l'exception des profils obtenus pour la fréquence 75 kHz où l'on observe des différences de l'ordre de 5 dB sur les maxima de pression. Notons que cet écart ne provient pas d'une mauvaise modélisation de la source, car une modification de l'angle d'ouverture de la gaussienne n'a pas permis d'obtenir une amélioration sensible. Dans le cas turbulent (figures 5.14, 5.16, 5.18 et 5.20), les comparaisons sont très satisfaisantes pour le premier mètre de propagation mais on constate des différences notables pour des distances plus importantes: en effet, l'homogénéisation du champ acoustique par la turbulence apparaît plus rapidement dans nos expériences que dans les prédictions numériques. Notamment, pour la fréquence d'émission 75 kHz, les mesures mettent en évidence la disparition totale du réseau d'interférences alors que celui-ci est encore très distinct dans les calculs. Sur chacune de ces figures, nous avons encadré

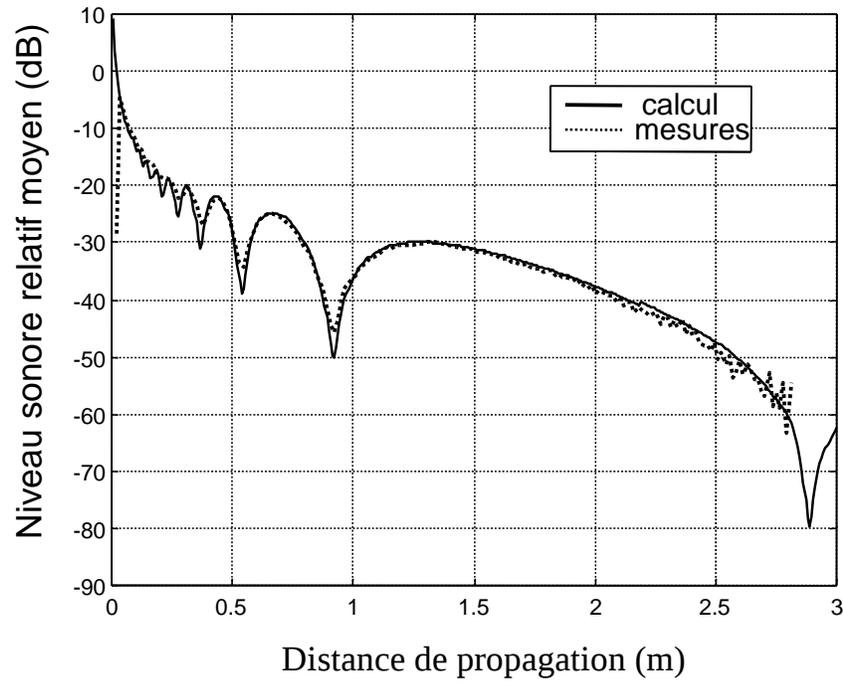


Figure 5.13: Comparaison entre les simulations numériques et les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés sans turbulence: $f = 23.5kHz$ $H_r = 0.1m$

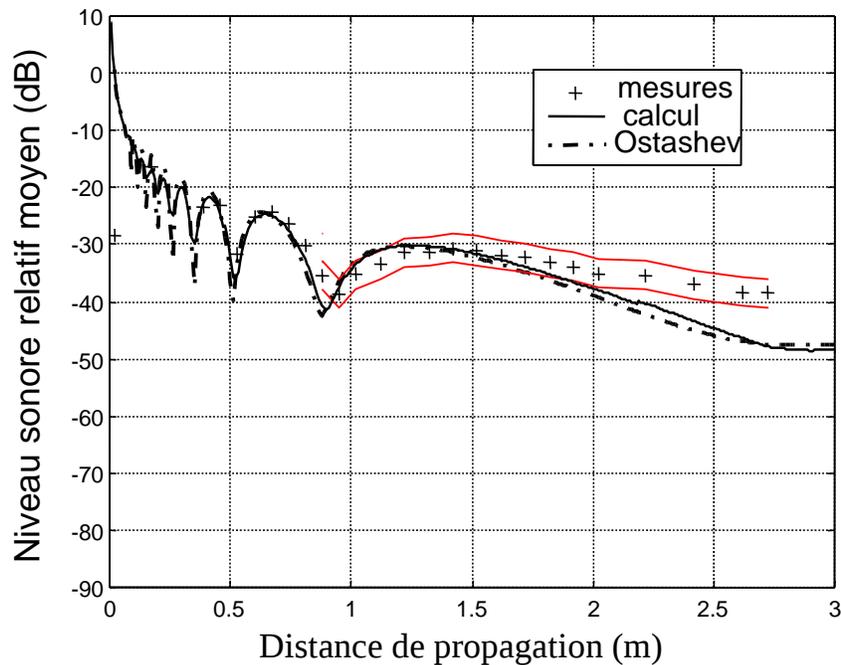


Figure 5.14: Comparaison entre les simulations numériques 2D, le modèle 3D de Ostashev et les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés avec turbulence: $f = 23.5kHz$ $H_r = 0.1m$

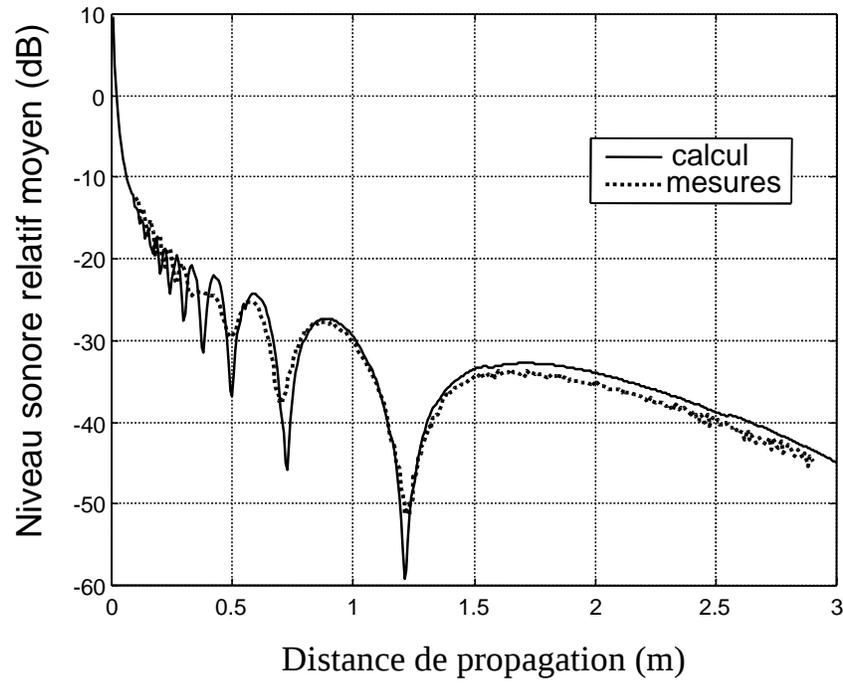


Figure 5.15: Comparaison entre les simulations numériques et les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés sans turbulence: $f = 31kHz$ $H_r = 0.1m$

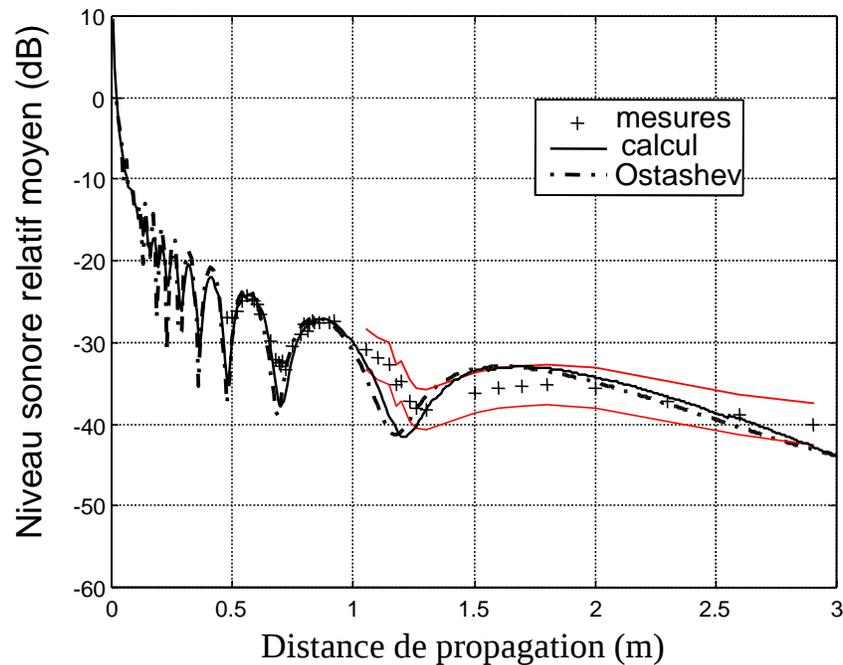


Figure 5.16: Comparaison entre les simulations numériques 2D, le modèle 3D de Ostashev et les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés avec turbulence: $f = 31kHz$ $H_r = 0.1m$

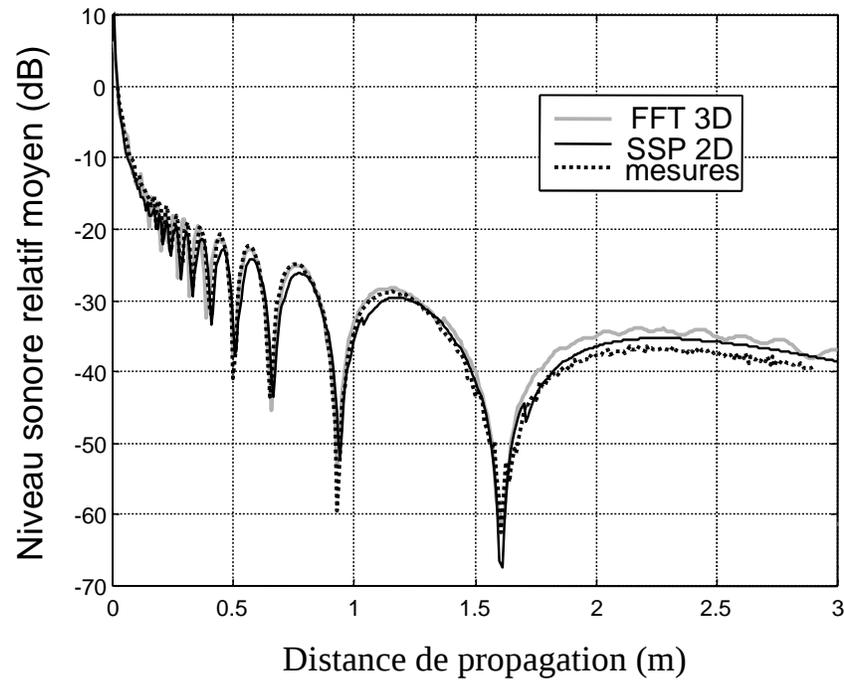


Figure 5.17: Comparaison entre la méthode FFT 3D, la méthode SSP 2D et les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés sans turbulence: $f = 40kHz$ $H_r = 0.1m$

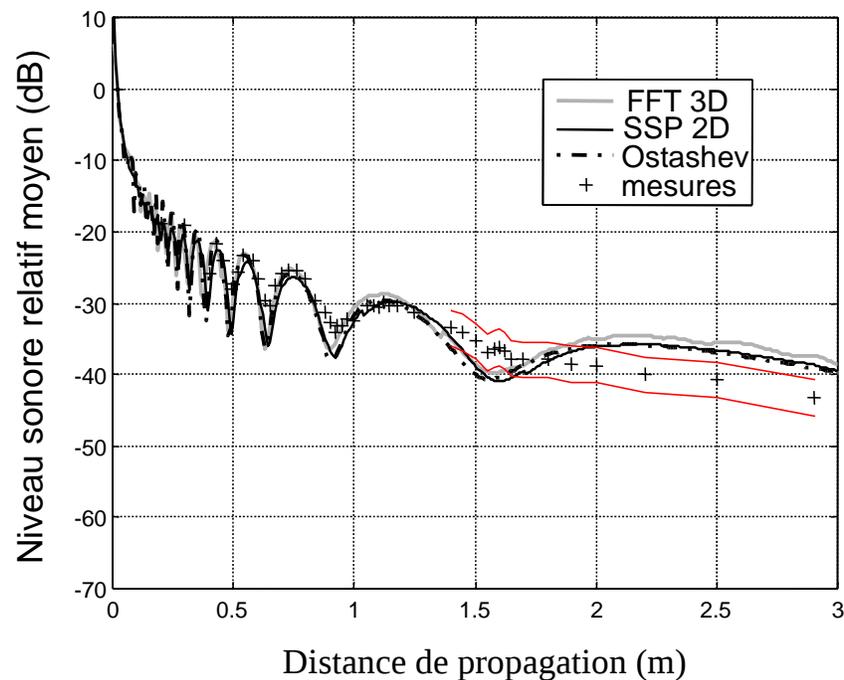


Figure 5.18: Comparaison entre la méthode FFT 3D, le modèle 3D de Ostashev, la méthode SSP 2D et les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés avec turbulence: $f = 40kHz$ $H_r = 0.1m$

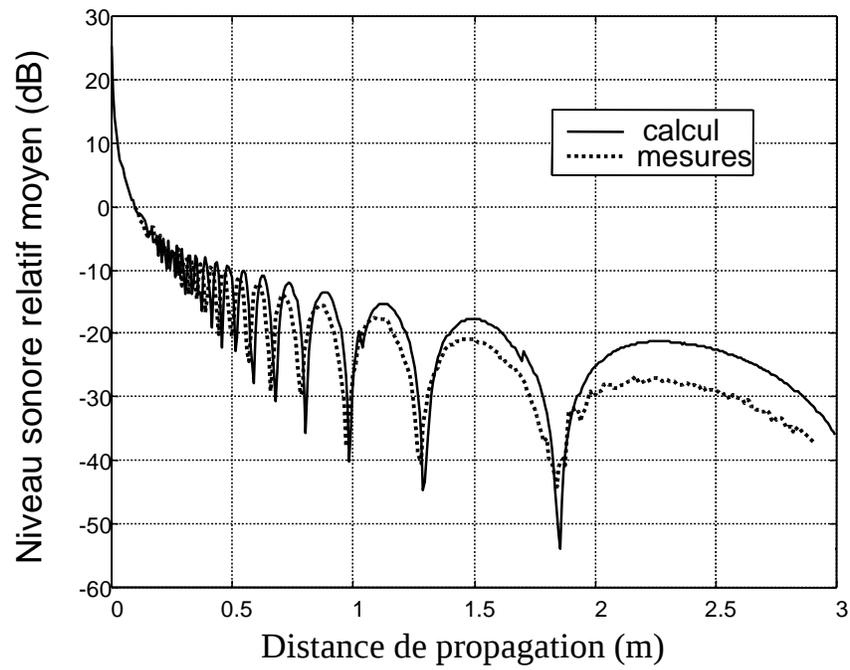


Figure 5.19: Comparaison entre les simulations numériques et les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés sans turbulence: $f = 75kHz$ $H_r = 0.1m$

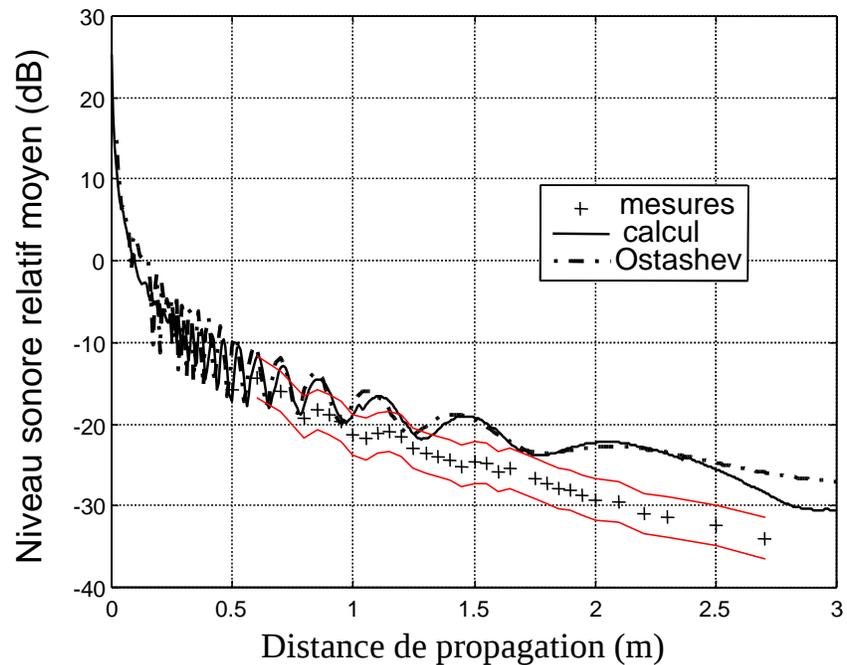


Figure 5.20: Comparaison entre les simulations numériques 2D, le modèle 3D de Ostashev et les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés avec turbulence: $f = 75kHz$ $H_r = 0.1m$

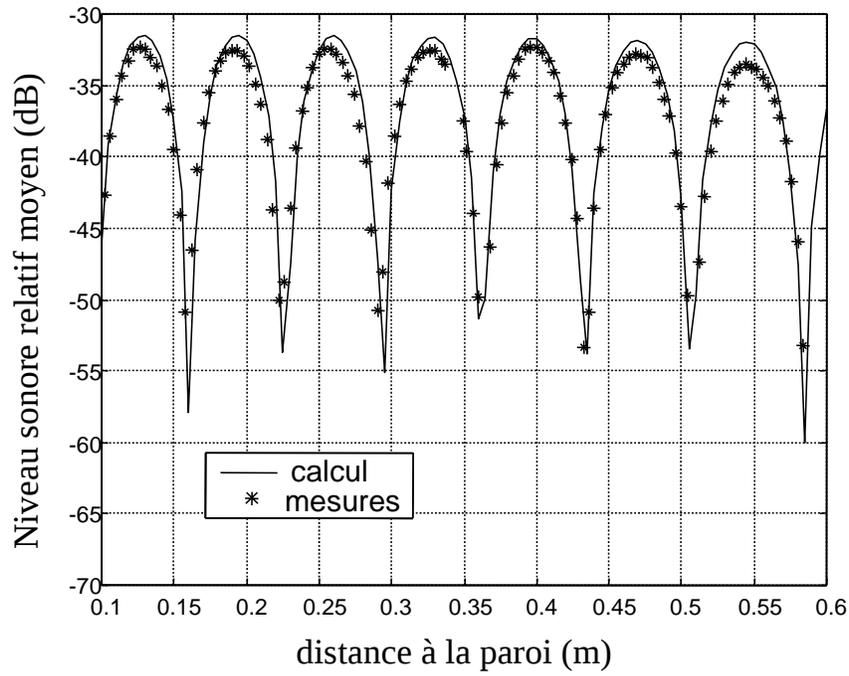


Figure 5.21: Comparaison entre les simulations numériques et les répartitions transversales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés sans turbulence: $f = 40kHz$ $x = 1.5m$

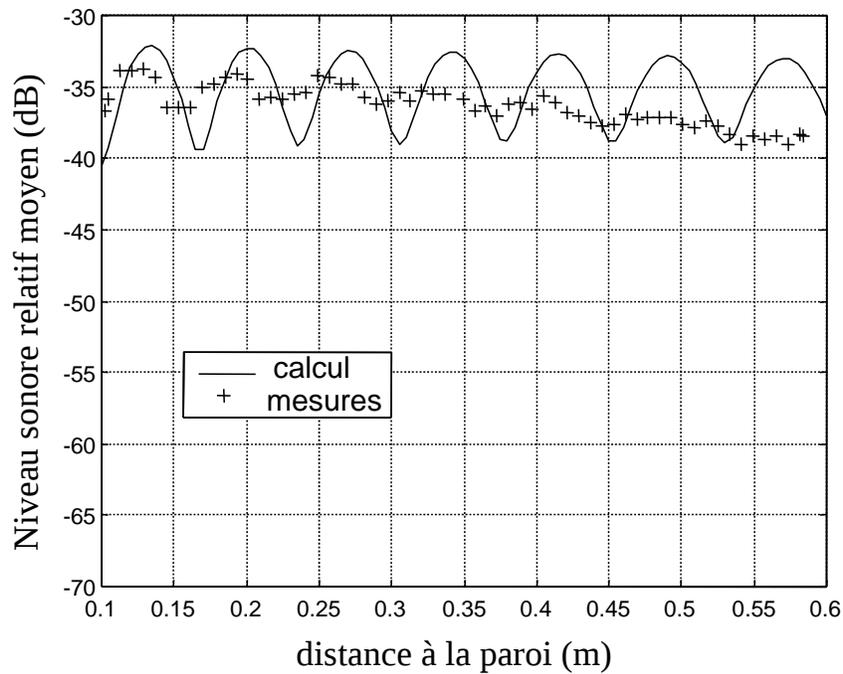


Figure 5.22: Comparaison entre les simulations numériques et les répartitions transversales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés avec turbulence: $f = 40kHz$ $x = 1.5m$

les valeurs expérimentales par deux courbes présentant une estimation de l'erreur de mesure de plus ou moins 2 dB. Nous constatons donc que ces erreurs ne suffisent pas à expliquer les différences observées entre les prédictions numériques et les mesures. Notons que les mêmes observations peuvent être faites sur les résultats concernant le microphone situé à 70 mm de la paroi (figures C.5 à C.12).

Nous avons donc complété notre analyse en nous intéressant aux profils transversaux. Nous avons représenté, sur les figures 5.21 et 5.22, des comparaisons mesures-calculs pour une distance de propagation $x=1.5$ m et une fréquence de 40 kHz. Ainsi, dans le cas non turbulent (figure 5.21), on peut à nouveau constater une bonne concordance entre les mesures et les prédictions numériques. En revanche, en présence de turbulence (figure 5.22), nous observons une homogénéisation du champ acoustique beaucoup plus importante dans les expériences et les différences de niveaux observées entre les calculs et les mesures sont les mêmes que celles relevées sur les profils longitudinaux.

Il est néanmoins certain que ces écarts ne proviennent ni d'un nombre de modes insuffisant, ni d'un nombre de réalisations insuffisant car la convergence s'observe rapidement pour ces deux grandeurs. Il ne s'agit pas non plus du choix de l'échelle de corrélation ou de la variance de l'indice de réfraction car une étude paramétrique a montré qu'une modification de 20% de ces deux grandeurs n'a que très peu d'effets sur le niveau moyen final.

Afin d'analyser la différence entre les mesures et les prédictions numériques pour des distances de propagation importantes, nous avons pensé à évaluer l'influence des effets 3D que notre simulation numérique ne prend pas en compte. En effet, nous avons vu (paragraphe 3.3.2) que la modélisation de la turbulence par un spectre en puissance tridimensionnel influait directement sur la section efficace de diffusion puisque celle-ci est plus importante en 3D qu'en 2D. Nous avons donc, dans un premier temps, confronté nos résultats avec le modèle analytique 3D de Ostashev. Les résultats sont représentés par la courbe en pointillés sur les figures 5.14, 5.16, 5.18 et 5.20. La paroi étant parfaitement réfléchissante, nous avons aussi procédé à des simulations numériques 3D à l'aide de la méthode de transformée de Fourier rapide. Dans ces simulations, le nombre de points de la FFT est de 2048 et le pas horizontal est le même que celui utilisé pour l'algorithme de résolution par méthode Spli-Step Padé. Les résultats sont présentés sur la figure 5.18 dans le cas d'une fréquence d'émission de 40 kHz. Nous avons ainsi pu constater que la non prise en compte d'effets 3D ne suffisait pas, dans notre cas, à expliquer les différences observées entre les calculs et les mesures: on constate en effet des différences inférieures à 2 dB, en moyenne, entre un calcul 2D et un calcul 3D.

Nous avons donc vu que, dans l'ensemble, nous obtenons une bonne concordance entre les mesures et les simulations numériques 2D pour des distances de propagation dans la turbulence allant jusqu'à 150 fois la longueur d'onde du signal acoustique. A titre de comparaison, dans des conditions de propagation à échelle 1 avec une fréquence d'émission de 1 kHz, cette distance de propagation correspond à 50 m (voir figure 4.1). Il est important de remarquer que des

simulations numériques 3D, beaucoup plus couteuses en temps de calcul, ne modifient pas, de façon sensible, ces comparaisons. Ceci justifie l'utilisation de la méthode Split-Step Padé pour effectuer des simulations numériques dans le reste de notre étude, notamment dans le cas de la prise en compte de l'impédance d'un sol que nous allons aborder dans le paragraphe suivant.

5.2 Propagation au voisinage d'une paroi plane avec impédance

Les conditions de l'expérience sont rigoureusement les mêmes que celles que nous avons décrites dans le cas de la paroi plane rigide. Nous avons simplement collé une feutrine, fournie par le CSTB ([34]), sur l'une des faces de la plaque. Cette feutrine a été tendue de façon à adhérer le mieux possible à la paroi. A nouveau, nous n'avons présenté que les résultats obtenus avec le microphone situé à 100 mm de la paroi. Tous les résultats concernant l'autre microphone, situé à 70 mm de la paroi, figurent dans l'annexe C.

5.2.1 Résultats expérimentaux sur les niveaux sonores moyens

Nous avons représenté sur les figures 5.23 à 5.26 les profils longitudinaux mesurés sans turbulence dans le cas rigide et dans le cas absorbant pour les fréquences d'émission respectives 31, 40 et 75 kHz. De très nettes différences apparaissent sur le régime d'interférence où, pour une configuration donnée, les lieux géométriques des minima et maxima de pression sont modifiés. En effet, dans le cas d'un sol à impédance Z_s est finie et complexe de même que le coefficient de réflexion R_p (équation 5.1): l'onde réfléchie subit alors un changement de phase qui dépend de la hauteur de la source et des caractéristiques du sol. D'autre part, on peut noter que les amplitudes entre les minima et les maxima sont beaucoup plus réduites dans le cas de la propagation au dessus d'un sol absorbant et que les niveaux relatifs sont plus faibles ce qui traduit bien une perte d'énergie acoustique liée à la présence du matériau absorbant.

Nous avons représenté sur les figures 5.27, 5.29 et 5.31 les niveaux sonores relatifs moyens mesurés avec et sans turbulence. Les remarques d'ordre général que nous pouvons faire sur ces figures sont à peu près identiques à celles que nous avons faites dans le cas de la propagation au voisinage de la paroi rigide: à nouveau, les niveaux sonores mesurés avec turbulence dans les creux d'interférence sont supérieurs à ceux mesurés en l'absence de turbulence. On constate aussi que la turbulence a pour effet d'homogénéiser le champ de pression acoustique et on observe qu'à 75 kHz, le réseau d'interférence a totalement disparu. Ainsi, bien que la cause des interférences soit, dans le cas d'un sol absorbant, différente de celle responsable des interférences dans le cas d'un sol parfaitement réfléchissant, la turbulence joue le même rôle décorrélateur vis-à-vis de l'onde directe et de l'onde réfléchie.

5.2.2 Comparaison avec les prédictions numériques

Pour effectuer des simulations numériques, nous avons conservé les valeurs choisies précédemment dans le cas de la paroi rigide. Nous avons ensuite fait une étude paramétrique pour déterminer

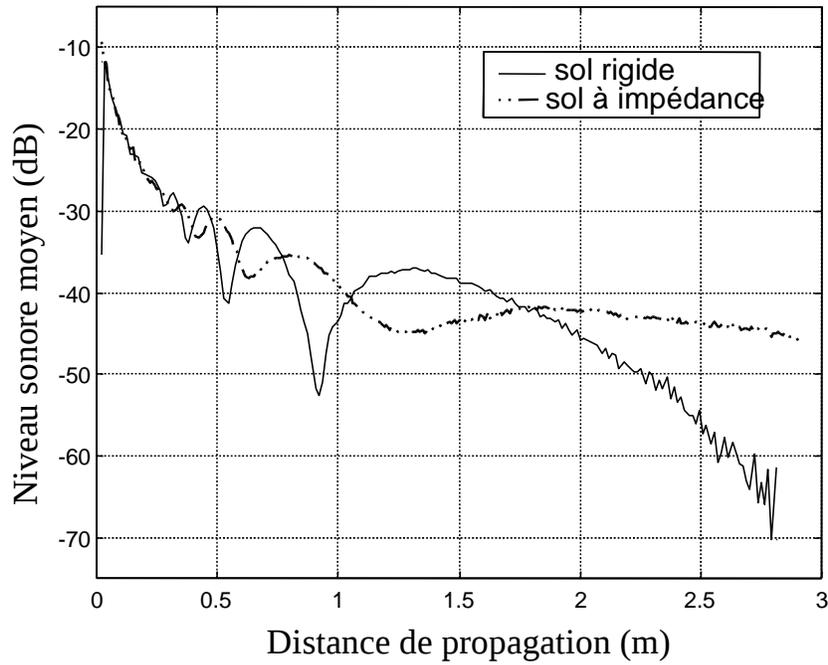


Figure 5.23: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores moyens mesurés sur un sol rigide et sur un sol à impédance sans turbulence: $f = 23.5kHz$ $H_r = 0.1m$

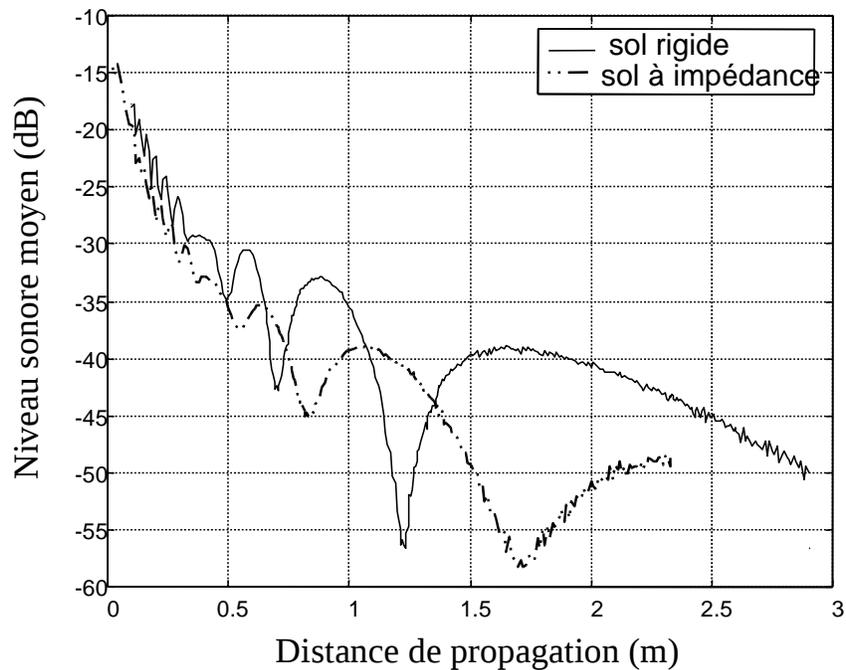


Figure 5.24: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores moyens mesurés sur un sol rigide et sur un sol à impédance sans turbulence: $f = 31kHz$ $H_r = 0.1m$

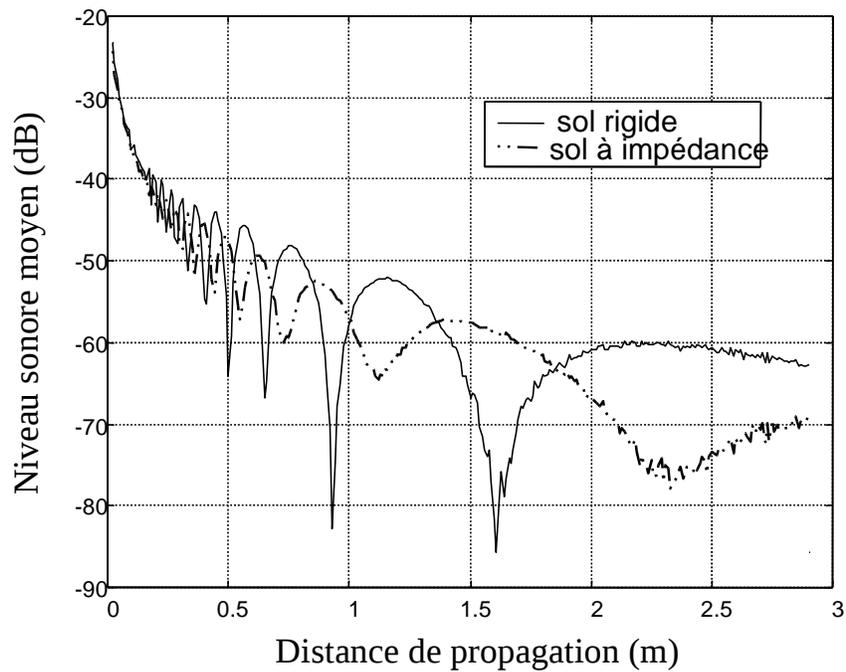


Figure 5.25: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores moyens mesurés sur un sol rigide et sur un sol à impédance sans turbulence: $f = 40kHz$ $H_r = 0.1m$

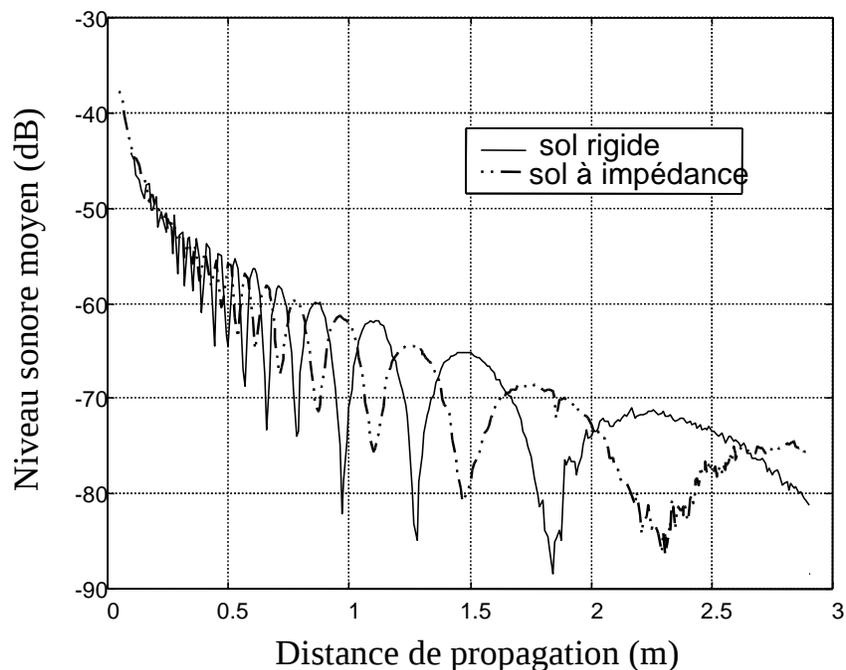


Figure 5.26: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores moyens mesurés sur un sol rigide et sur un sol à impédance sans turbulence: $f = 75kHz$ $H_r = 0.1m$

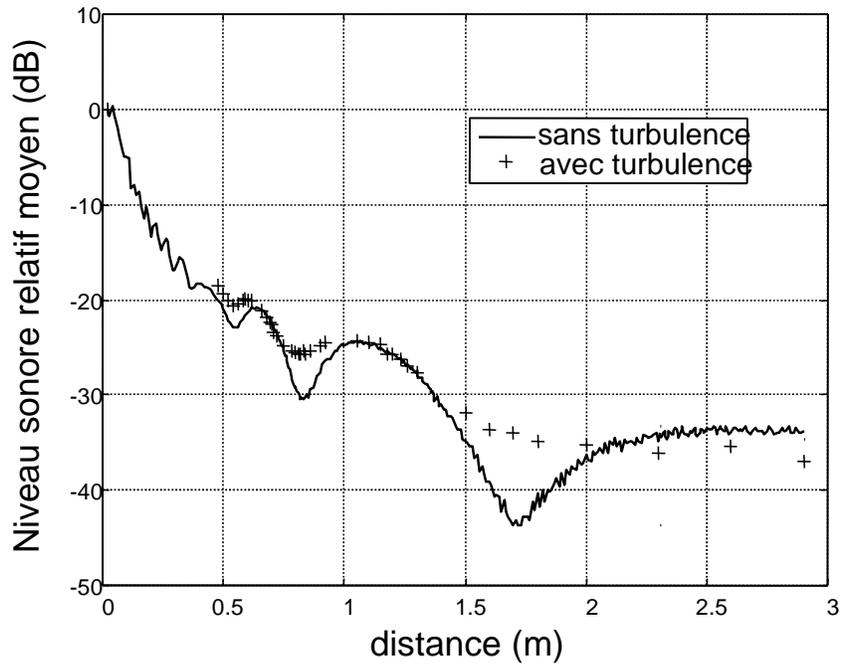


Figure 5.27: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés sur un sol à impédance avec et sans turbulence: $f = 31kHz$ $H_r = 0.1m$

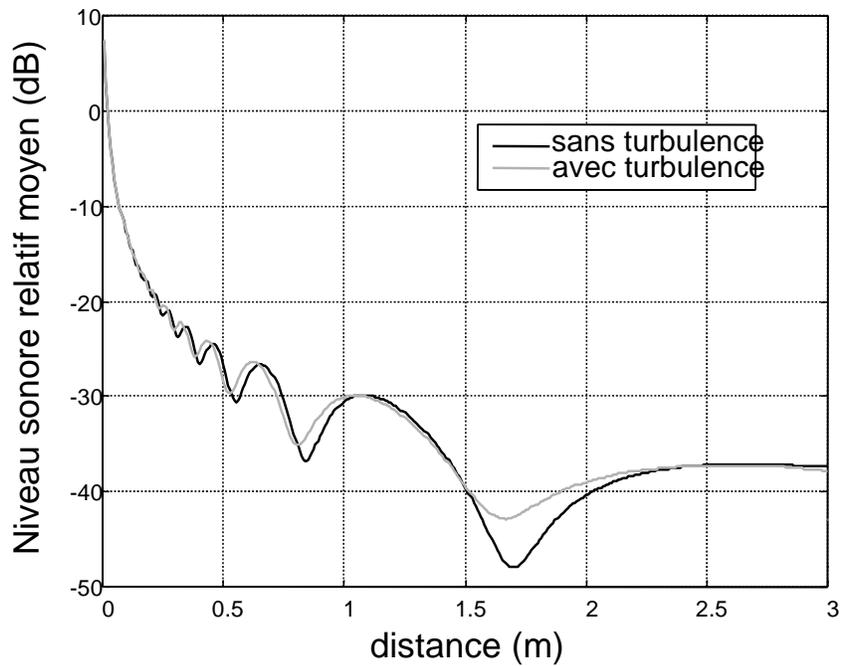


Figure 5.28: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens calculés avec et sans turbulence: $f = 31kHz$ $H_r = 0.1m$ $\sigma = 500000kg * m^{-3} * s^{-1}$

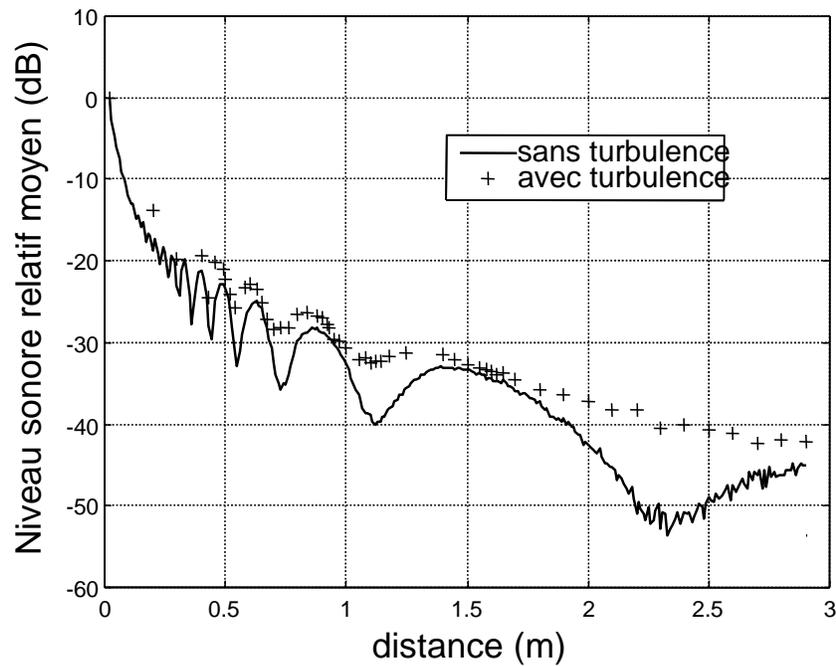


Figure 5.29: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés sur un sol à impédance avec et sans turbulence: $f = 40kHz$ $H_r = 0.1m$

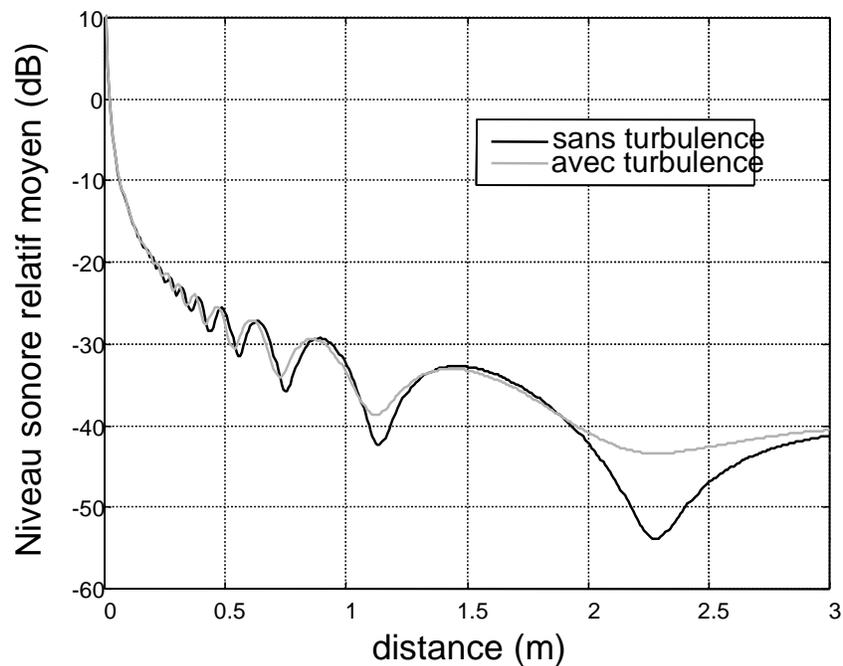


Figure 5.30: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens calculés avec et sans turbulence: $f = 40kHz$ $H_r = 0.1m$ $\sigma = 500000kg * m^{-3} * s^{-1}$

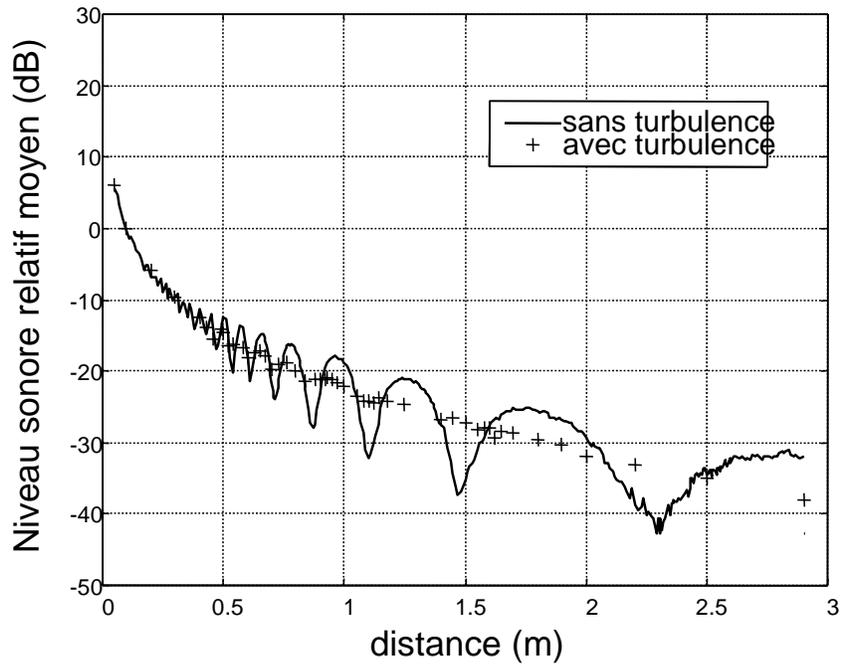


Figure 5.31: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés sur un sol à impédance avec et sans turbulence: $f = 75kHz$ $H_r = 0.1m$

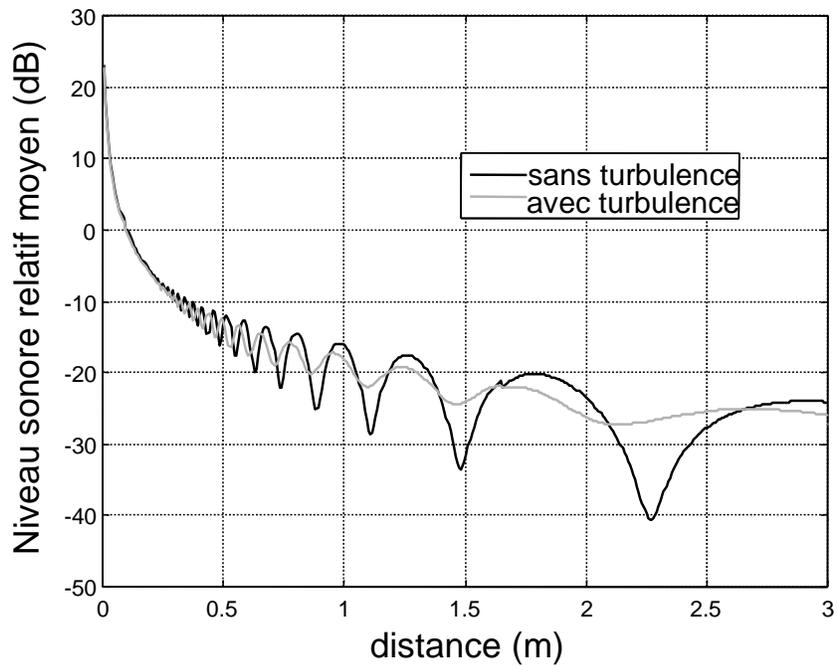


Figure 5.32: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens calculés avec et sans turbulence: $f = 75kHz$ $H_r = 0.1m$ $\sigma = 450000kg * m^{-3} * s^{-1}$

la valeur de l'impédance de la feutrine. Parmi les différents modèles permettant d'estimer l'impédance Z d'un sol, nous retiendrons les deux qui sont les plus référencés:

- le modèle empirique de Delany-Bazley [28] qui consiste à écrire l'impédance normalisée Z_n sous la forme:

$$Z_n = \frac{Z}{\rho c} = 1 + 0.05 \left(\frac{\rho f}{\sigma} \right)^{-0.75} + i 0.077 \left(\frac{\rho f}{\sigma} \right)^{-0.73} \quad (5.7)$$

où c et ρ sont la célérité et la masse volumique de l'air, σ la résistivité du sol et f la fréquence de la source. Dans cette formule, les variables sont exprimées dans le système MKS. σ est en $kg \times m^{-3} \times s^{-1}$ ($N \times m^{-4} \times s$) et Z en $kg \times m^{-2} \times s^{-1}$.

- le modèle à quatre paramètres d'Attenborough [4] qui est plus complet puisqu'il prend en compte la porosité du sol Ω , sa résistivité σ , la forme des pores s_f et leur tortuosité q . L'impédance normalisée est alors obtenue par la formule suivante:

$$Z_n = 0.218 \left(\frac{\sigma_e}{f} \right)^{1/2} + i \left[0.218 \left(\frac{\sigma_e}{f} \right)^{1/2} + 9.74 \left(\frac{\alpha_e}{f} \right) \right] \quad (5.8)$$

où σ_e est la résistivité spécifique ($\sigma_e = \sigma s_f^2 / \Omega$), α_e est un facteur d'atténuation qui tient compte de la tortuosité.

Le modèle d'Attenborough est bien évidemment plus précis mais les paramètres utilisés sont très difficiles à mesurer. C'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser le modèle de Delany-Bazley qui donne de bons résultats pour une large gamme de fréquences (voir les travaux de Gabillet [34]). Habituellement ce modèle est utilisé pour des fréquences pouvant aller jusqu'à 10 kHz. Compte tenu des fréquences élevées auxquelles nous travaillons, l'impédance de la feutrine est très difficile à mesurer. Nous avons donc estimé la valeur de la résistivité de la feutrine en faisant une étude paramétrique à partir des simulations numériques. Les valeurs de la résistivité que nous avons retenues sont celles pour lesquelles l'évolution du niveau sonore moyen avec la distance de propagation, sans turbulence, était en accord avec les mesures (position des interférences, amplitudes entre les maxima et les minima de pression acoustique). Nous avons donc retenu les valeurs de la résistivité σ suivantes:

- 500000 $kg * m^{-3} * s^{-1}$ à $f=31$ kHz
- 500000 $kg * m^{-3} * s^{-1}$ à $f=40$ kHz
- 450000 $kg * m^{-3} * s^{-1}$ à $f=75$ kHz

Dans le cas turbulent, outre les différences de niveaux liées à la valeur de l'impédance, nous constatons des différences sur les amplitudes. En effet, le réseau d'interférences est encore détectable pour les fréquences 31 kHz et 40 kHz mais disparaît totalement à 75 kHz. Une telle homogénéisation des niveaux sonores n'était pas prévue par les simulations numériques.

Notons qu'une différence semblable a été mise en évidence dans le paragraphe 5.1.2 concernant les résultats sur la paroi rigide.

Ainsi, les résultats concernant la paroi plane avec impédance sont délicats à exploiter. Il est en effet probable que des phénomènes tels le décollement de la feutrine avec la chaleur ou l'accumulation de la chaleur par le matériau absorbant, influent directement sur les niveaux sonores moyens. Notons qu'avec la transposition d'échelle effectuée (voir paragraphe 4.1), nous sommes amenés à utiliser des sources ultrasonores; le problème de la modélisation de l'impédance à ces fréquences élevées nécessite sans doute d'examiner les effets liés à la couche limite acoustique près de la paroi. Dans ce cas, l'utilisation du modèle de Delany-Bazley, que nous avons utilisé, est probablement à remettre en cause. Les expériences réalisées par Almgren ([1], [2]) ont montré, qu'en fonction de la fréquence d'émission de la source, on pouvait avoir une erreur sur les niveaux sonores pouvant aller jusqu'à 10 dB.

5.3 Fluctuations de niveau sonore

Nous nous sommes jusqu'à présent intéressés essentiellement aux niveaux moyens de pression acoustique $\langle p^2 \rangle$ c'est à dire aux moments d'ordre deux en un point. Pour étudier les fluctuations du niveau sonore autour de la valeur moyenne $\langle p^2 \rangle$, il est nécessaire de caractériser le moment d'ordre quatre du champ de pression acoustique. Considérons quatre points $(x, \vec{\rho}_i)$ d'un plan perpendiculaire à la paroi et situés à une distance x de la source. Le moment d'ordre quatre du champ de pression $P(\vec{x})$ est donné par la relation:

$$m(x, \vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2, \vec{\rho}_3, \vec{\rho}_4) = \langle P(x, \vec{\rho}_1)P^*(x, \vec{\rho}_2)P(x, \vec{\rho}_3)P^*(x, \vec{\rho}_4) \rangle \quad (5.9)$$

où le symbole $*$ désigne le complexe conjugué et $\langle \rangle$ la moyenne statistique. Si les quatre points sont confondus, le moment d'ordre quatre est relié aux fluctuations de niveau sonore en un point:

$$m(x, \vec{\rho}, \vec{\rho}, \vec{\rho}, \vec{\rho}) = \langle P(x, \vec{\rho})P^*(x, \vec{\rho})P(x, \vec{\rho})P^*(x, \vec{\rho}) \rangle = \langle I(x, \vec{\rho})I(x, \vec{\rho}) \rangle \quad (5.10)$$

et pour un récepteur placé en $(x, \vec{\rho}_i)$, on obtient la valeur moyenne du carré des fluctuations d'intensité acoustique.

Nous avons caractérisé les fluctuations de niveau sonore en un point en évaluant les fluctuations normalisées d'intensité ($I / \langle I \rangle$) ainsi que les densités de probabilité normalisées w ($I / \langle I \rangle$) associées. Ces dernières ont été calculées à partir d'échantillons temporels de 60 secondes de signal et sur 256 classes équiréparties. Nous avons représenté ces différentes quantités sur les figures 5.33, 5.34 et 5.35 dans le cas d'une interférence destructive puis constructive pour une fréquence d'émission de 31 kHz. L'analyse de ces courbes nous permet de faire plusieurs remarques. Nous pouvons tout d'abord constater que l'évolution de ces grandeurs est complètement différente suivant que l'on est situé sur un maximum ou sur un minimum de pression acoustique. En effet, lorsqu'on se trouve sur un maximum de pression (figure 5.33), l'intensité acoustique normalisée oscille faiblement autour de la valeur moyenne. Cette valeur

représente la partie cohérente du signal transmis à travers la turbulence. On obtient alors une distribution des fluctuations normalisées qui tend vers une loi log-normale définie par :

$$h(x) = \frac{1}{I\sigma_I \sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\left(\ln\left(\frac{I}{\langle I \rangle}\right) + \frac{\sigma_I^2}{2}\right)^2 \frac{1}{2\sigma_I^2} \right\} \quad (5.11)$$

où σ_I est l'écart-type de la variable aléatoire I . Lorsque la distance de propagation augmente, cette valeur moyenne devient de plus en plus faible. Notons que ces observations sont en accord avec les prédictions numériques de Chevret ([17]) et les travaux de McBride ([45]).

En revanche, lorsqu'on se trouve dans une interférence destructive, le signal possède cette fois une structure intermittente très marquée : la valeur de l'intensité acoustique normalisée est le plus souvent très faible avec par instant des pics excessivement élevés. La diminution de la valeur moyenne traduit le fait que la partie cohérente du signal transmis devient de plus en plus faible. La distribution des fluctuations normalisées ne suit plus une loi de type log-normale mais suit maintenant une loi exponentielle admettant une densité de probabilité h définie par :

$$h(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left(-\frac{1}{\langle I \rangle}\right) \quad (5.12)$$

Nous avons présenté, sur les figures 5.36 à 5.39, les densités de probabilité des fluctuations normalisées d'intensité en plusieurs points, correspondant à des minima et des maxima de pression, pour les fréquences d'émission respectives 23.5, 31, 40 et 75 kHz et dans le cas d'une paroi plane rigide. Notons que ces résultats concernent le récepteur situé à la hauteur de la source et que ceux relatifs au microphone situé à 70 mm de la paroi figurent dans l'annexe D. Sur chaque figure, nous avons aussi tracé l'évolution des niveaux sonores relatifs moyens avec la distance de propagation et nous avons indiqué la position des points pour lesquels nous avons représenté les densités de probabilité des fluctuations normalisées d'intensité. Une analyse fréquentielle nous permet de constater que la disparition de la composante cohérente est d'autant plus rapide que la fréquence d'émission de la source est élevée et que la distance de propagation est importante.

Les résultats relatifs à la fréquence d'émission 31 kHz dans le cas d'une paroi plane avec impédance sont représentés sur la figure 5.40 (notons que les résultats relatifs aux autres fréquences et à l'autre microphone sont présentés dans l'annexe D). Il est intéressant de noter que les comportements des densités de probabilité des fluctuations normalisées d'intensité ne sont pas modifiés par la nature rigide ou absorbante de la paroi, alors que le caractère plus ou moins réfléchissant de la paroi est primordial dans la répartition des minima et maxima de pression acoustique suivant l'axe de propagation. Ainsi, pour une même distance entre la source et le récepteur, il n'est pas possible de comparer directement les lois de distributions $w(I/\langle I \rangle)$, mais cette loi de distribution évolue entre une loi log-normale et une loi exponentielle. Cette variation peut être prise en compte avec une distribution Gamma généralisée à deux paramètres a et b ([39]):

$$W(I) = \frac{bd^a}{\Gamma(a)} I^{ab-1} \exp(-dI^b) \quad \text{avec} \quad d = \left(\frac{\Gamma(a+1/b)}{\Gamma(a)} \right)^{1/b} \quad (5.13)$$

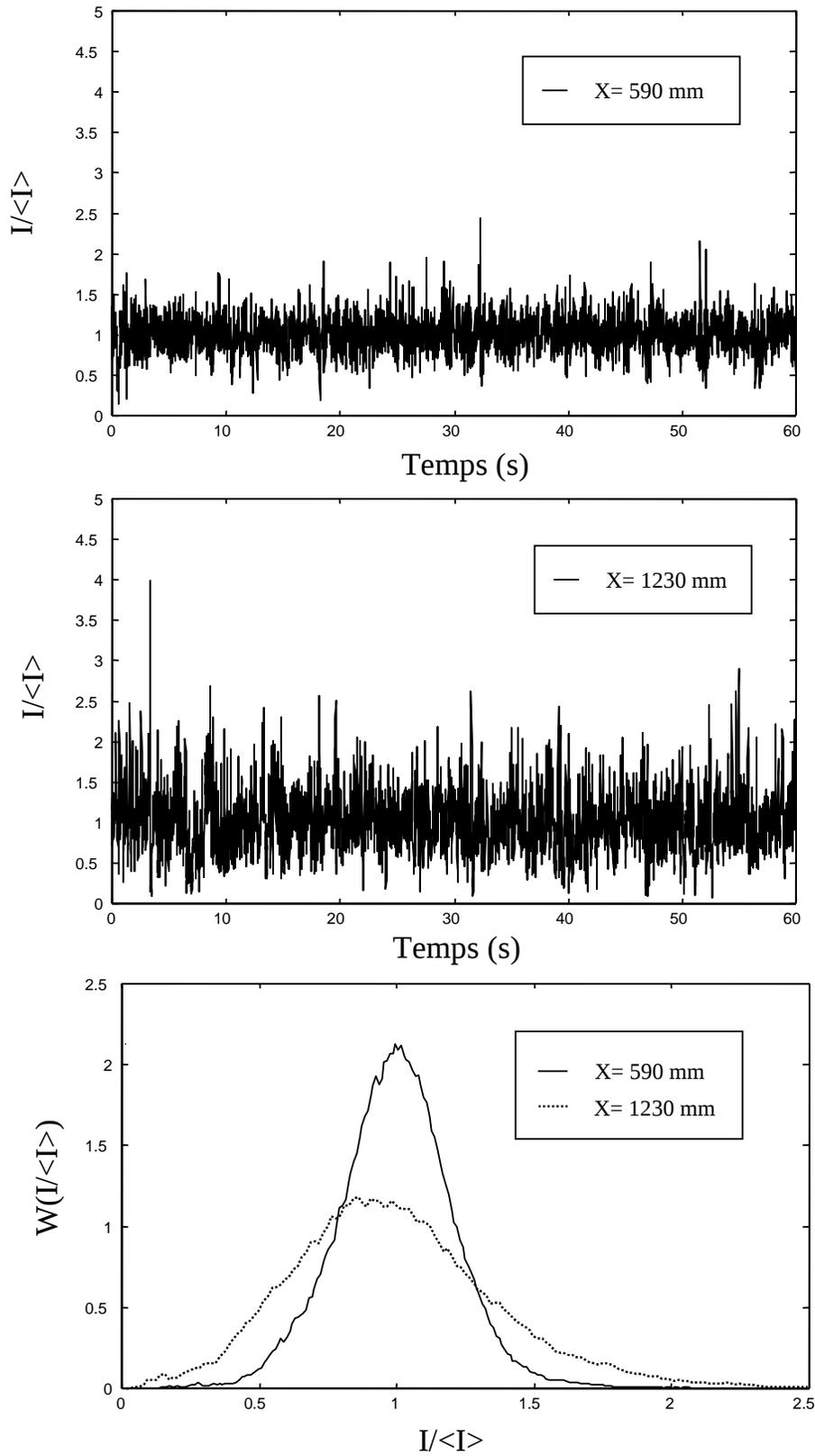


Figure 5.33: Evolution des fluctuations normalisées d'intensité ($I/\langle I \rangle$) et des densités de probabilité des fluctuations normalisées d'intensité $w(I/\langle I \rangle)$ dans le cas de deux interférences constructives ($f = 31kHz$ $H_r = 0.07m$ sol rigide)

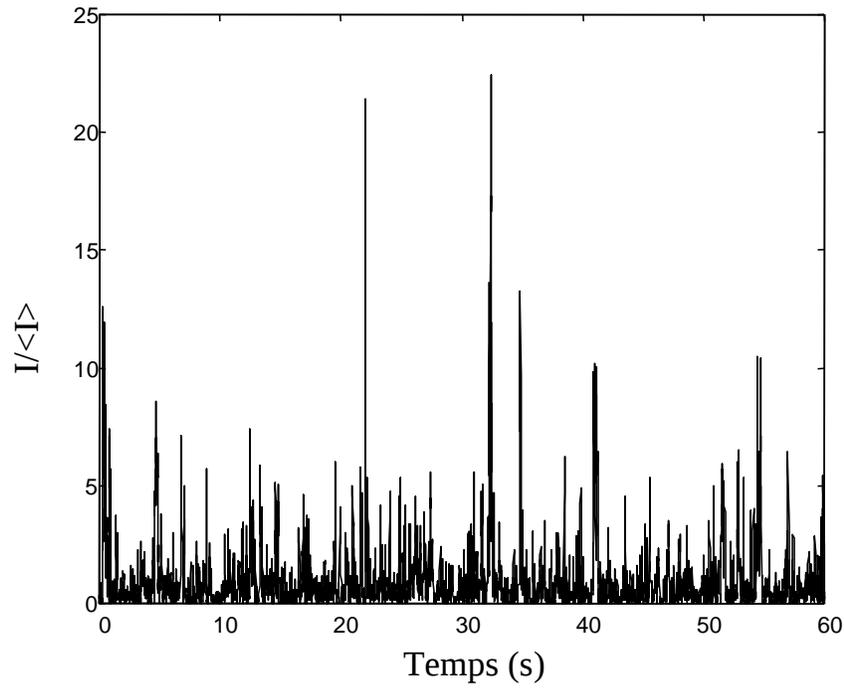


Figure 5.34: Evolution des fluctuations normalisées d'intensité ($I / \langle I \rangle$) dans le cas d'une interférence destructive ($f = 31kHz$ $H_r = 0.07m$ $x = 890mm$ sol rigide)

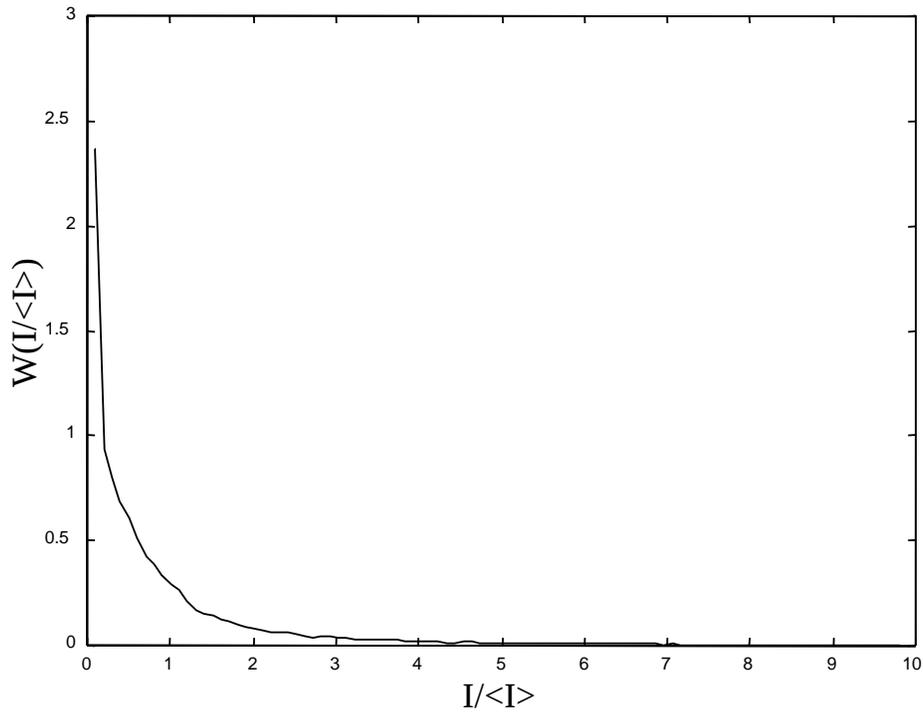


Figure 5.35: Evolution de la densité de probabilité des fluctuations normalisées d'intensité $w(I / \langle I \rangle)$ dans le cas d'une interférence destructive ($f = 31kHz$ $H_r = 0.07m$ $x = 890mm$ sol rigide)

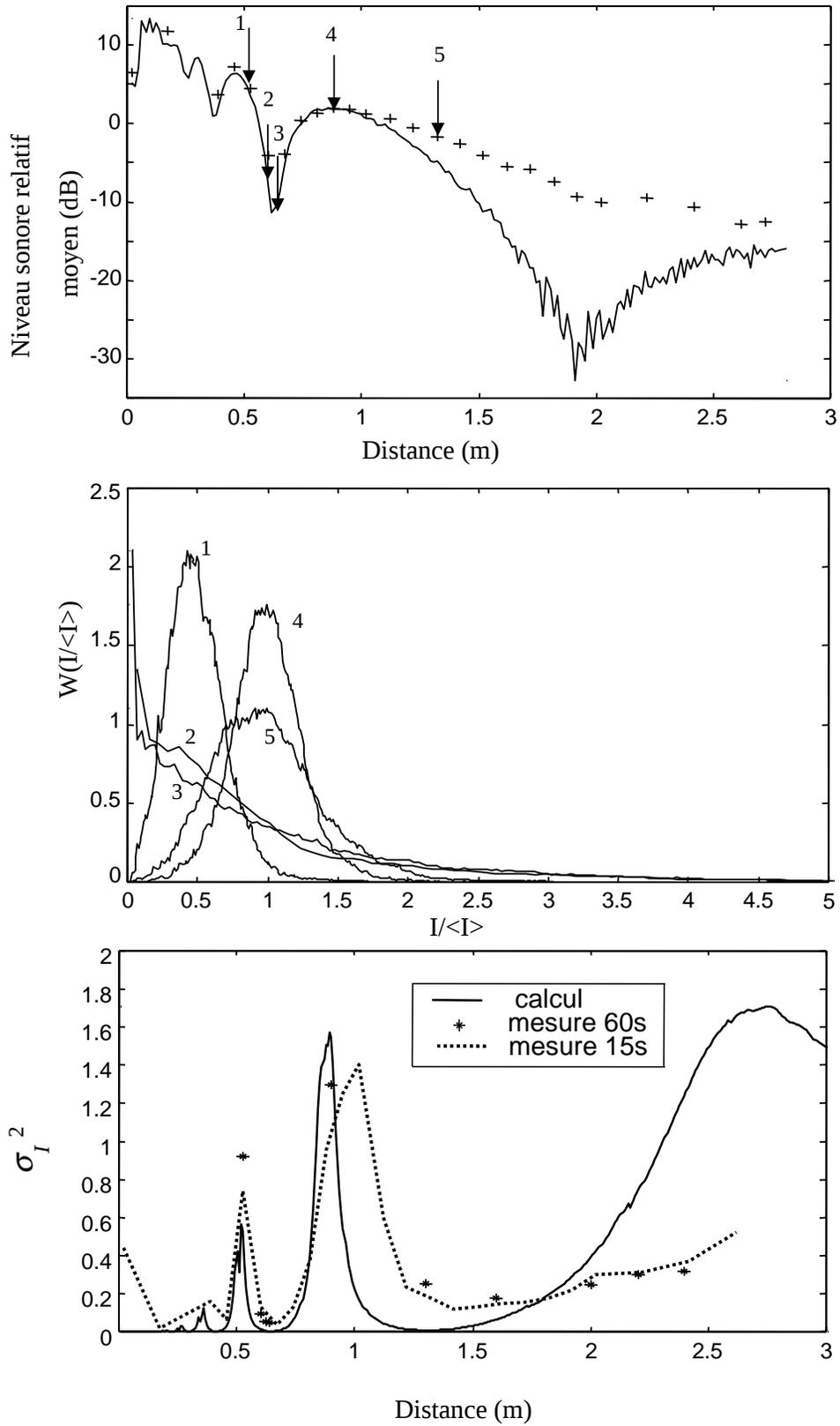
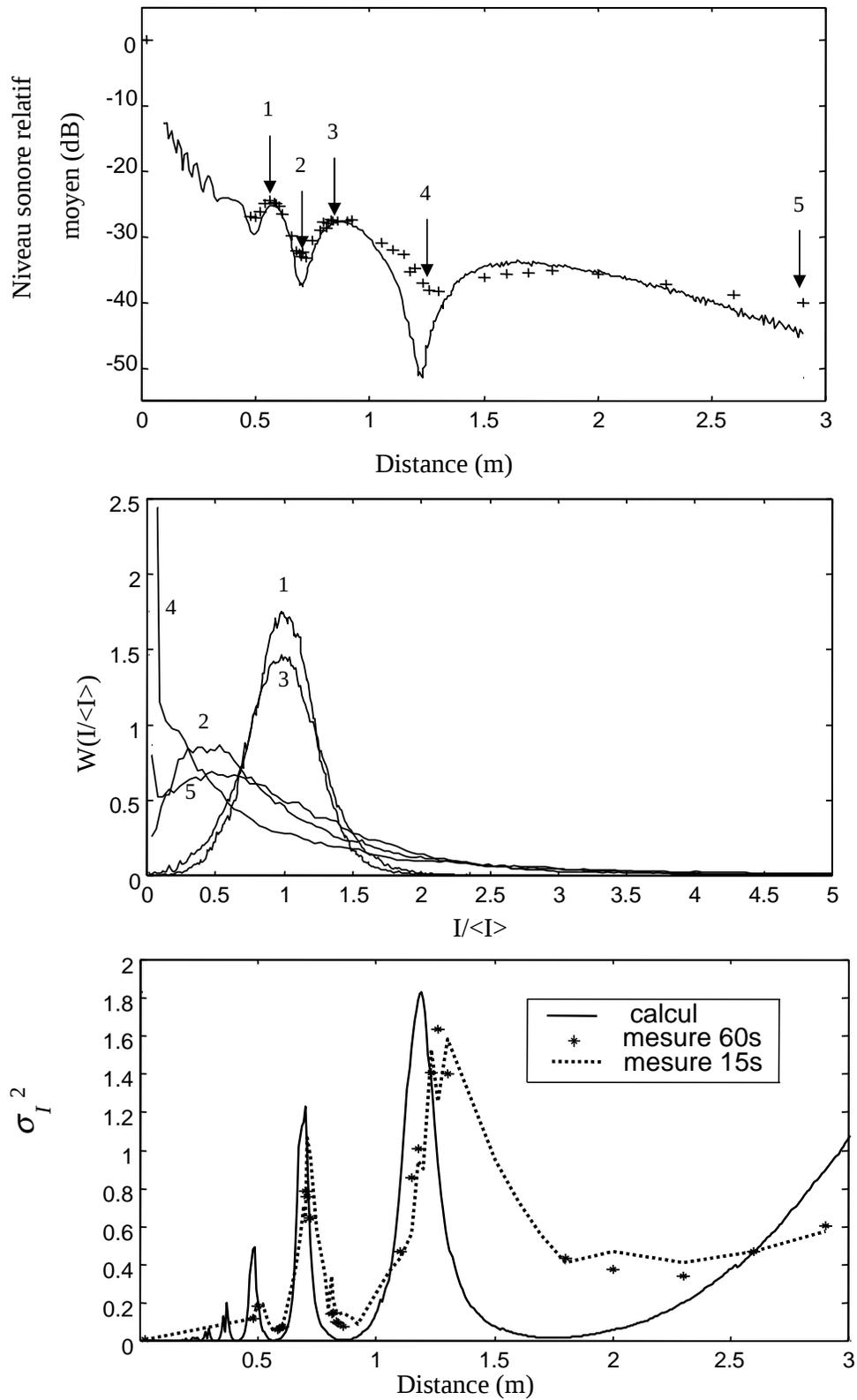
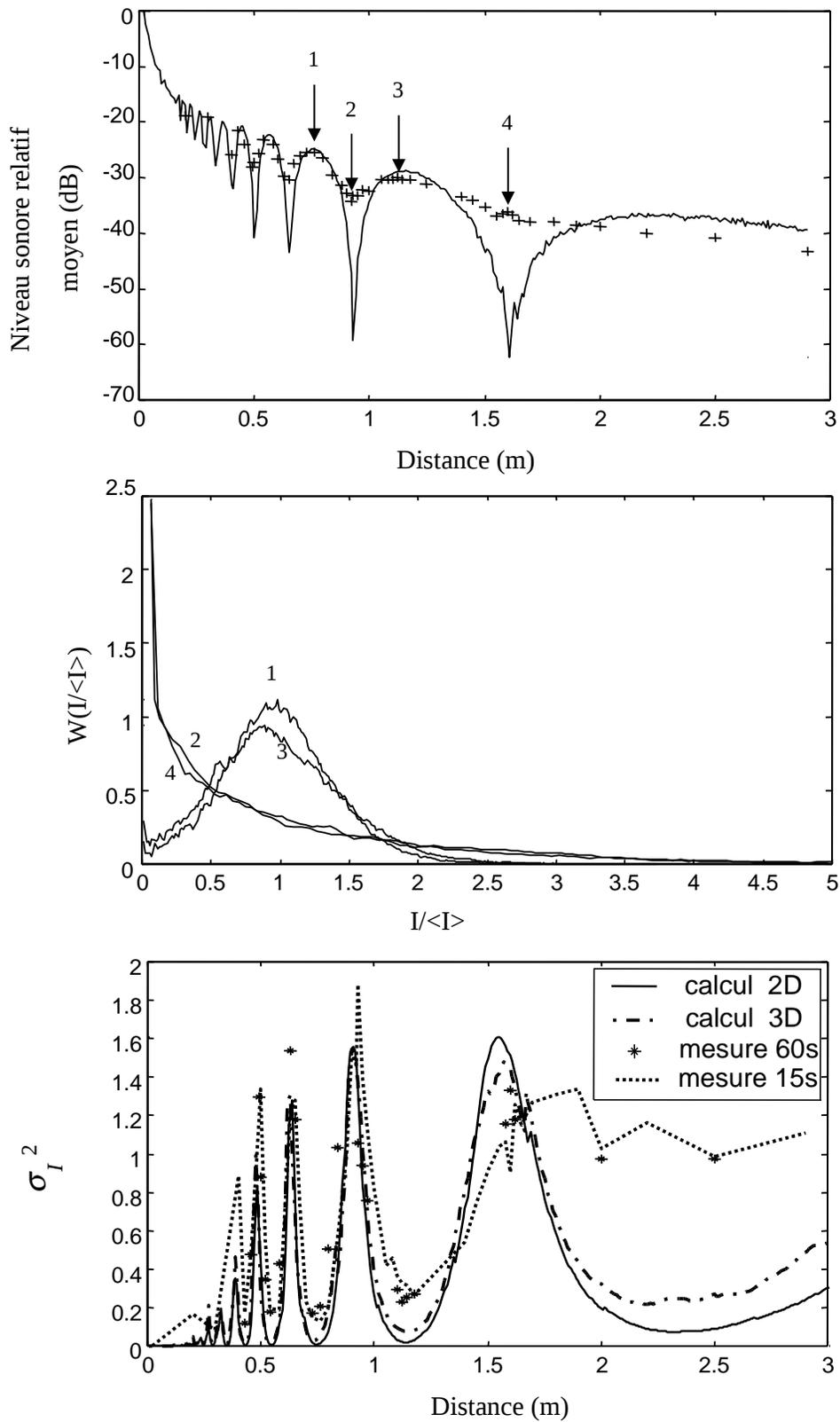
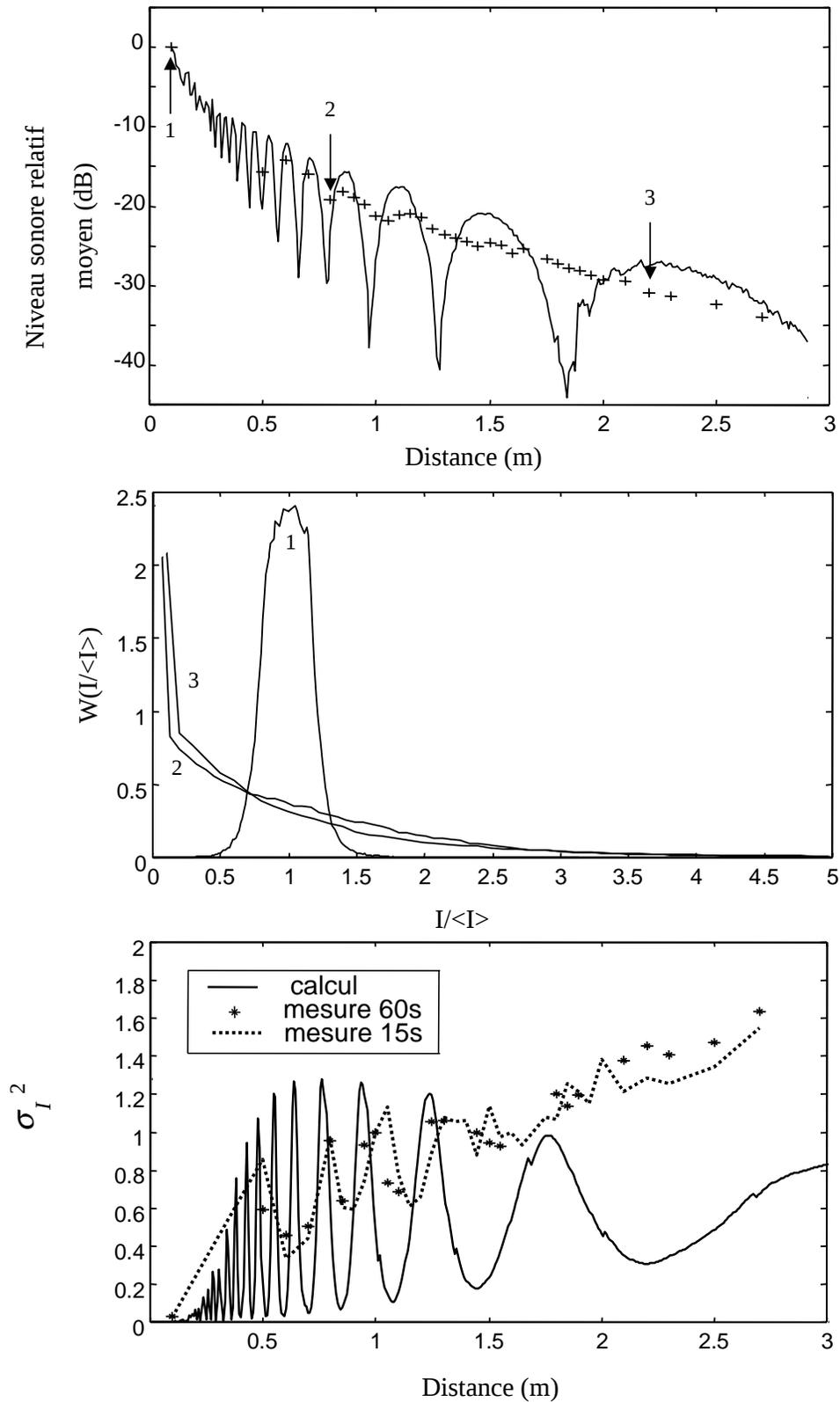


Figure 5.36: Sol rigide $f = 23.5kHz$ $H_r = 0.1m$

Figure 5.37: Sol rigide $f = 31kHz$ $H_r = 0.1m$

Figure 5.38: Sol rigide $f = 40kHz$ $H_r = 0.1m$

Figure 5.39: Sol rigide $f = 75kHz$ $H_r = 0.1m$

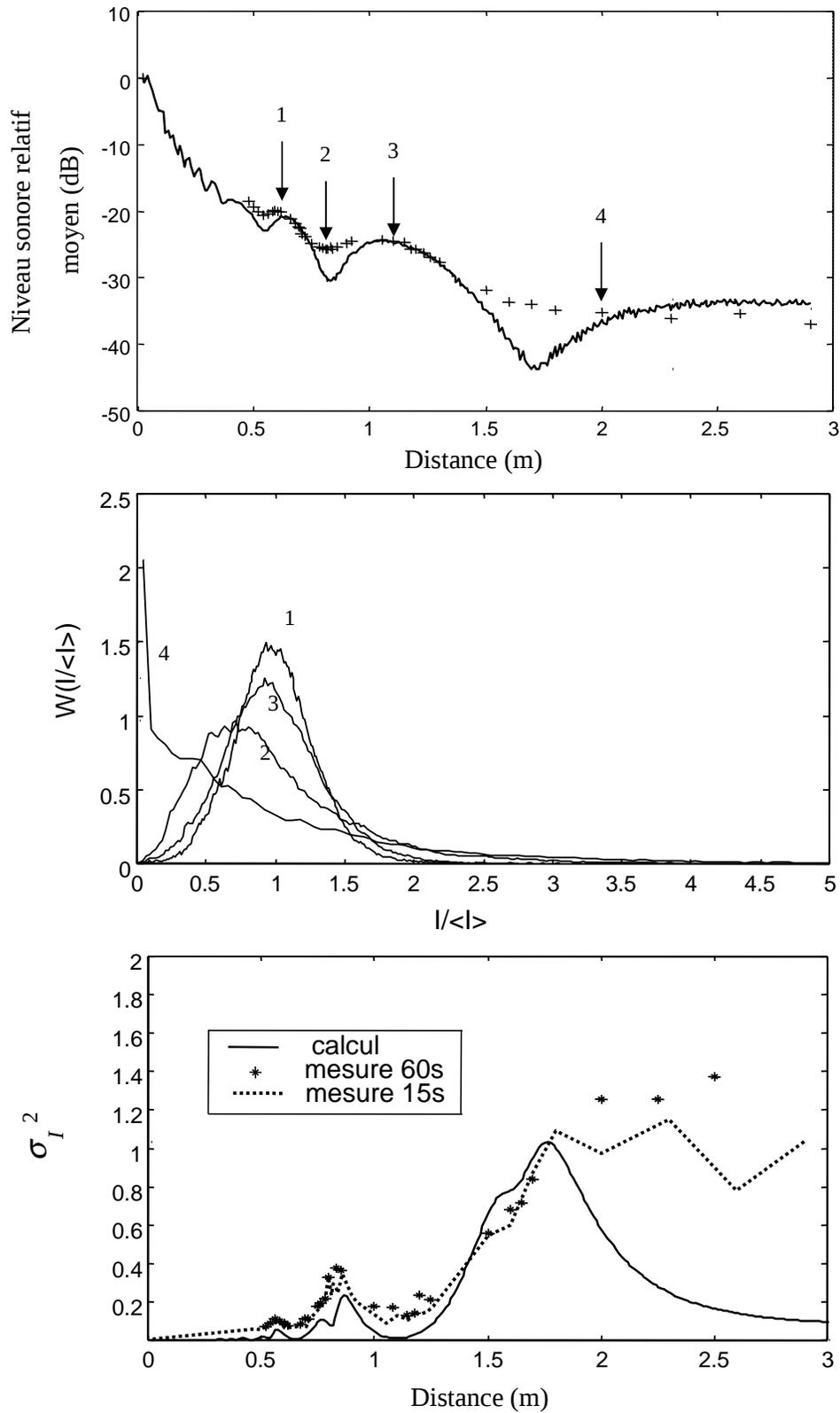


Figure 5.40: Sol à impédance $f = 31kHz$ $H_r = 0.1m$ $\sigma = 500000kg * m^{-3} * s^{-1}$

où Γ est la fonction Gamma. Lorsque $a \rightarrow \infty$, on retrouve la loi log-normale et lorsque $a = b = 1$ on obtient la loi exponentielle. Les paramètres a et b peuvent être évalués en résolvant le système non linéaire associé aux moments d'ordre deux et trois de la pression acoustique, m_2 et m_3 , définis par:

$$\begin{cases} m_2 = \frac{\langle I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} = \frac{\Gamma(a) \Gamma(a+2/b)}{\Gamma^2(a+1/b)} \\ m_3 = \frac{\langle I^3 \rangle}{\langle I \rangle^3} = \frac{\Gamma^2(a) \Gamma(a+3/b)}{\Gamma^3(a+1/b)} \end{cases} \quad (5.14)$$

La résolution de ce système est faite à l'aide d'un algorithme Newton-Raphson. A partir des mesures des moments m_2 et m_3 , nous avons ainsi pu calculer les valeurs des paramètres a et b . Nous avons présenté, sur les figures 5.41 et 5.42, une comparaison entre les densités de probabilité des fluctuations normalisées d'intensité mesurées en différents points, pour les fréquences d'émission respectives 31 kHz et 40 kHz, et une estimation de ces densités obtenue à partir d'une loi Gamma généralisée. Nous constatons ainsi que cette loi, bien qu'empirique, reproduit correctement les comportements observés expérimentalement.

Nous retrouvons des comportements des densités de probabilité des fluctuations normalisées d'intensité analogues dans le cas de la paroi absorbante. Notons cependant que ces distributions des fluctuations d'intensité ne suivent une loi exponentielle que pour des distances de propagation importantes (supérieures à 2m).

Afin de compléter notre analyse du moment d'ordre quatre de la pression acoustique, nous nous sommes intéressés à la variance normalisée des fluctuations d'intensité σ_I^2 définie par:

$$\sigma_I^2 = \frac{\langle (I - \langle I \rangle)^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} = \frac{\langle I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} - 1 = \frac{\langle p^4 \rangle}{(\langle p^2 \rangle)^2} - 1 \quad (5.15)$$

Cette quantité est souvent utilisée sous le nom d'indice de scintillation par analogie avec l'optique.

L'évolution de σ_I^2 avec la distance de propagation pour un récepteur situé à $y=0.1$ m de la paroi rigide est représentée, pour chaque fréquence d'émission, sur les figures 5.36 à 5.39. Sur chacune d'elles, nous avons présenté les résultats expérimentaux, obtenus à partir d'échantillons temporels de 15 secondes et 60 secondes de signal et les prédictions numériques obtenues à l'aide de la méthode Split-Step Padé, pour 400 réalisations du champ d'indice. Nous avons vu dans le paragraphe 4.3.2, qu'il était nécessaire de faire des enregistrements temporels de 60 secondes de signal pour obtenir une convergence du moment d'ordre quatre. Cependant, il nous est paru intéressant de calculer aussi ces moments à partir d'échantillons temporels plus courts: en effet, nous avons fait des enregistrements de 15 secondes pour un grand nombre de points et par conséquent cela nous permet d'avoir une meilleure description de l'évolution de l'indice de scintillation avec la distance de propagation. Notons que les différences entre les moments calculés à partir 15 secondes de signal ou à partir de 60 secondes de signal sont particulièrement marquées dans les interférences destructives où nous venons de voir que les fluctuations de niveau étaient très importantes.

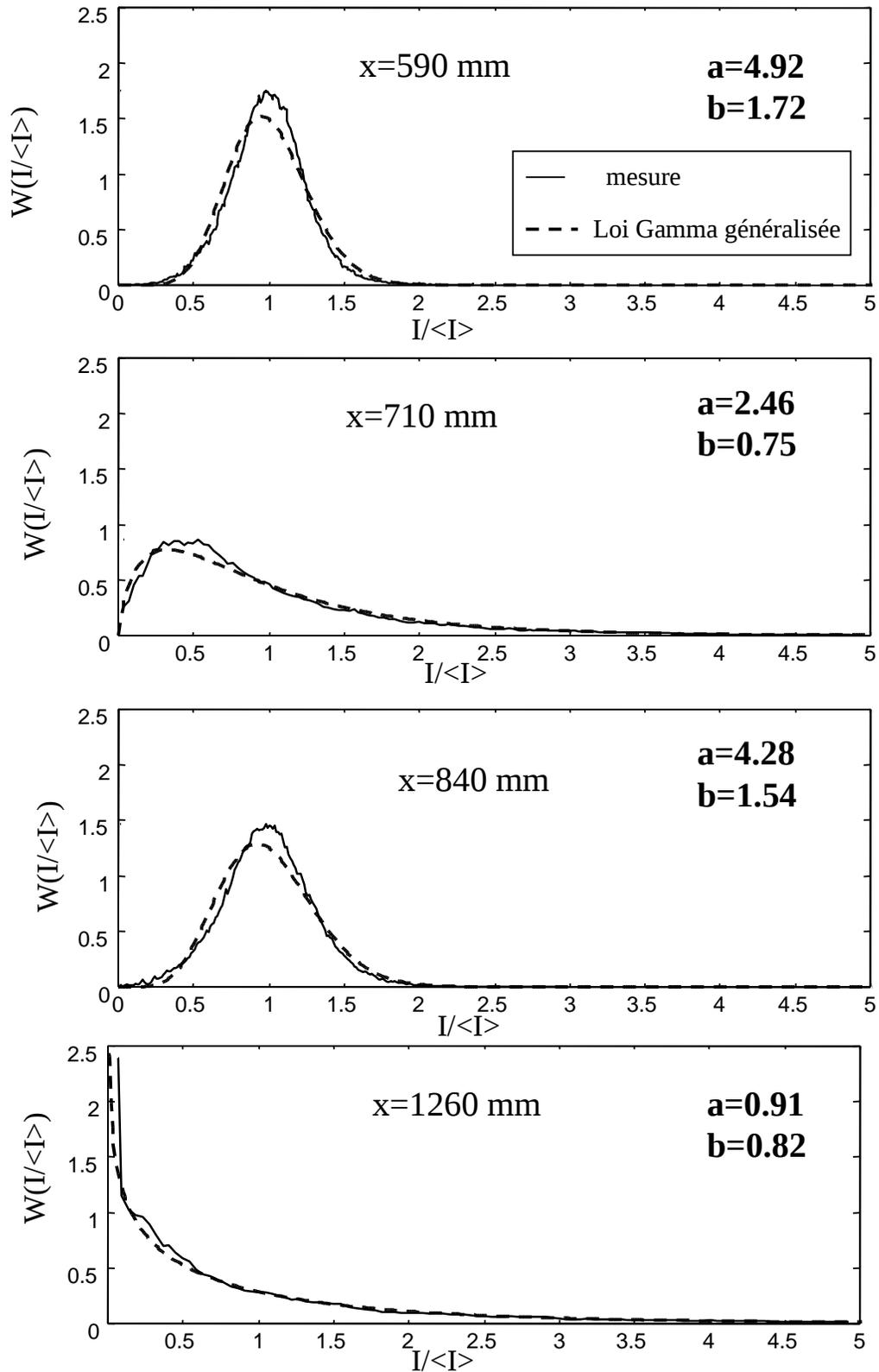


Figure 5.41: Evolution des densités de probabilité des fluctuations normalisées d'intensité: comparaison entre des mesures et les estimations déduites d'une loi Gamma généralisée ($f = 31kHz$ $H_r = 0.1m$)

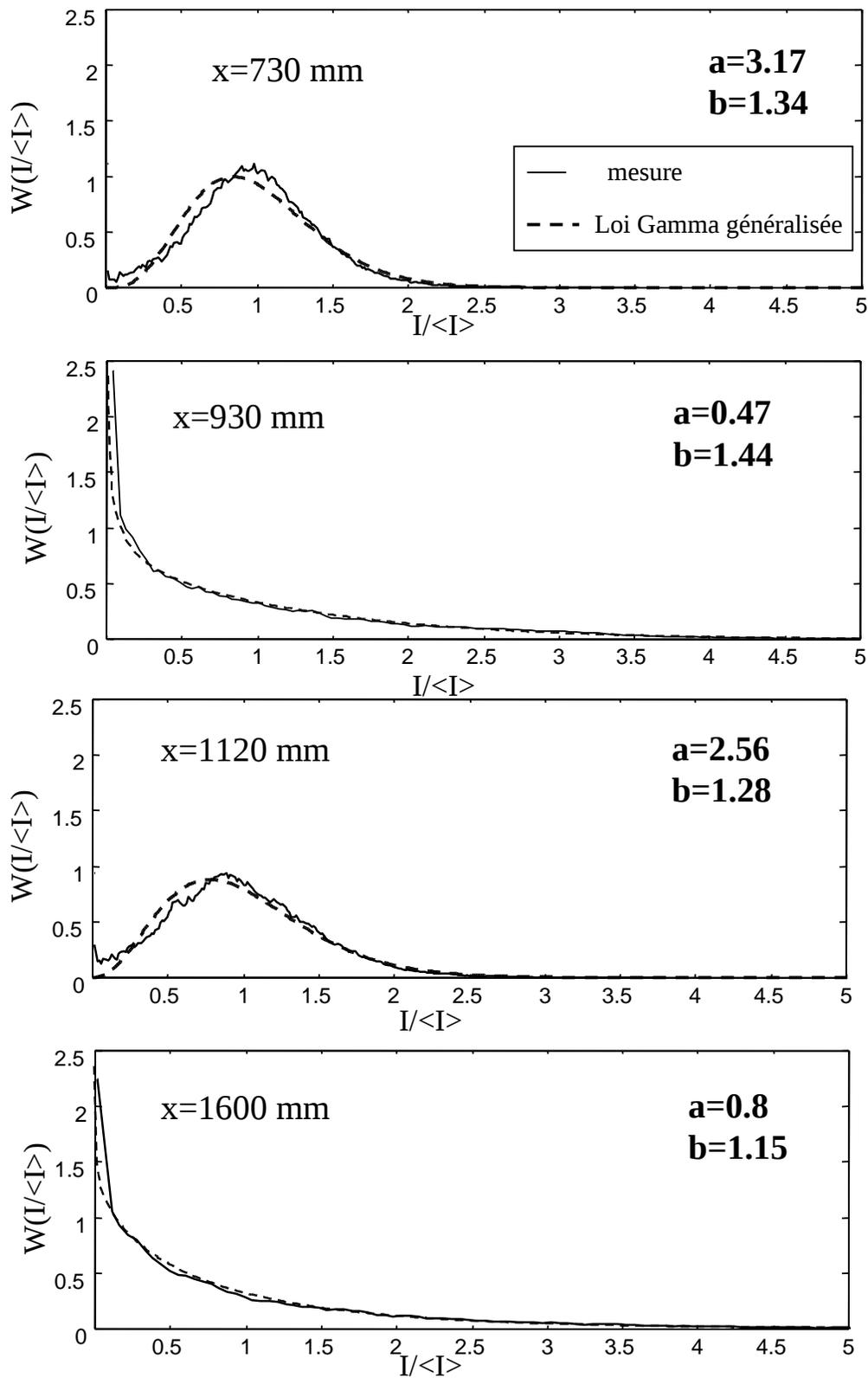


Figure 5.42: Evolution des densités de probabilité des fluctuations normalisées d'intensité: comparaison entre des mesures et les estimations déduites d'une loi Gamma généralisée ($f = 40kHz$ $H_r = 0.1m$)

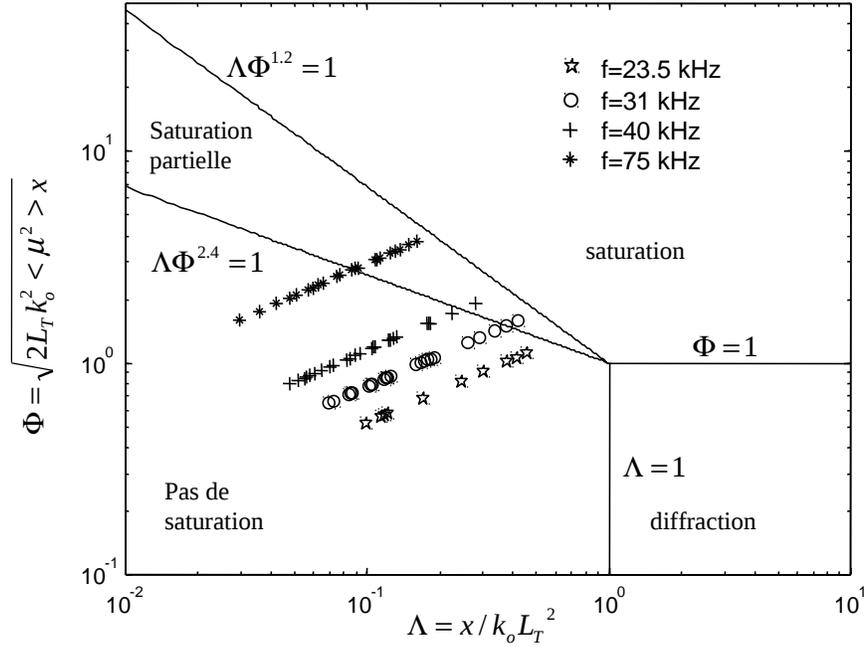


Figure 5.43: Représentation des conditions expérimentales à l'aide d'un diagramme de Flatté $\Lambda - \Phi$ (voir figure 3 référence [11])

Considérons l'évolution de l'indice de scintillation en regard de celle du niveau relatif de pression sonore: on remarque que σ_I^2 prend des valeurs très faibles (proches de zéro) pour des distances correspondant à des maxima de pression associés à des interférences constructives et des valeurs significatives pouvant être supérieures à l'unité pour des distances correspondant à des interférences destructives. Rappelons que dans le cas de la propagation en espace libre, σ_I^2 permet de définir différents régimes de propagation et que des valeurs supérieures à 1 traduisent un régime de saturation des fluctuations d'intensité ([38], [39], [11]). Pour savoir si certains points de mesure atteignent un régime de saturation des fluctuations d'intensité, nous avons utilisé une représentation introduite de Flatté [32]. Cette dernière permet de délimiter des zones de saturation dans le cas de propagation en espace libre à l'aide des deux paramètres suivants:

- Λ qui correspond au paramètre de diffraction $D = \frac{x}{k_o L_T^2}$
- $\Phi = \sqrt{2 L_T k_o^2 \langle \mu^2 \rangle x}$ qui correspond aux fluctuations de phase calculées dans l'approximation de l'acoustique géométrique

Ainsi, sur la figure 5.43, chaque symbole a pour coordonnées les valeurs de Λ et Φ pour un récepteur placé de 0.5 à 2.9 m de la source (c'est à dire pour les points pour lesquels nous avons fait des acquisitions de 60 s de signal). Nous pouvons ainsi constater qu'aucun point de mesure n'atteint la zone de saturation, mais que pour la fréquence d'émission 75 kHz, les points correspondant à des distances de propagation importantes (supérieures à 2 m) sont dans la zone

de saturation partielle.

Ces valeurs importantes de l'indice de scintillation sont donc essentiellement dues à la présence d'un sol. Nous pouvons de plus remarquer que nous n'atteignons jamais non plus la zone de diffraction, puisque pour tous les points $\Lambda < 1$.

Il semble que pour une distance de propagation supérieure à celle de la dernière interférence destructive, σ_I^2 prenne une valeur constante. Or nous avons mis en évidence, dans le paragraphe 5.1.1, que pour ces distances de propagation, le niveau sonore relatif moyen convergeait vers la valeur du champ en espace libre. Nous avons essayé de comparer les valeurs de l'indice de scintillation mesurées en présence d'une frontière plane rigide avec celle obtenues dans des conditions expérimentales similaires en espace libre effectuées par Blanc-Benon ([11]). Les résultats de ces expériences en espace libre ont été représentés sur la figure 5.44. On a ainsi l'évolution de σ_I^2 avec le paramètre σ_B défini dans [11] par:

$$\sigma_B = \left\{ 1.23 * (1.91 * \mu^2 * L_o^{-2/3}) * k^{7/6} * x^{11/6} \right\}^{1/2} \quad (5.16)$$

Nous avons donc calculé les valeurs de σ_B correspondant à nos conditions expérimentales, pour des distances de propagation dans la turbulence supérieures à 2 m et présenté ces résultats dans la table 5.1 avec la valeur de l'indice de scintillation mesurée dans nos expériences correspondante. Si on compare ces résultats avec ceux de la figure 5.44, on constate que lorsque la distance de propagation est assez importante pour que les trajets direct et réfléchi soient totalement décorrélés, on obtient des valeurs de σ_I^2 qui sont de l'ordre de celles obtenues pour des cas de propagation en espace libre avec des conditions similaires.

En ce qui concerne les comparaisons avec des simulations numériques, les résultats expérimentaux sont en parfait accord avec les calculs pour le premier mètre de propagation dans la turbulence pour les fréquences 23.5, 31 et 40kHz (figures 5.36, 5.37 et 5.38). Cependant, pour des distances plus importantes, on observe de nettes différences comme celles obtenues sur les niveaux sonores moyens. En ce qui concerne la fréquence 75 kHz, on constate, à nouveau, des différences très marquées entre les mesures et la simulation. En effet, il apparaît $\frac{1}{2}$ t clairement sur la figure 5.39 que les valeurs expérimentales de l'indice de scintillation sont nettement plus élevées que celles calculées, ce qui traduit des fluctuations d'intensité plus importantes. Nous avons alors évalué les effets tridimensionnels en faisant des simulations numériques par méthode FFT. Ces résultats sont présentés pour la fréquence 40 kHz sur la figure 5.38. Nous observons donc qu'il y a très peu de différences entre un calcul 2D et un calcul 3D si ce n'est que les valeurs minimales de σ_I^2 sont légèrement supérieures avec un calcul 3D, ce qui correspond mieux à nos résultats expérimentaux. Il s'avère cependant que les effets 3D ne peuvent en aucun cas expliquer les différences observées entre calcul et mesures.

Nous nous sommes aussi intéressés à l'évolution de ce paramètre dans la configuration paroi plane absorbante. Ces résultats sont représentés sur la figure 5.40 pour la fréquence 31 kHz. Nous constatons donc à nouveau que les valeurs maximales de σ_I^2 correspondent à des interférences

Figure 5.44: Evolution de l'indice de scintillation σ_I^2 avec σ_B dans le cas de la propagation en espace libre (voir [11])

		$\sigma_B(L_o, \mu, f, c, x)$	σ_I^2
$f = 25000Hz$	x=2 m	0.64	0.24
	x=2.2 m	0.70	0.29
	x=2.4 m	0.76	0.31
$f = 31000Hz$	x=2.3 m	0.86	0.34
	x=2.6 m	0.96	0.47
	x=2.9 m	1.06	0.6
$f = 40000Hz$	x=2 m	0.88	0.97
	x=2.5 m	1.07	0.97
$f = 75000Hz$	x=2.1 m	1.32	1.38
	x=2.2 m	1.38	1.45
	x=2.3 m	1.44	1.4
	x=2.5 m	1.55	1.47
	x=2.7 m	1.67	1.63

Tableau 5.1: Tableau de correspondance entre l'indice de scintillation σ_I^2 et le paramètre σ_B (équation 5.16) en différents points du plan d'étude et pour différentes fréquences d'émission

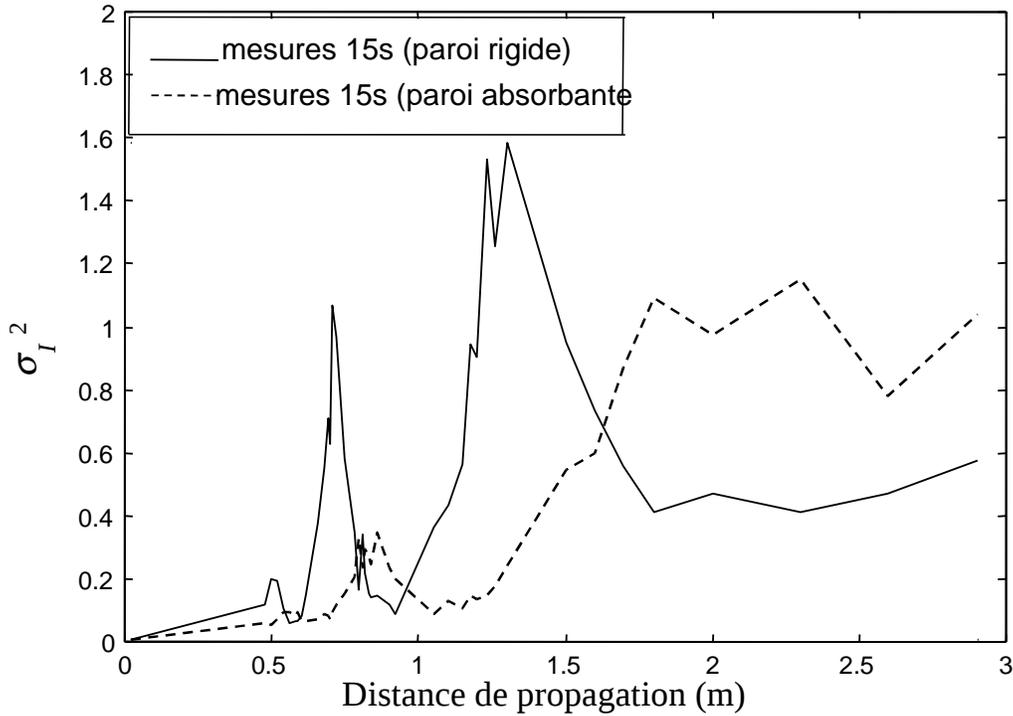


Figure 5.45: Evolution de l'indice de scintillation σ_I^2 avec la distance de propagation: comparaison entre les mesures sur paroi plane rigide, celles sur paroi plane absorbante et les simulations numériques 2D ($f = 31kHz$ $H_r = 0.1m$ $\sigma = 500000kg * m^{-3} * s^{-1}$)

destructives alors que pour des interférences constructives, ces valeurs sont très faibles. Une comparaison entre le cas rigide et le cas absorbant est présentée sur la figure 5.45 pour un microphone situé à 100 mm de la paroi et une fréquence d'émission de 31 kHz: on observe ainsi une modification de la position des minima et maxima identique à celle que nous avons mise en évidence dans le paragraphe 5.2.1 (figure 5.24). D'autre part, il apparaît nettement que σ_I^2 prend des valeurs beaucoup plus faibles dans le cas où la paroi est absorbante ce qui confirme bien la perte d'énergie acoustique liée à la présence de la feutrine. En ce qui concerne la comparaison avec des simulations numériques, nous observons une bonne concordance quant à la position des valeurs minimales et maximales de σ_I^2 . En revanche, nous constatons que les prédictions sont toujours inférieures aux valeurs de σ_I^2 mesurées: ceci s'explique par la difficulté d'estimer la valeur de l'impédance de la feutrine.

En conclusion, ces mesures nous ont permis de mettre en évidence l'influence de la turbulence sur le régime d'interférence lié à l'existence d'un trajet direct et d'un trajet réfléchi de l'onde acoustique. Deux cas ont été étudiés: celui d'un sol parfaitement réfléchissant et celui d'un sol à impédance. Dans les deux configurations, l'effet de la turbulence se traduit par une décorrélation entre l'onde directe et l'onde réfléchi par la paroi ce qui entraîne une augmentation du niveau sonore sur les minima de pression correspondant à des interférences destructives. Pour des distances de propagation importantes dans la turbulence, on observe une homogénéisation des

niveaux sonores relatifs moyens. Les signaux provenant des ondes directe et réfléchiée sont alors totalement décorrélés et le niveau tend vers une valeur moyenne qui correspond à la valeur du champ en espace libre et sans turbulence. Ce phénomène s'intensifie lorsqu'on augmente la fréquence d'émission et on constate une disparition quasi-totale du régime d'interférence dès 1 m de propagation pour la fréquence 75kHz (figure 5.4). En ce qui concerne les fluctuations de niveau sonore, nous avons réussi à mettre en évidence un comportement caractéristique des densités de probabilité des fluctuations normalisées d'intensité et de l'indice de scintillation suivant la nature de l'interférence.

Malgré les différences observées entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques pour des distances de propagation importantes ($x > 150 \lambda$) dans le cas turbulent, les comparaisons sont dans l'ensemble satisfaisantes. Notons toutefois que dans le cas d'un sol à impédance, les comparaisons calculs-mesures sont plus délicates dans la mesure où la valeur exacte de l'impédance n'est pas connue et très difficile à mesurer pour nos fréquences d'émission ultrasonores. Nous avons donc bien réussi à réaliser en laboratoire une expérience permettant de prendre en compte les effets de la turbulence sur la propagation d'une onde acoustique au voisinage d'une paroi plane. Cette installation nous a de plus permis d'étudier l'influence de l'impédance d'un sol sur les niveaux sonores moyens. Nous allons donc, dans le chapitre suivant étendre notre étude à la prise en compte simultanée de la turbulence et d'un gradient de célérité du son négatif.

Chapitre 6

Propagation du son au voisinage d'une paroi courbe

Nous avons vu que pour certaines conditions météorologiques, il se crée un gradient de célérité du son négatif: les rayons acoustiques sont alors déviés vers le ciel ce qui entraîne la formation d'une zone d'ombre acoustique. Or différentes campagnes de mesures réalisées en extérieur (voir chapitre 1) ont permis de constater que les niveaux sonores moyens, relevés dans la zone d'ombre profonde, se stabilisaient autour d'une valeur non négligeable. La prise en compte de la turbulence dans les simulations numériques a ensuite permis de confirmer l'hypothèse selon laquelle l'augmentation de niveaux sonores dans cette région serait liée à un phénomène de diffusion de l'énergie acoustique par la turbulence atmosphérique.

Nous venons de présenter dans le chapitre précédent un dispositif expérimental permettant d'étudier la propagation d'une onde acoustique à travers une turbulence thermique, dans des conditions de laboratoire où la turbulence est parfaitement contrôlée. Nous allons donc étendre notre étude à la prise en compte simultanée d'un gradient de célérité du son et de la turbulence, pour essayer de mieux comprendre comment le son diffuse dans la zone d'ombre. Pour reproduire en laboratoire des conditions de propagation dans une atmosphère réfractive, nous avons utilisé l'analogie existant entre la propagation du son dans une atmosphère réfractive et la diffraction du son par une surface courbe (voir chap.1). Nous avons donc remplacé, dans l'installation expérimentale précédente, la paroi plane par une paroi courbe.

Dans un premier temps, nous allons présenter l'ensemble des résultats expérimentaux concernant les niveaux sonores moyens. Les mesures obtenues en l'absence de turbulence seront ensuite comparées avec des simulations numériques de façon à valider l'analogie existant entre la diffraction du son par une surface cylindrique et la propagation dans une atmosphère soumise à un gradient de célérité du son négatif. Nous nous intéresserons ensuite aux comparaisons mesures-prédictions numériques dans le cas turbulent. Enfin, nous présenterons des résultats expérimentaux concernant les fluctuations du champ de pression acoustique, celles-ci étant encore mal connues dans la zone d'ombre.

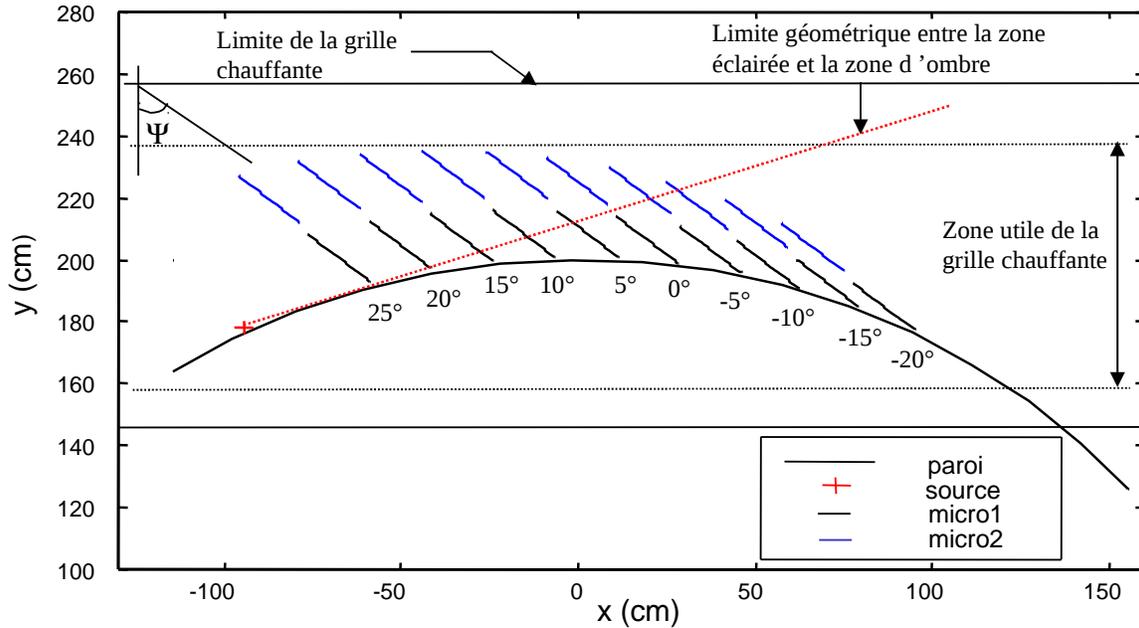


Figure 6.1: Positions des microphones dans la configuration expérimentale paroi courbe

6.1 Rappel sur la configuration expérimentale

Nous avons vu qu'il était possible de réaliser en laboratoire une expérience représentative de la propagation du son dans une atmosphère réfractive, en utilisant une paroi courbe ([3],[5]..). En effet, l'étude de la propagation du son dans une atmosphère soumise à un gradient de célérité négatif de la forme $c = c_o \exp(az)$ est analogue à l'étude de la diffraction du son par une surface cylindrique de rayon $R = \frac{1}{|a|}$.

Nous avons donc remplacé, dans notre installation expérimentale, la plaque plane par une portion de cylindre de rayon de courbure $R_c = 2m$ et de hauteur 1.2 m. La distance de propagation, correspondant ici à l'abscisse curviligne sur le cylindre, a été conservée égale à 3 m. Cette surface a été disposée perpendiculairement au plan de la grille chauffante et l'ensemble des mesures a été fait, comme dans le cas de la paroi plane, à une distance constante $z=190$ cm de ce plan. Les sources acoustiques sont les mêmes que celles utilisées précédemment. Pour avoir une zone d'ombre la plus importante possible, nous avons choisi de positionner ces émetteurs à une distance h_s très proche de la paroi. Compte tenu de leur taille, cette distance a été fixée à 2 cm.

Nous avons représenté sur la figure 6.1 les différentes positions occupées par les deux récepteurs ainsi que le "rayon limite" qui est la limite géométrique entre la zone d'ombre et la zone éclairée. Pour des raisons pratiques, nous n'avons pas déplacé les microphones suivant un rayon mais suivant une direction faisant un angle constant $\Psi = 49^\circ$ avec l'axe Y. La plaque a été graduée en prenant pour référence le milieu de la corde et les microphones ont été déplacés par pas de 5°

	$\Theta = 25^\circ$	$\Theta = 20^\circ$	$\Theta = 15^\circ$	$\Theta = 10^\circ$	$\Theta = 5^\circ$
distance de propagation (m)	0.38 m	0.56 m	0.74 m	0.91 m	1.09 m
	$\Theta = 0^\circ$	$\Theta = -5^\circ$	$\Theta = -10^\circ$	$\Theta = -15^\circ$	$\Theta = -20^\circ$
distance de propagation (m)	1.27 m	1.44 m	1.61 m	1.79 m	1.96 m

Tableau 6.1: Distance de propagation correspondant au premier point de chaque section de mesure (situé à 1 cm de la paroi)

de part et d'autre de l'axe médian. Pour chaque section de mesure, le point de mesure le plus proche de la paroi a été pris à 1cm et la distance de propagation qui lui est associée est donnée dans la table 6.1. Notons que nous avons bien distingué le déplacement du microphone1 (le plus proche de la paroi) de celui du microphone 2 car les microphones sont légèrement décalés dans le plan d'étude xy. Par la suite, les résultats concernant les niveaux sonores moyens seront présentés section par section pour chacun des microphones.

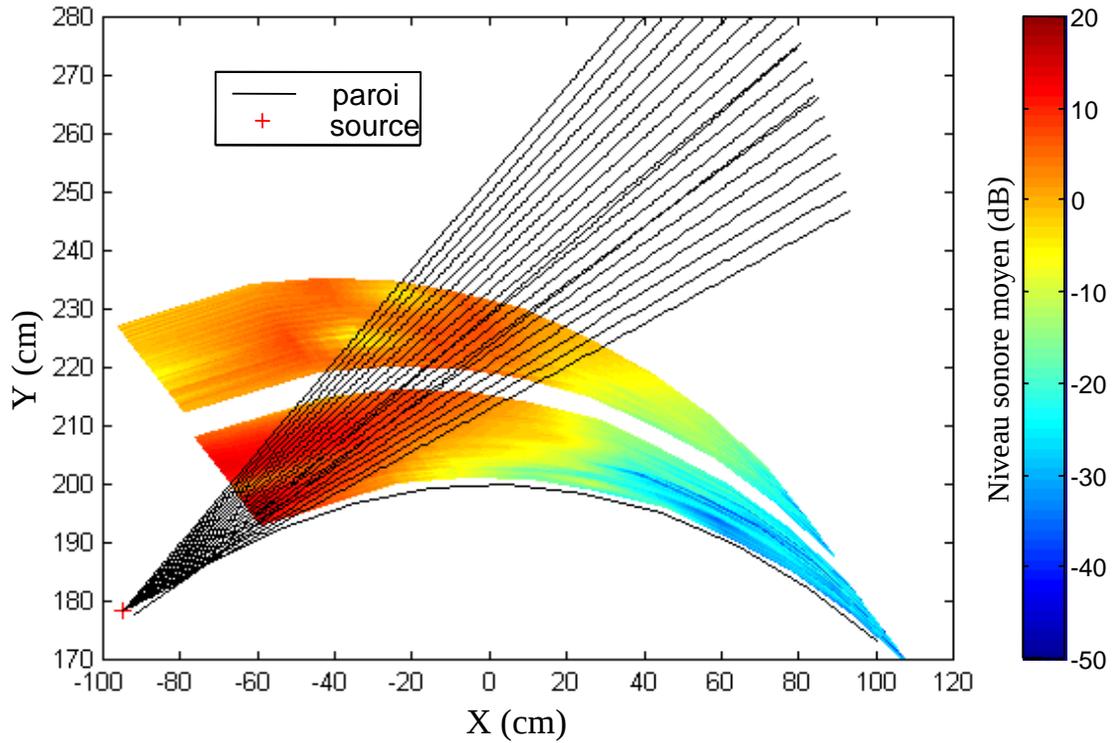
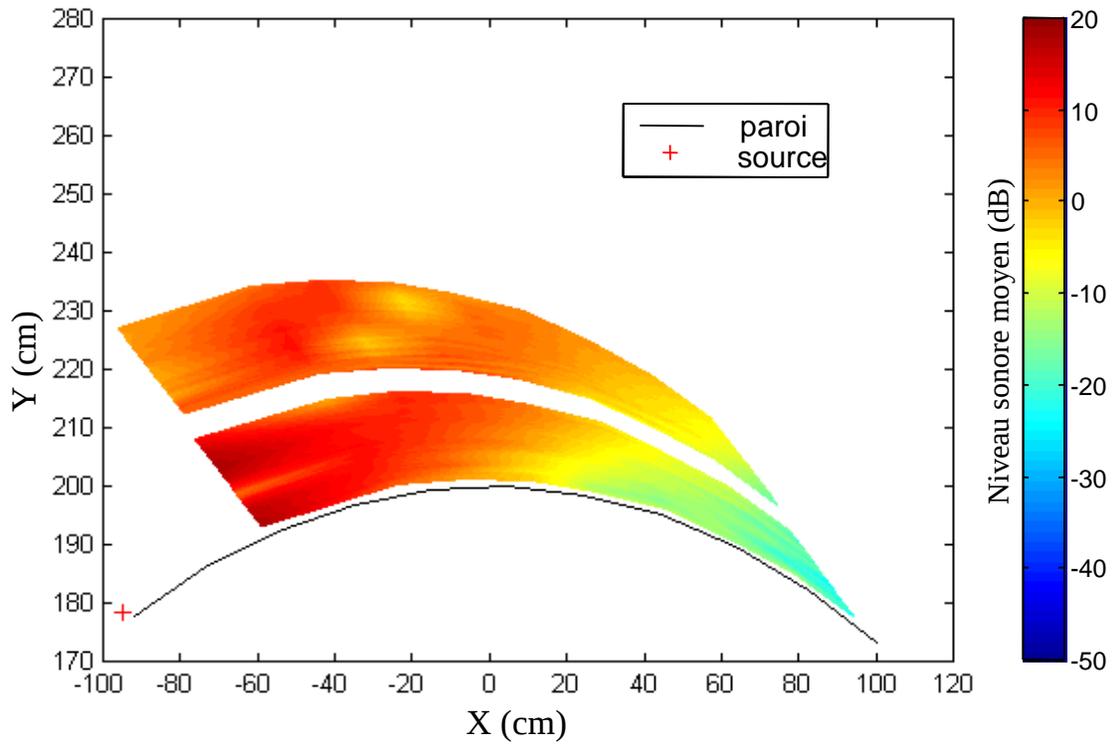
6.2 Résultats expérimentaux sur les niveaux sonores moyens

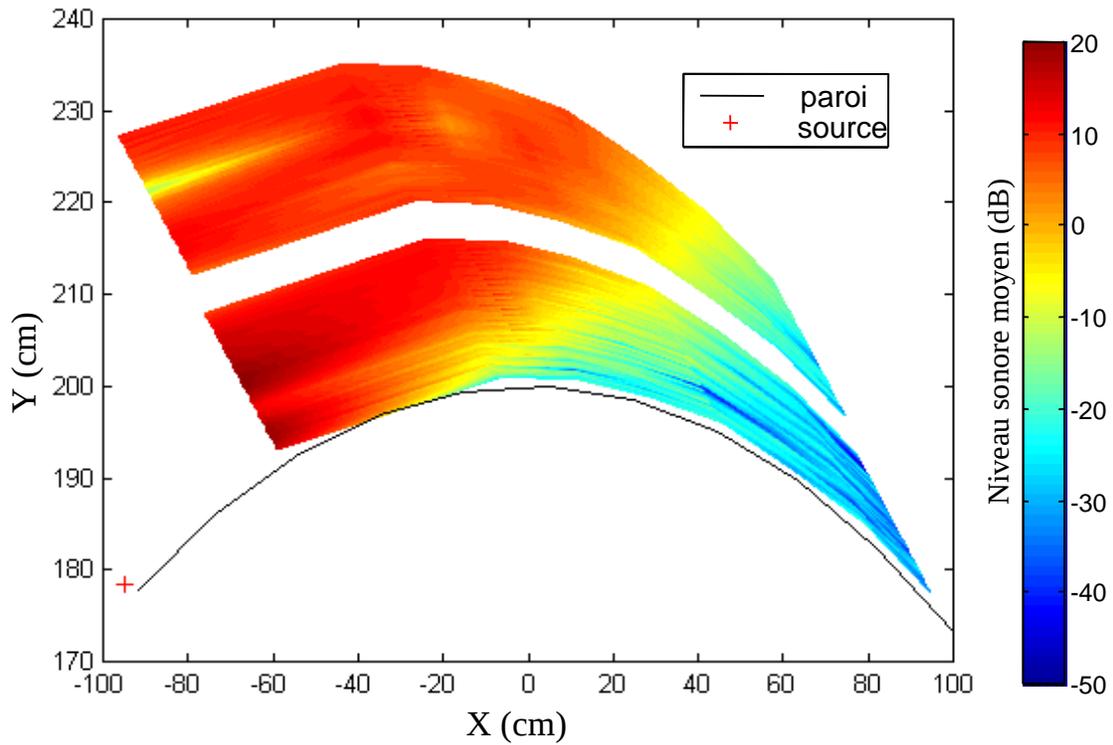
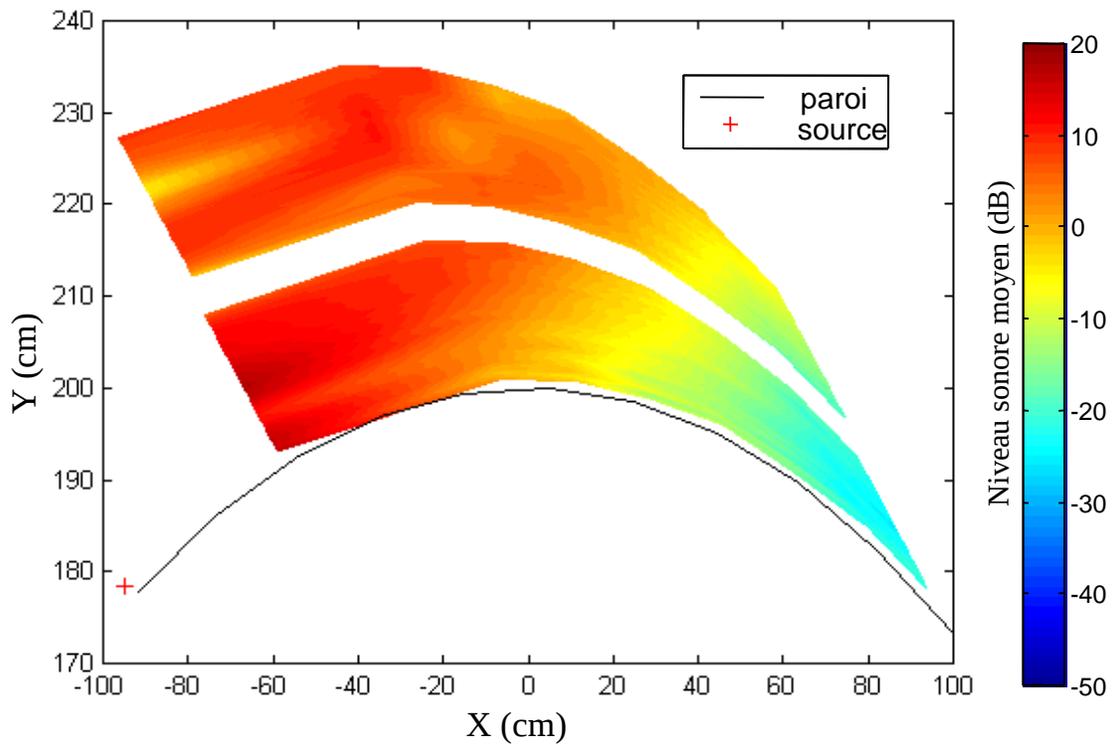
Pour chaque section de mesure, nous avons fait des relevés de niveaux sonores moyens avec et sans turbulence. Ces résultats expérimentaux sont présentés sur les figures 6.2 à 6.9 sous forme de cartes couleurs: ainsi pour chaque fréquence, nous pouvons visualiser sur ces cartographies l'influence de la turbulence sur les niveaux sonores moyens. Notons que nous avons bien différencié le microphone1 du microphone2.

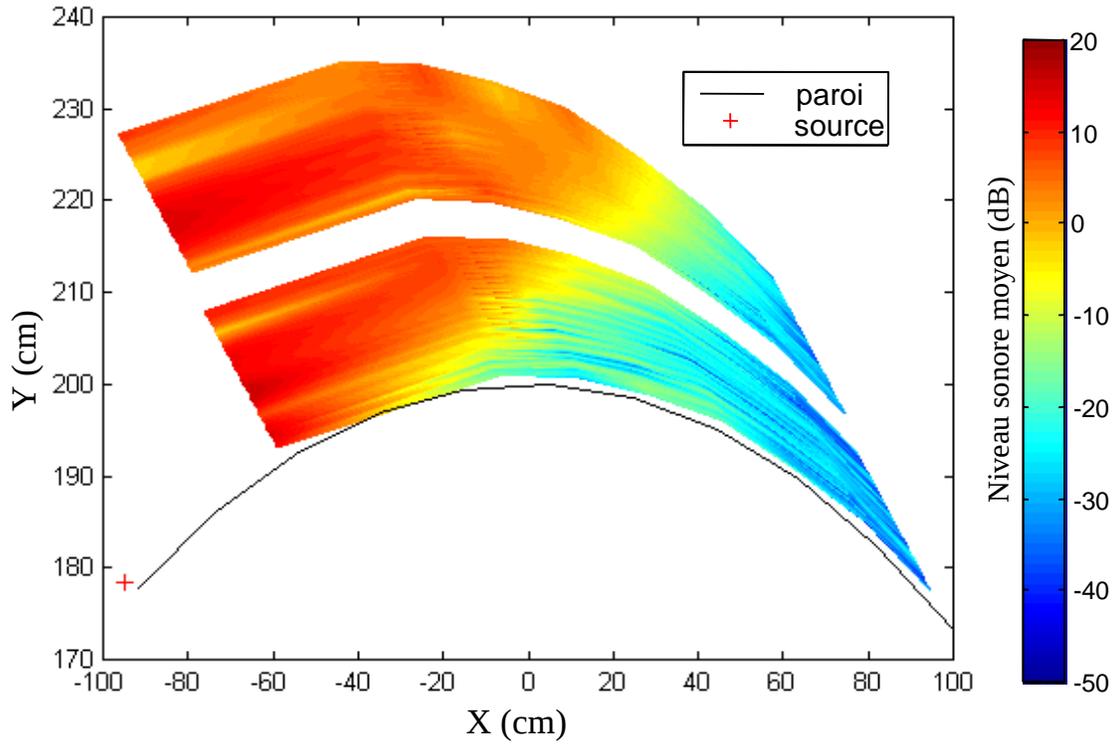
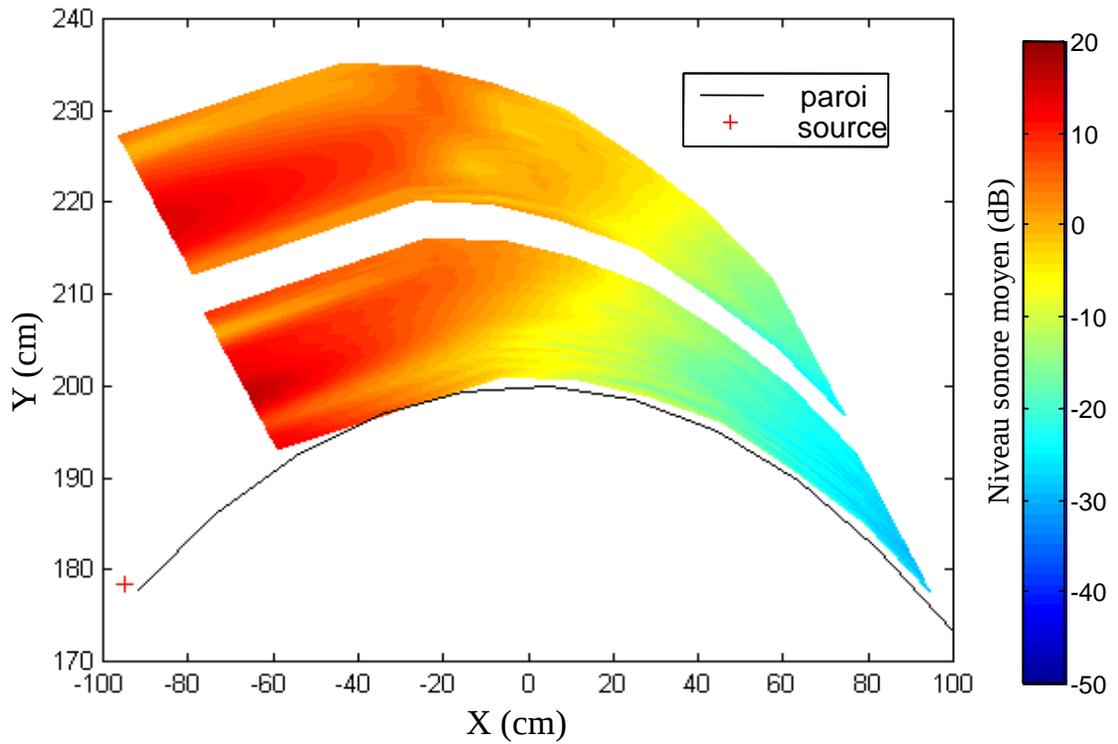
6.2.1 Niveaux sonores moyens mesurés sans turbulence

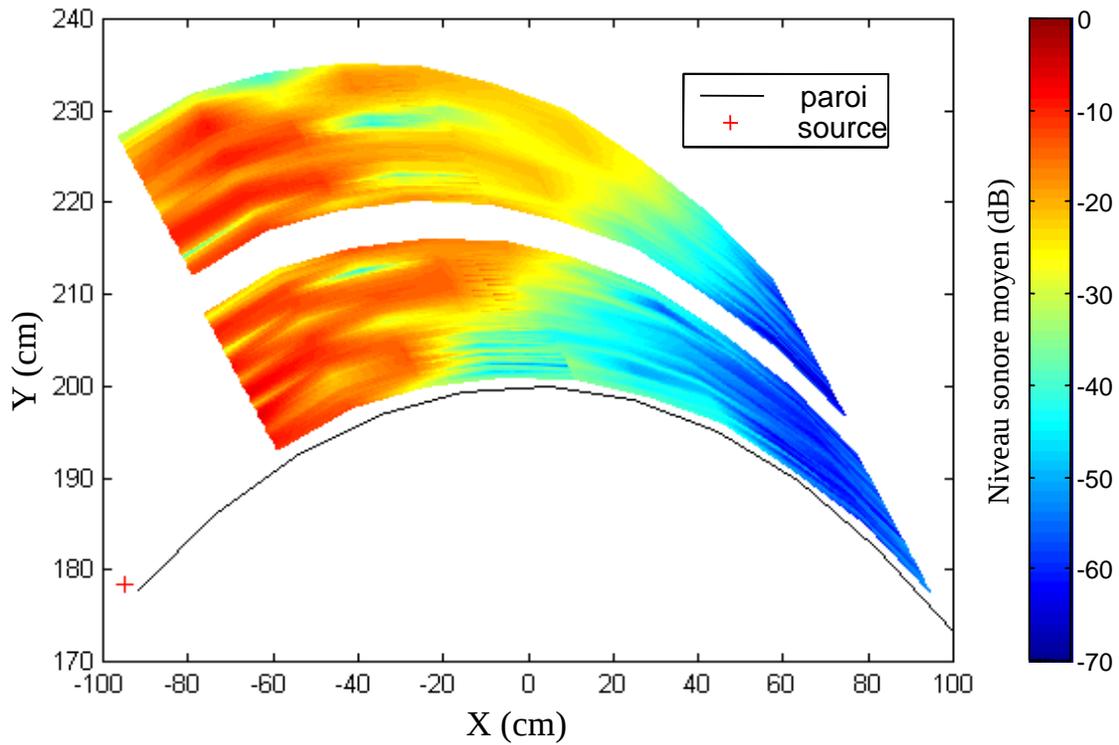
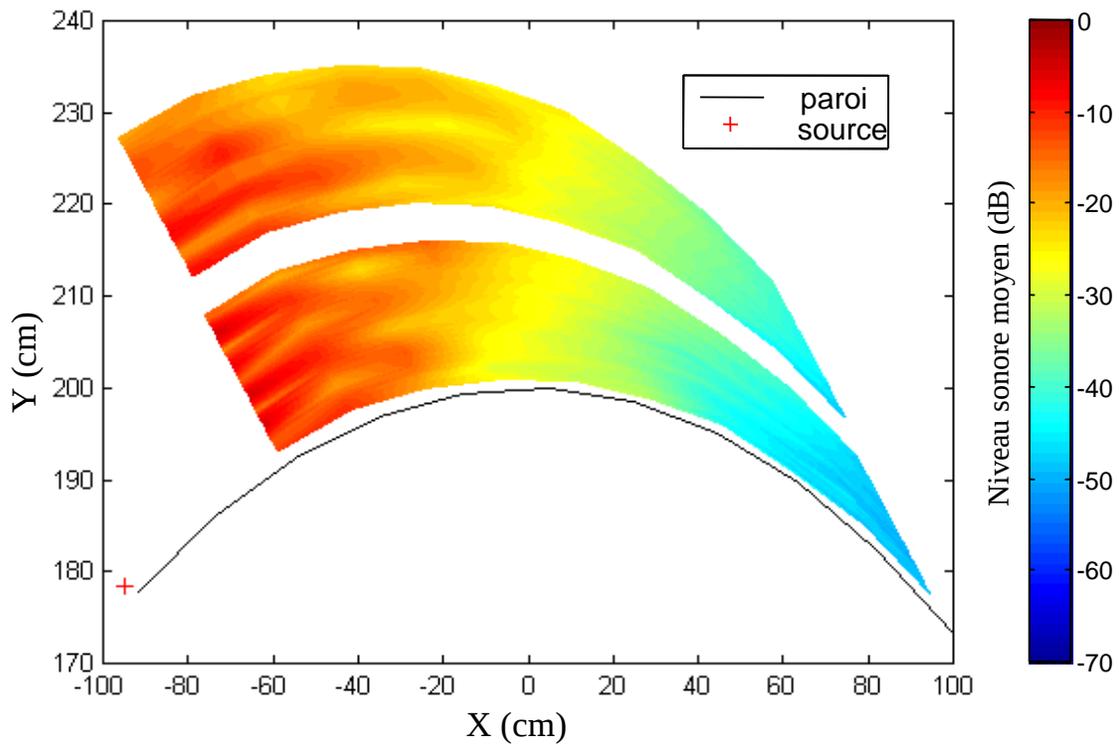
Nous allons, dans un premier temps nous intéresser essentiellement aux niveaux sonores moyens mesurés en l'absence de turbulence. Nous voyons clairement apparaître sur les cartes 6.2, 6.4, 6.6 et 6.8 les trois zones de propagation mise en évidence par Wiener et Keast [65] (voir figure 1.1):

- la région de ligne de vue, zone des niveaux sonores les plus élevés, dans laquelle chaque point peut être atteint par au moins un rayon issu de la source. Notons que nous voyons apparaître dans cette zone une alternance de minima et de maxima de pression (d'autant plus marquée que la fréquence est élevée) liée à l'existence d'un trajet direct et d'un trajet réfléchi de l'onde incidente.
- la zone de transition dans laquelle les niveaux chutent progressivement d'une cinquantaine de dB.
- la zone d'ombre dans laquelle le niveau sonore est homogène et inférieur de plus de 50 dB aux niveaux relevés dans la zone éclairée.

Figure 6.2: Cartographie des niveaux sonores moyens mesurés sans turbulence ($f=23.5$ kHz)Figure 6.3: Cartographie des niveaux sonores moyens mesurés avec turbulence ($f=23.5$ kHz)

Figure 6.4: Cartographie des niveaux sonores moyens mesurés sans turbulence ($f=31$ kHz)Figure 6.5: Cartographie des niveaux sonores moyens mesurés avec turbulence ($f=31$ kHz)

Figure 6.6: Cartographie des niveaux sonores moyens mesurés sans turbulence ($f=40$ kHz)Figure 6.7: Cartographie des niveaux sonores moyens mesurés avec turbulence ($f=40$ kHz)

Figure 6.8: Cartographie des niveaux sonores moyens mesurés sans turbulence ($f=75$ kHz)Figure 6.9: Cartographie des niveaux sonores moyens mesurés avec turbulence ($f=75$ kHz)

Une comparaison fréquentielle indique que la zone de transition est plus importante à 23.5 kHz qu'à 75 kHz. Ceci correspond à l'augmentation de la diffraction lorsque la fréquence diminue. Pour une hauteur de source fixée, la zone d'ombre se rapproche de la source lorsque la fréquence d'émission augmente. On notera que la position de la zone d'ombre concorde bien avec un tracé de rayons acoustiques (carte 6.2).

Nous allons maintenant regarder plus en détails l'évolution des niveaux sonores moyens avec la distance à la paroi, pour différentes sections de mesure. Ces niveaux ont été tracés, pour chaque fréquence d'émission, sur les figures 6.10 à 6.12 correspondant respectivement aux sections $\Theta = 10^\circ$, $\Theta = -5^\circ$ et $\Theta = -15^\circ$. Notons que les résultats expérimentaux sont présentés dans l'annexe E pour l'ensemble des sections de mesure. Pour chaque section, nous avons représenté les niveaux mesurés avec et sans turbulence (en trait plein). À côté de chaque courbe, nous avons fait apparaître les cartographies avec et sans turbulence, correspondant à la fréquence d'émission traitée. Sur chacune d'elles, nous avons fait apparaître la section de mesure de façon à connaître la position des points de mesure par rapport aux trois zones de propagation.

Pour la section 10° (figure 6.10), on constate qu'il se crée une zone de faibles niveaux acoustiques près de la paroi. Si on se réfère à la figure 6.1, on remarque que les points de mesure situés à proximité de la paroi ont franchi la limite géométrique entre la zone éclairée et la zone d'ombre. Ils se trouvent donc a priori au début d'une zone dans laquelle aucun rayon acoustique ne peut pénétrer, ce qui explique la chute brusque des niveaux sonores (de l'ordre de 10 dB) entre cette section et les sections de mesure précédentes (voir annexe E). D'autre part, on peut remarquer que cette zone de faibles niveaux est d'autant plus marquée et étendue que la fréquence d'émission est élevée: ceci s'explique par le fait que la zone d'ombre est plus proche à 75 kHz qu'à 23.5 kHz. Notons que les minima de pression acoustique relevés sur le microphone 2 sont eux liés au régime d'interférences entre l'onde directe et l'onde réfléchiée par la paroi: en effet, les cartographies nous permettent de constater que l'ensemble des points de mesure du microphone 2 se trouve dans la zone éclairée, quelle que soit la fréquence d'émission.

Au fur et à mesure que la distance de propagation augmente ($5^\circ < \Theta < -15^\circ$), de plus en plus de points de mesure sont situés dans la zone d'ombre: les niveaux sonores relevés par le microphone 1 sont alors de plus en plus faibles et la zone d'ombre devient de plus en plus importante. Pour la section -5° , on constate à nouveau (figure 6.11) que la zone d'ombre est d'autant plus importante que la fréquence d'émission est élevée. En ce qui concerne le microphone 2, on remarque que le réseau d'interférence n'est plus perceptible. En effet, les points de mesure correspondant à ce microphone franchissent maintenant la limite géométrique (voir figure 6.1): ils sont donc situés dans la zone de transition et il s'en suit une diminution progressive des niveaux sonores moyens.

À partir de la section -15° , la plupart des points de mesure sont situés dans la zone d'ombre. Pour cette section (figure 6.12), le niveau acoustique relevé par le microphone 1 a

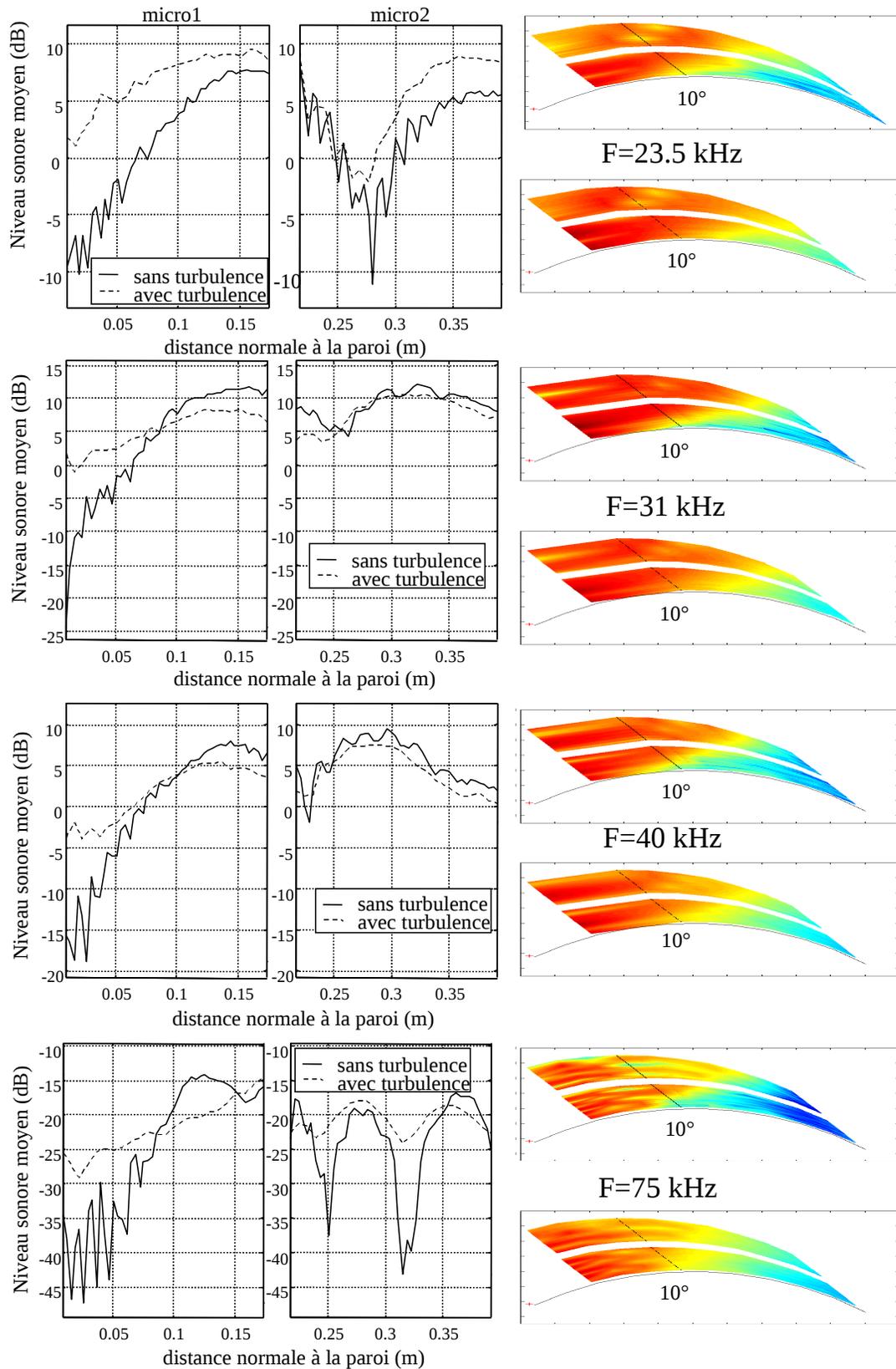


Figure 6.10: Comparaison entre les profils expérimentaux mesurés avec et sans turbulence pour la section de mesure $\Theta = 10^\circ$ et pour les fréquences d'émission 23.5 kHz, 31 kHz, 40 kHz et 75 kHz ($h_s = 2\text{cm}$)

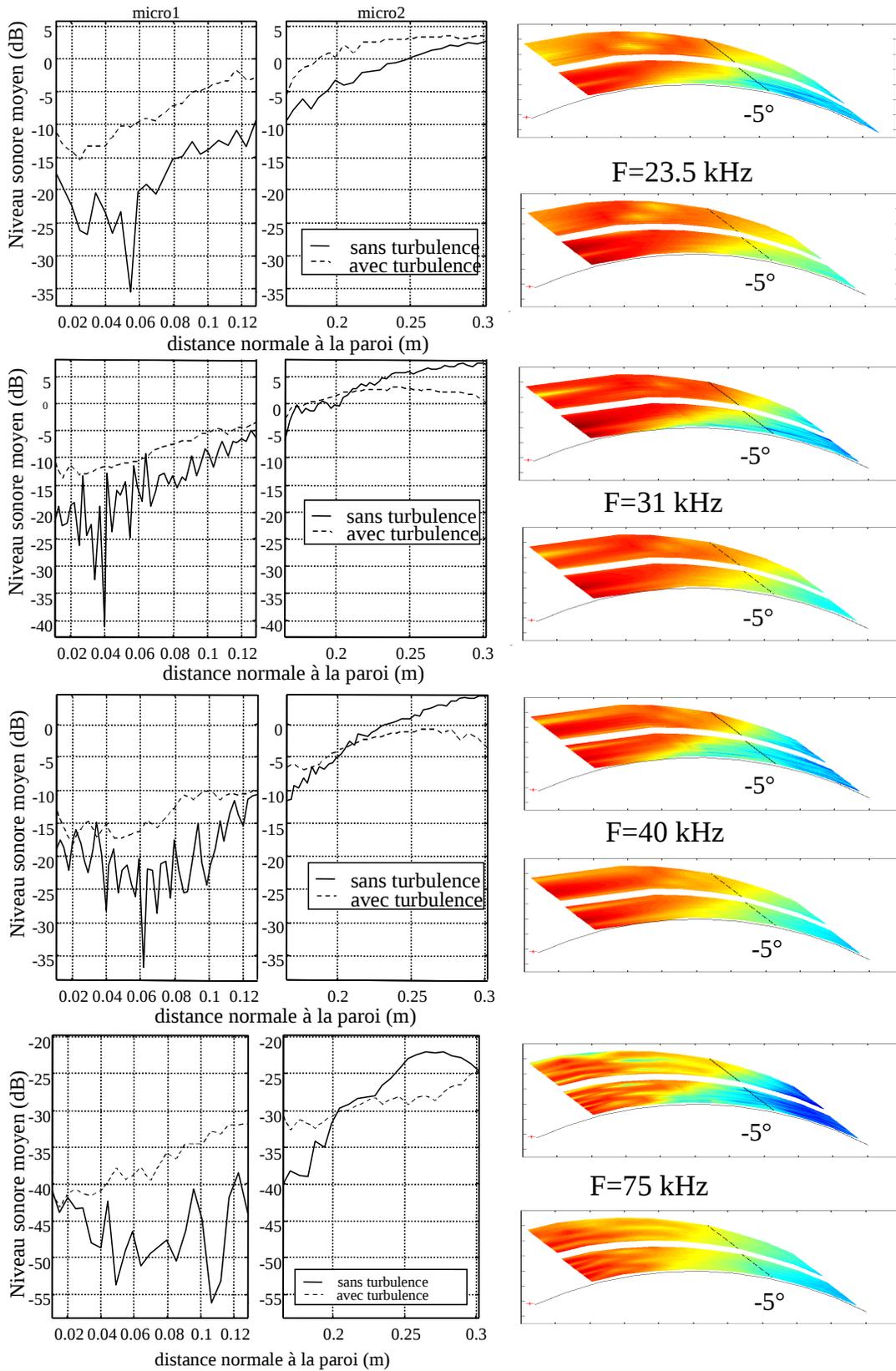


Figure 6.11: Comparaison entre les profils expérimentaux mesurés avec et sans turbulence pour la section de mesure $\Theta = -5^\circ$ et pour les fréquences d'émission 23.5 kHz, 31 kHz, 40 kHz et 75 kHz ($h_s = 2\text{ cm}$)

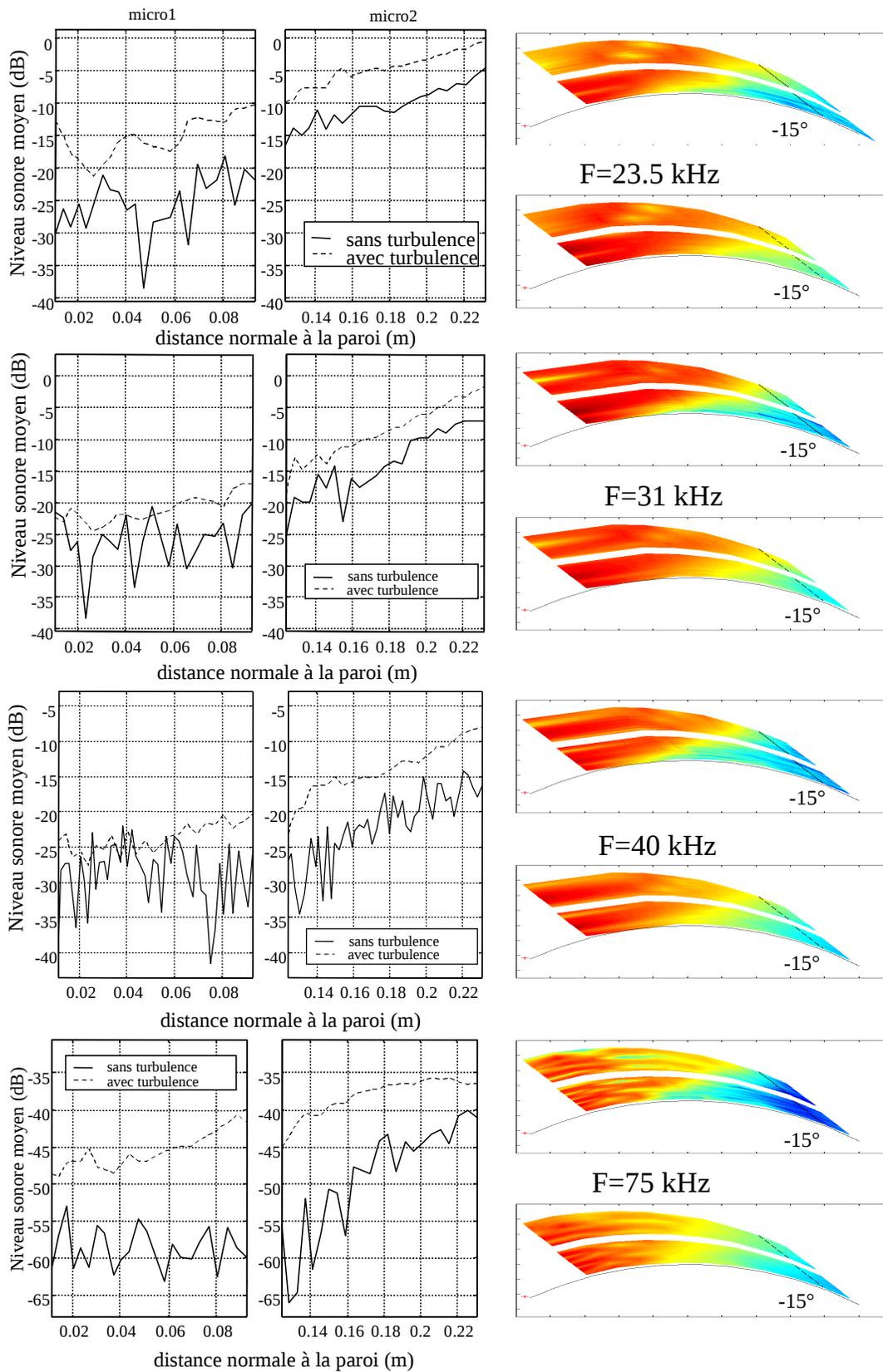


Figure 6.12: Comparaison entre les profils expérimentaux mesurés avec et sans turbulence pour la section de mesure $\Theta = -15^\circ$ et pour les fréquences d'émission 23.5 kHz, 31 kHz, 40 kHz et 75 kHz ($h_s = 2\text{ cm}$)

une valeur moyenne constante très faible. Cette homogénéisation du niveau sonore moyen est particulièrement marquée pour les fréquences 40 kHz et 75 kHz: tous les points de mesure sont situés dans la zone d'ombre profonde et ce niveau moyen correspond au bruit de fond de la chambre anéchoïque. Notons que les mesures sont très délicates dans cette zone, compte tenu des très faibles niveaux et que les microphones sont très sensibles à tous types de réflexions parasites (sur le support métallique de la paroi, sur des fils des préamplificateurs...) qui sont probablement à l'origine des nombreuses oscillations autour du niveau sonore moyen. Les niveaux relevés par le microphone 2 sont plus élevés, notamment pour les points les plus éloignés de la paroi qui se trouvent encore dans la zone de transition. Pour les fréquences 23.5 et 31 kHz, on remarque une différence de 15 dB entre le point le plus proche et celui le plus éloigné de la paroi qui indique une étendue de la zone de transition plus importante à basse fréquence. Dans l'ensemble, on relève un écart moyen de 50 dB entre les niveaux mesurés dans la région de ligne de vue (section 25°) et ceux mesurés dans la zone d'ombre profonde (section -20°) quelle que soit la fréquence d'émission.

6.2.2 Influence de la turbulence sur les niveaux sonores moyens

Les quatre cartes de niveaux sonores moyens mesurés en présence de fluctuations de température (6.3, 6.5, 6.7 et 6.9) mettent bien en évidence le phénomène de diffusion de l'énergie acoustique par la turbulence. On peut ainsi remarquer que l'augmentation des niveaux dans la zone d'ombre est plus marquée pour les fréquences les plus faibles. En effet, l'angle de diffusion derrière chaque inhomogénéité est de l'ordre de λ/L et est donc d'autant plus grand que la fréquence est basse (voir figure 3.5). Ces résultats sont cohérents avec les prédictions numériques de Gilbert ([30]). On notera de plus que, dans la région de ligne de vue, le réseau d'interférences a été "gommé" par la turbulence.

A nouveau, nous allons nous intéresser à l'évolution des niveaux sonores moyens avec la distance normale à la paroi. Ces résultats sont représentés par les courbes en pointillés sur les figures 6.10, 6.11 et 6.12 pour les sections $\Theta = 10^\circ$, $\Theta = -5^\circ$ et $\Theta = -15^\circ$.

Dès la section $\Theta = 10^\circ$ (figure 6.10), on constate que les courbes avec et sans turbulence se coupent en un point qui est d'autant plus proche de la paroi que la fréquence d'émission est élevée: les effets de la turbulence sont alors totalement différents de part et d'autre de cette limite. En effet, dans la partie la plus proche de la paroi (correspondant à la zone d'ombre), les faibles niveaux mesurés en l'absence de turbulence ont été réhaussés d'une dizaine de dB. Notons que cette augmentation des niveaux s'étend sur une zone plus importante à 23.5 kHz qu'à 75 kHz: ceci s'explique en partie par l'angle de diffusion qui est plus élevé pour les basses fréquences. En revanche, pour les points les plus éloignés de la paroi, situés dans la zone éclairée, les effets de la turbulence sont semblables à ceux observés pour des distances de propagation courtes dans une atmosphère non réfractive (voir chapitre 5): on peut ainsi remarquer un léger décalage de la position des interférences, lié à la variation de température moyenne, ainsi qu'une augmentation des niveaux sonores dans les minima de pression acoustique, qui s'explique par la

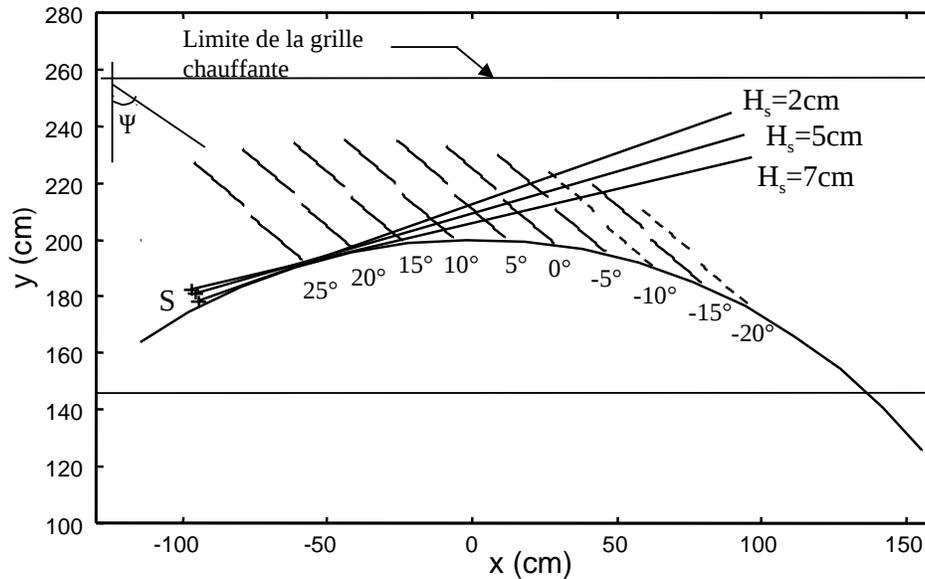


Figure 6.13: Evolution de la zone d'ombre avec la hauteur de la source

décorrélacion entre les trajets direct et indirect induite par la turbulence.

Au fur et à mesure que la distance de propagation augmente ($10^\circ < \theta < -15^\circ$), on remarque une augmentation des niveaux sonores sur une zone de plus en plus étendue et à nouveau pour une section de mesure fixée cette zone est d'autant plus étendue que la fréquence est petite: pour la section -5° par exemple (figure 6.11), les niveaux sonores moyens ont été réhaussés sur les 30 cm de la section de mesure pour la fréquence 23.5 kHz mais seulement sur 20 cm pour la fréquence 75kHz.

A partir de la section -15° (figure 6.12), tous les points de mesure sont dans la zone d'ombre et on constate que les niveaux mesurés avec turbulence sont supérieurs d'une dizaine de décibels, en tous points, à ceux mesurés en l'absence de turbulence.

Nous avons donc bien mis en évidence qu'une quantité d'énergie acoustique pénètre dans la zone d'ombre en présence de turbulence. Cet apport d'énergie est directement lié à la diffusion par les inhomogénéités de la turbulence et cette diffusion est d'autant plus importante que la fréquence d'émission est basse. Avant de mener des comparaisons avec des simulations numériques, prenant en compte la turbulence, nous allons brièvement étudier l'influence de la hauteur de la source sur les niveaux sonores moyens.

6.2.3 Influence de la hauteur de la source

Nous avons ainsi effectué quelques mesures pour des hauteurs de source plus importantes de façon à modifier la position de la zone d'ombre. En effet, lorsque la hauteur augmente, le rayon

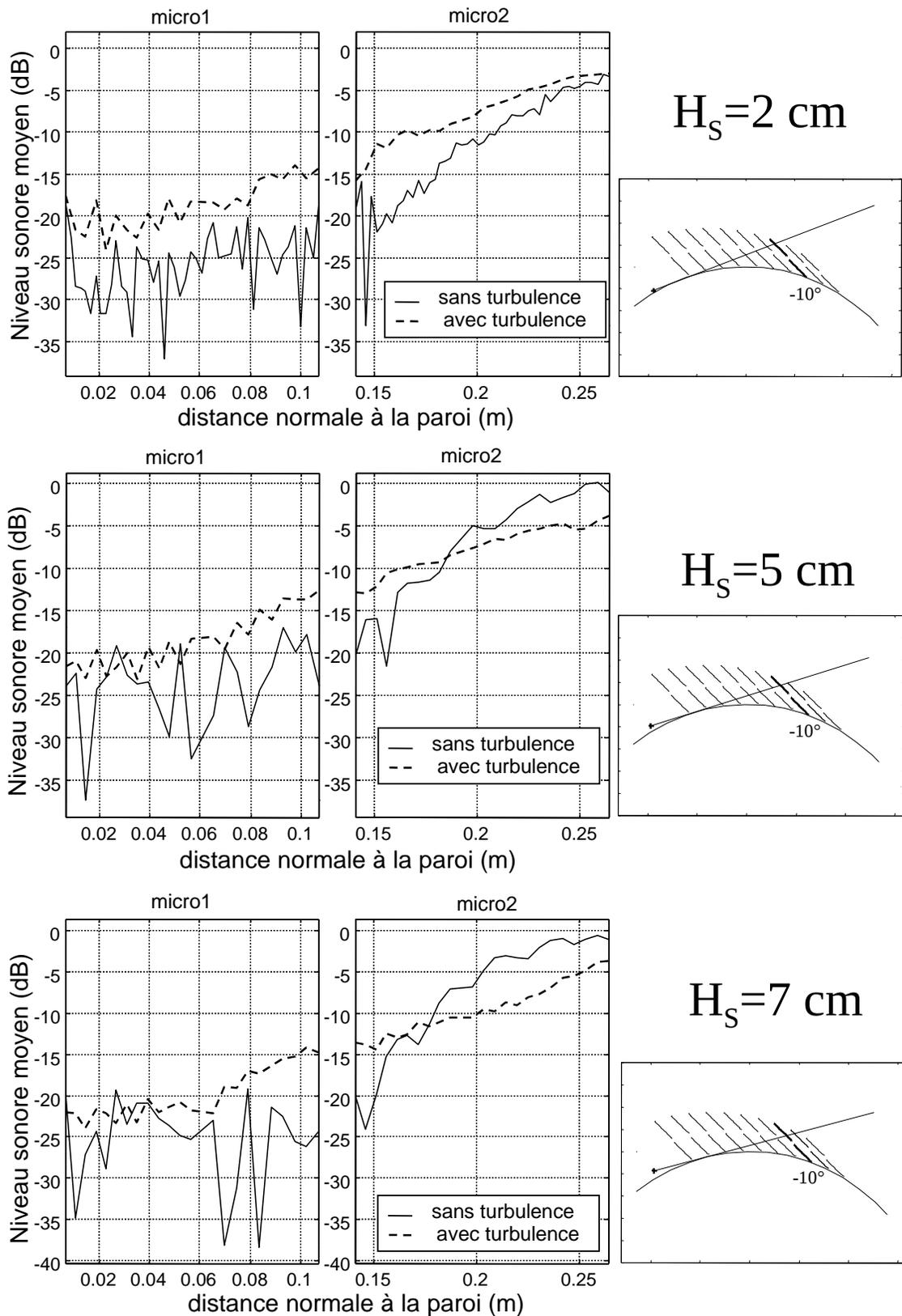


Figure 6.14: Comparaison entre les profils expérimentaux mesurés avec et sans turbulence pour les hauteurs de source respectives $h_s = 2$ cm, $h_s = 5$ cm, $h_s = 7$ cm pour une fréquence $f = 40$ kHz et un angle $\theta = -10^\circ$

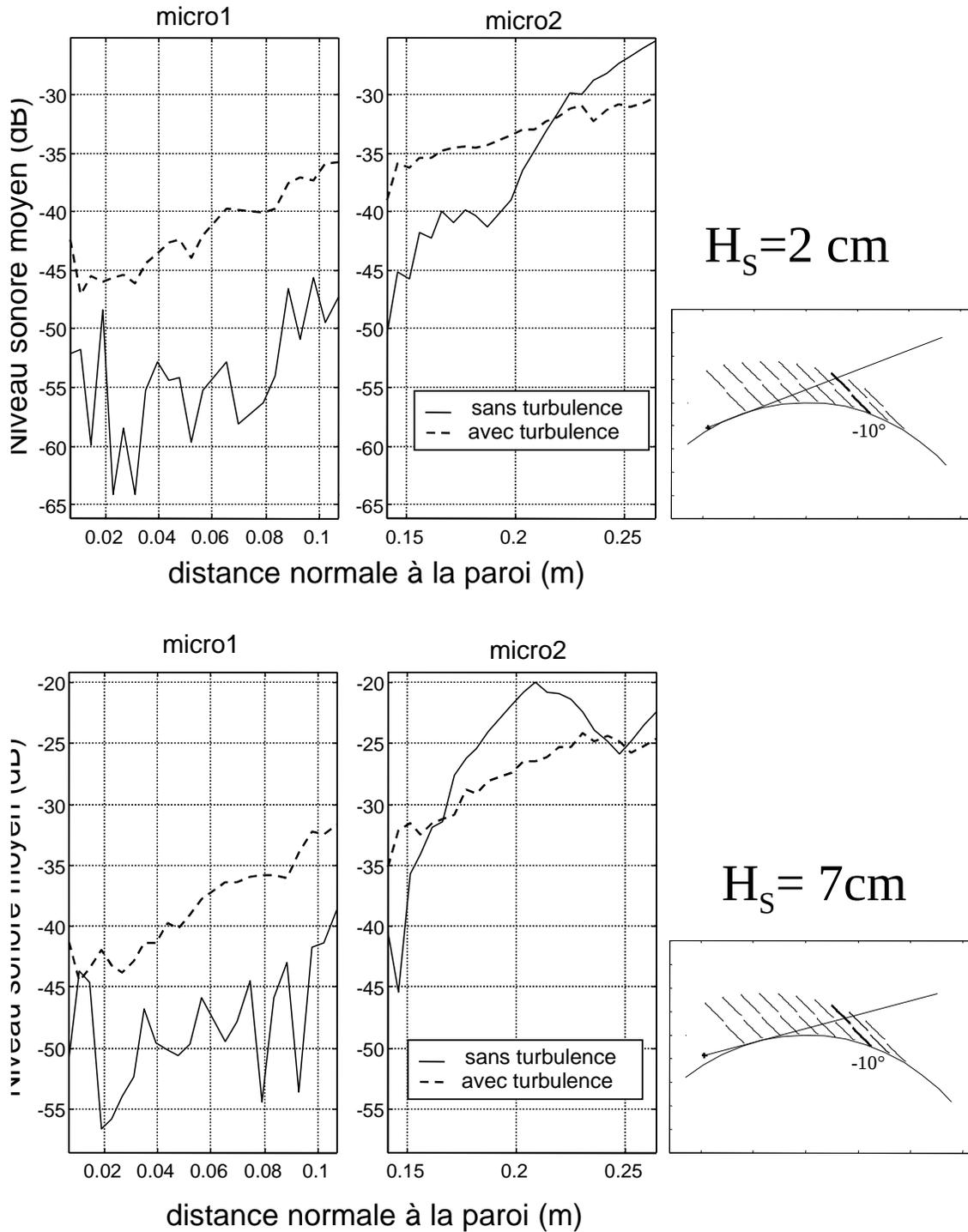


Figure 6.15: Comparaison entre les profils expérimentaux mesurés avec et sans turbulence pour les hauteurs de source respectives $h_s = 2 \text{ cm}$, $h_s = 7 \text{ cm}$ pour une fréquence $f = 75 \text{ kHz}$ et un angle $\Theta = -10^\circ$

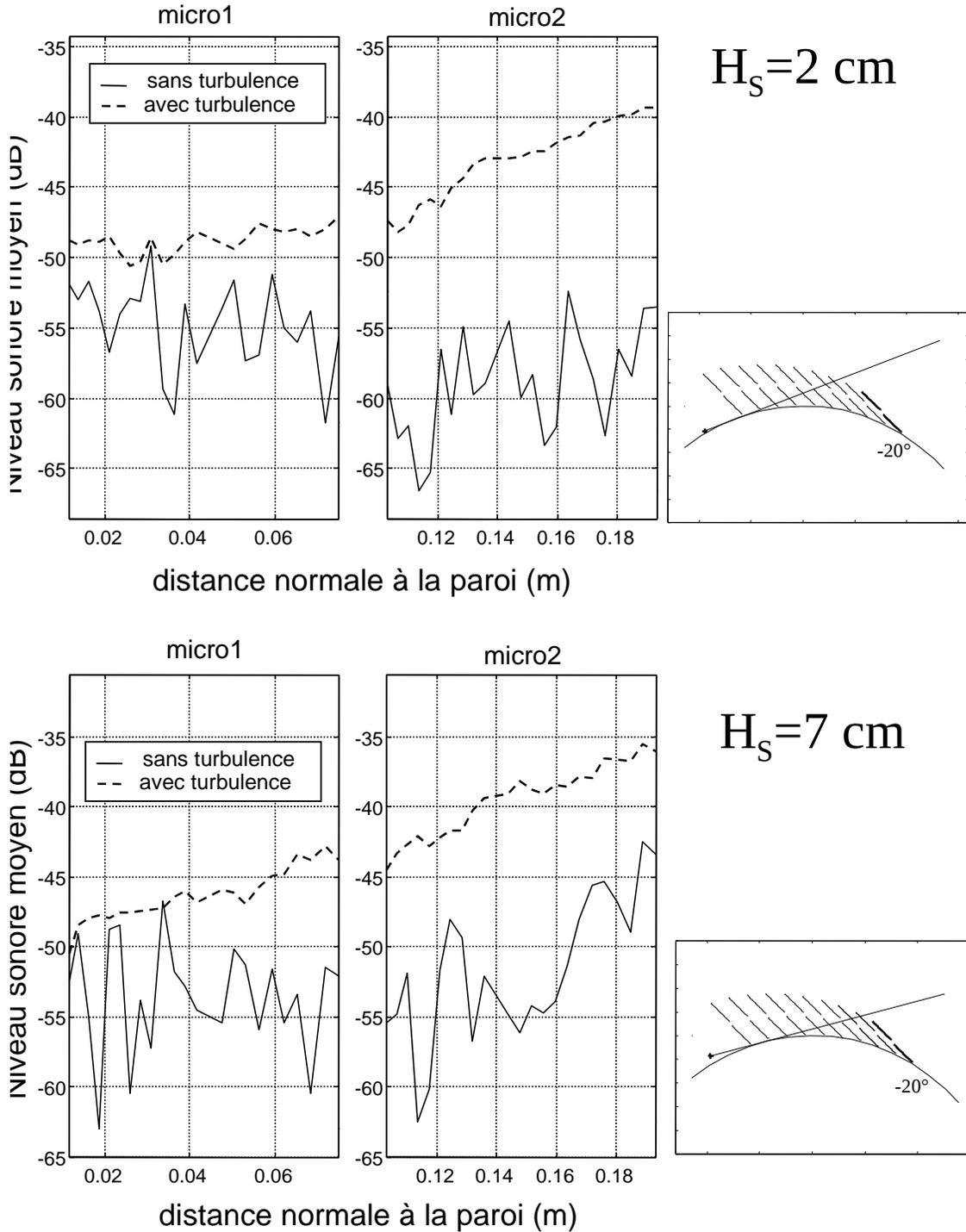


Figure 6.16: Comparaison entre les profils expérimentaux mesurés avec et sans turbulence pour les hauteurs de source respectives $h_s = 2\text{ cm}$, $h_s = 7\text{ cm}$ pour une fréquence $f=75\text{ kHz}$ et un angle $\Theta = -20^\circ$

tangent à la paroi se déplace et la zone d'ombre est alors éloignée (voir figure 6.13). Ainsi, pour une section fixée, le nombre de points de mesure situés dans la zone d'ombre est d'autant plus petit que la source est éloignée de la paroi.

La figure 6.14 donne l'évolution des niveaux sonores moyens mesurés avec et sans turbulence pour trois hauteurs de source, à 40kHz et pour la section -10° . On observe alors le déplacement du point limite entre la zone éclairée et la zone d'ombre: lorsque $h_s = 2\text{cm}$, ce point se trouve à 0.26 m de la paroi alors qu'il n'est plus qu'à 0.18 m lorsque $h_s = 5\text{cm}$ et à 0.17 m lorsque $h_s = 7\text{cm}$. Ceci traduit donc bien un éloignement de la zone d'ombre lorsque la hauteur de la source augmente. L'augmentation des niveaux par la turbulence est alors plus marquée lorsque la source est à 2 cm de la paroi car c'est pour cette position que la zone d'ombre est la plus grande.

Pour la fréquence d'émission 75 kHz, seule la hauteur $h_s = 7\text{cm}$ a été testée. Les résultats sont représentés sur les figures 6.15 et 6.16 pour les sections respectives $\Theta = -10^\circ$ et $\Theta = -20^\circ$. Pour la première section, le déplacement de la zone d'ombre est à nouveau très net. En ce qui concerne la section -20° , on remarque que lorsque la source est située à 2 cm de la paroi, le niveau sonore mesuré sans turbulence est homogène ce qui traduit le fait que tous les points sont situés dans la zone d'ombre profonde. En revanche lorsqu'on augmente la distance source-paroi, les niveaux dans la zone d'ombre sont plus élevés de 5 dB et les points les plus éloignés de la paroi sont encore dans la zone de transition. La zone d'ombre a donc été éloignée et il s'en suit que les effets de la turbulence sont donc moins marqués.

6.3 Comparaison avec les prédictions numériques

Nous avons vu qu'il existait une analogie stricte entre la propagation au dessus d'une paroi cylindrique de rayon R_c et la propagation dans une atmosphère soumise à un gradient de célérité du son exponentiel de la forme ([30]):

$$c(z) = c_o \exp(-z/R_c) \approx c_o \left\{ 1 - \frac{z}{R_c} + \frac{z^2}{2R_c^2} - \dots \right\} \quad (6.1)$$

avec

$$z = R_c \log\left(\frac{R_c + h}{R_c}\right) \quad (6.2)$$

Pour comparer les résultats expérimentaux avec des prédictions numériques, nous avons donc introduit ce gradient exponentiel dans le calcul du champ de pression acoustique par la méthode Split-Step Padé. Nous avons utilisé pour les calculs les valeurs des paramètres physiques utilisés lors des expériences soit:

- une source de type gaussienne avec un angle d'ouverture $\alpha = \sqrt{2}$
- une distance de propagation de 3 m

- une hauteur de source de 0.02 m
- une fréquence d'émission de 23.5 kHz, 31 kHz, 40 kHz ou 75 kHz
- un modèle de von Karman pour les fluctuations de température en prenant $\mu = 4.5 \cdot 10^{-3}$, $L_0 = 0.147m$ et $l_0 = 5mm$
- un gradient de célérité du son négatif de la forme $c = c_o \times \exp(-z/R_c)$ avec $R_c = 2m$ où $c_o = \sqrt{\gamma R \bar{T}}$

6.3.1 Validation de l'analogie diffraction par une paroi courbe-propagation dans une atmosphère réfractive

Afin de valider cette analogie, nous allons tout d'abord nous intéresser aux niveaux sonores moyens relevés en l'absence de turbulence. Pour chaque fréquence, nous avons sélectionné trois sections de mesure situées dans des régions différentes (zone éclairée, zone de transition, zone d'ombre). Nous avons aussi évité les sections les plus éloignées car nous avons vu que dans la zone d'ombre profonde les mesures étaient délicates, les niveaux étant très faibles, et très sensibles à des réflexions parasites. Les comparaisons mesures-calculs ont donc été représentées sur les figures 6.17 à 6.20 pour des sections comprises entre 10° et -15° .

Nous pouvons donc remarquer une excellente concordance entre les mesures et les prédictions numériques. On observe tout de même quelques différences sur le microphone 2 pour la section $\Theta = 10^\circ$, aux fréquences d'émission 23.5 kHz, 31 kHz et 40 kHz, qui s'expliquent par la difficulté de modéliser la directivité exacte de la source. De même, lorsqu'on est dans la zone d'ombre profonde (section -15° de la figure 6.20), les mesures et les prédictions diffèrent: cette différence, qui peut atteindre 10dB, s'explique par les erreurs de mesure importantes dans cette zone.

Nous sommes donc bien dans des conditions expérimentales en laboratoire permettant de reproduire les effets d'un gradient de célérité du son sur la propagation d'une onde acoustique dans l'atmosphère.

6.3.2 Comparaison des niveaux sonores moyens avec turbulence

Nous allons maintenant nous intéresser aux mesures effectuées en présence de turbulence. Les comparaisons entre les mesures et les simulations numériques sont présentées sur la figure 6.21 pour les sections 10° , 0° et -10° à la fréquence d'émission 40kHz. On peut alors constater que la prise en compte de la turbulence dans les calculs n'a que très peu d'effet sur les niveaux sonores moyens alors que nous avons observé, expérimentalement, de grandes différences. Dans la région de ligne de vue, on remarque que la turbulence a pour effet d'augmenter les niveaux dans les minima de pression.

En revanche, dans la zone d'ombre et dans la zone de transition, la différence entre les niveaux calculés avec turbulence et ceux calculés sans turbulence est de l'ordre du décibel. Des

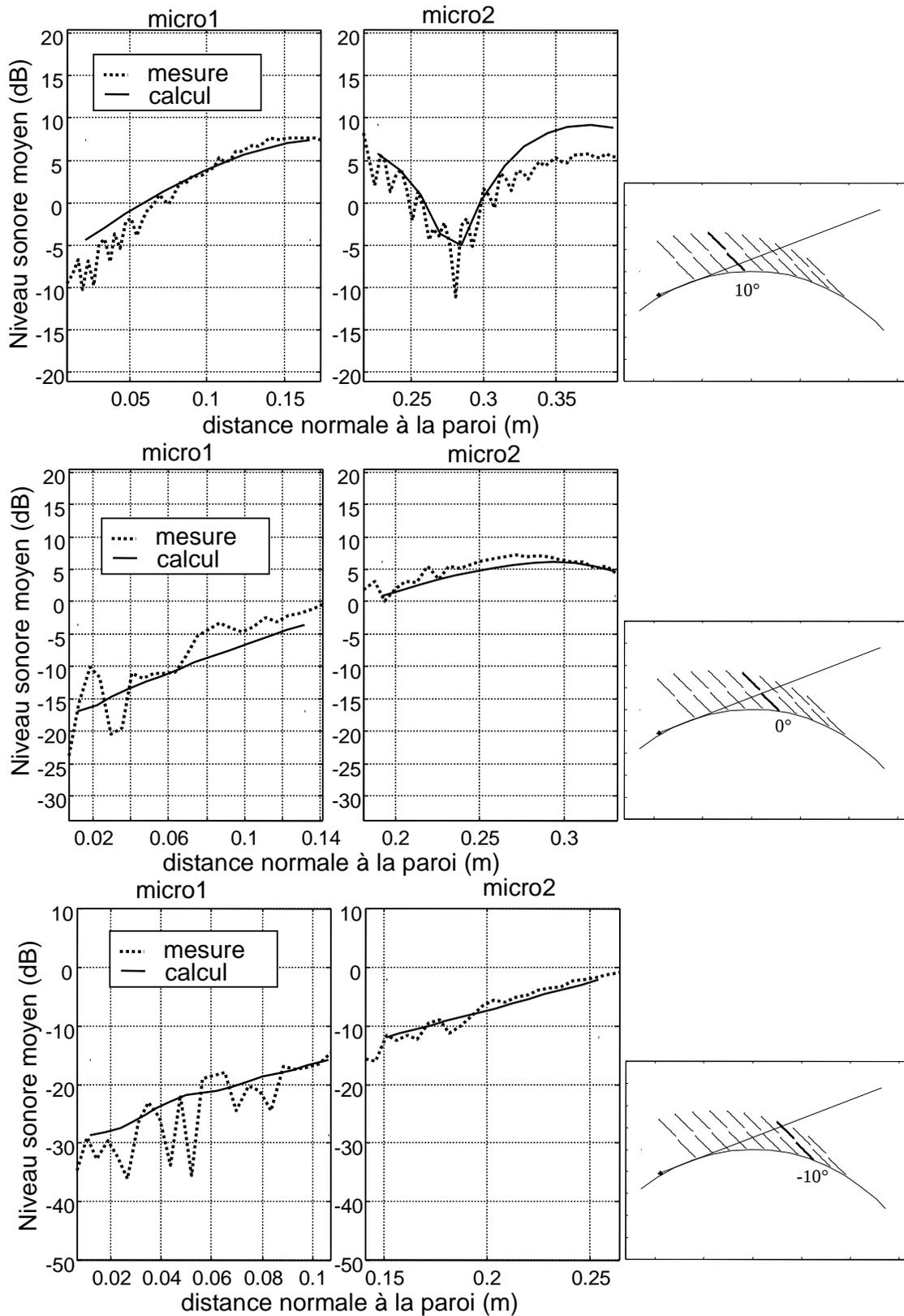


Figure 6.17: Comparaison entre les mesures sans turbulence et des simulations numériques pour les angles respectifs $\Theta = 10^\circ$, $\Theta = 0^\circ$, $\Theta = -10^\circ$ pour une fréquence $f=23.5$ kHz et une source placée à $h_s = 2$ cm de la paroi

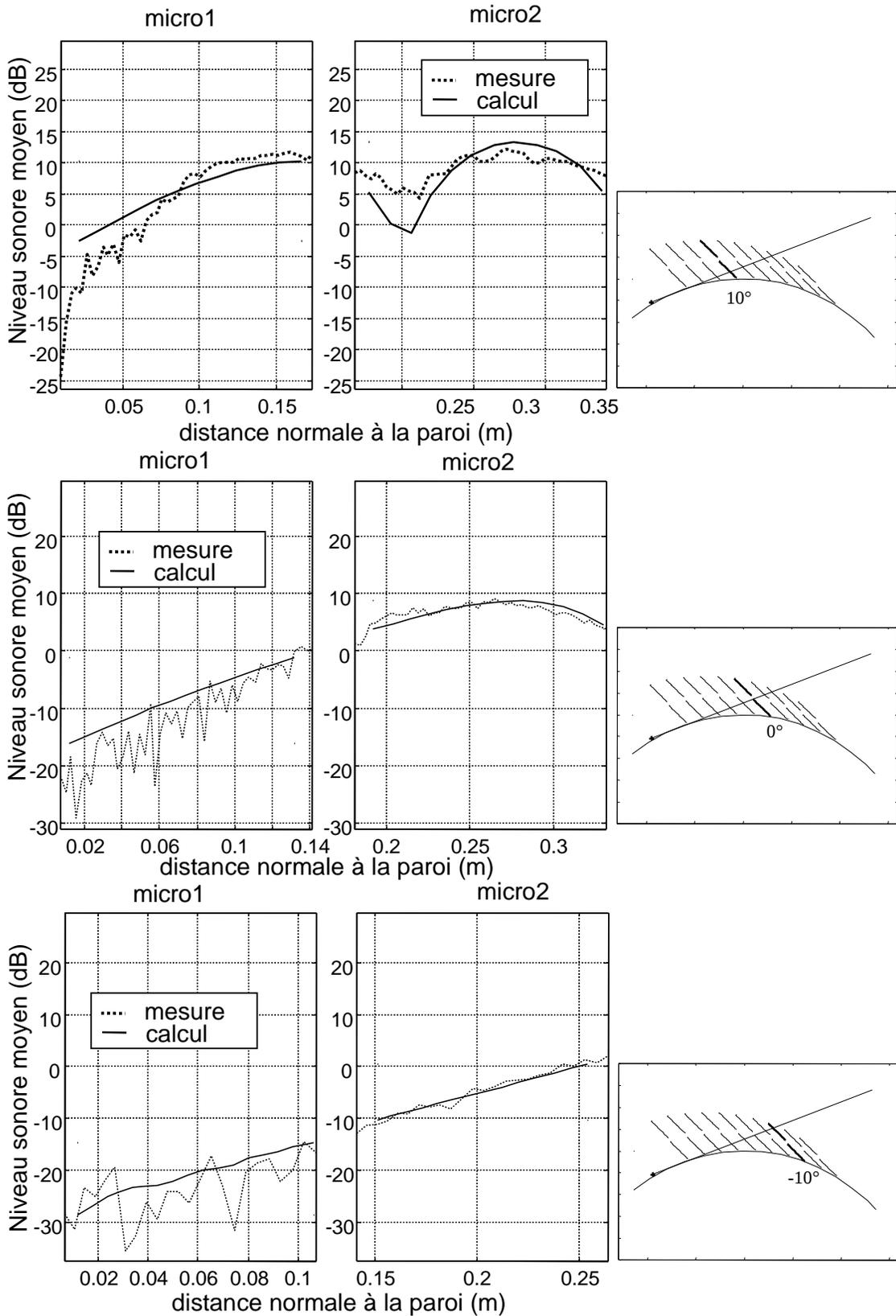


Figure 6.18: Comparaison entre les mesures sans turbulence et des simulations numériques pour les angles respectifs $\Theta = 10^\circ, \Theta = 0^\circ, \Theta = -10^\circ$ pour une fréquence $f=31\text{ kHz}$ et une source placée à $h_s = 2\text{ cm}$ de la paroi

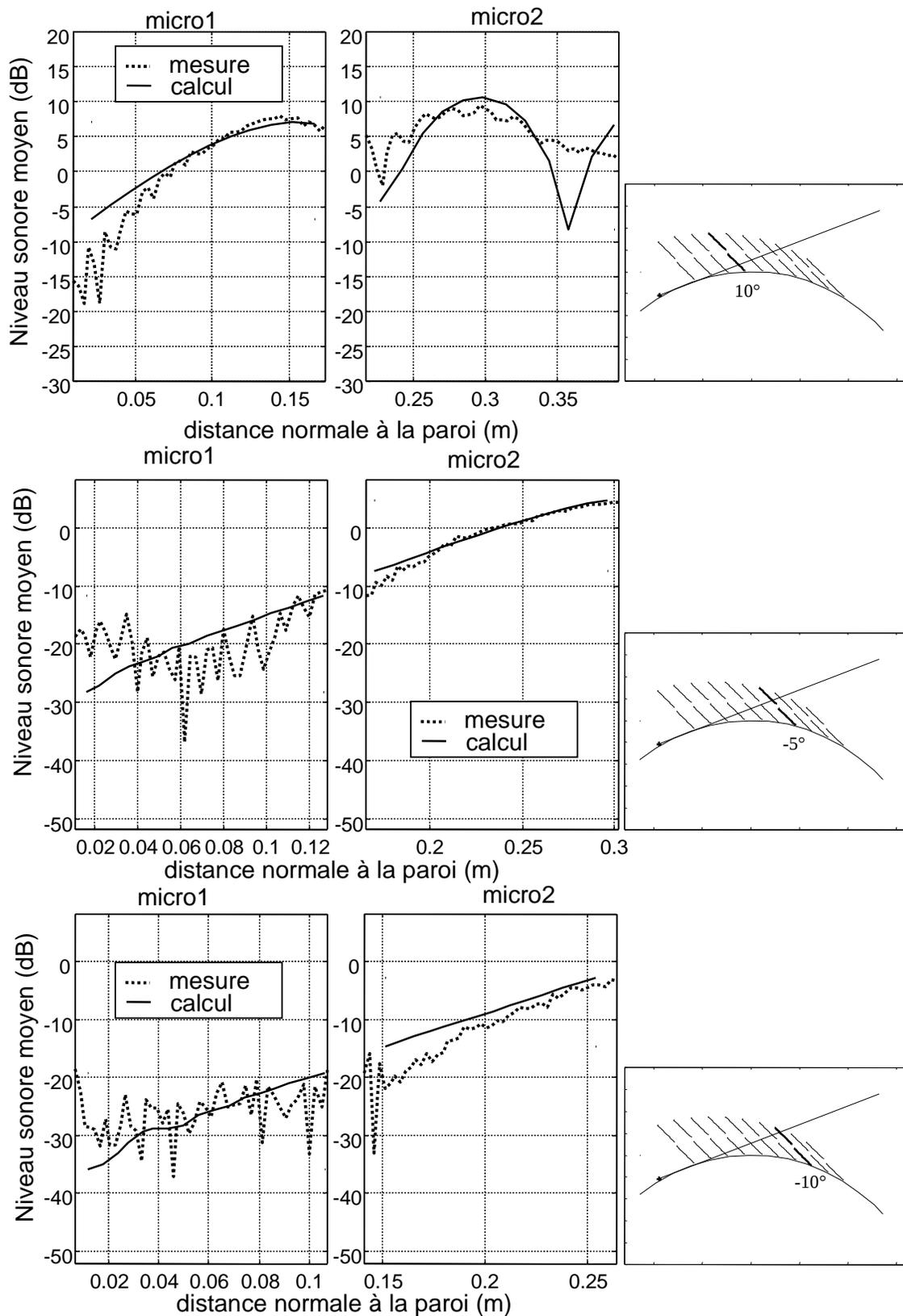


Figure 6.19: Comparaison entre les mesures sans turbulence et des simulations numériques pour les angles respectifs $\Theta = 10^\circ$, $\Theta = -5^\circ$, $\Theta = -10^\circ$ pour une fréquence $f=40$ kHz et une source placée à $h_s = 2$ cm de la paroi

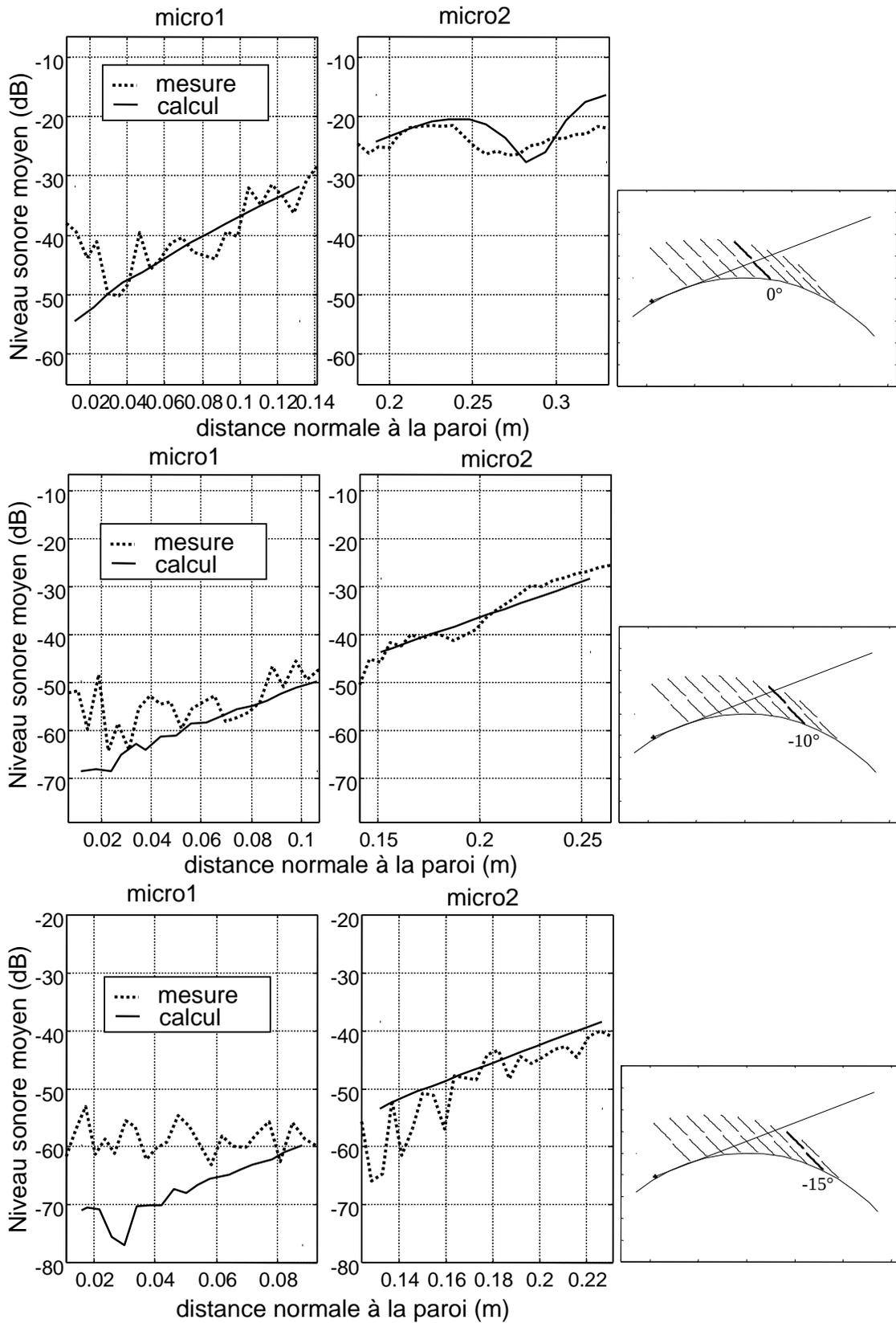


Figure 6.20: Comparaison entre les mesures sans turbulence et des simulations numériques pour les angles respectifs $\Theta = 0^\circ$, $\Theta = -10^\circ$, $\Theta = -15^\circ$ pour une fréquence $f=75$ kHz et une source placée à $h_s = 2\text{cm}$ de la paroi

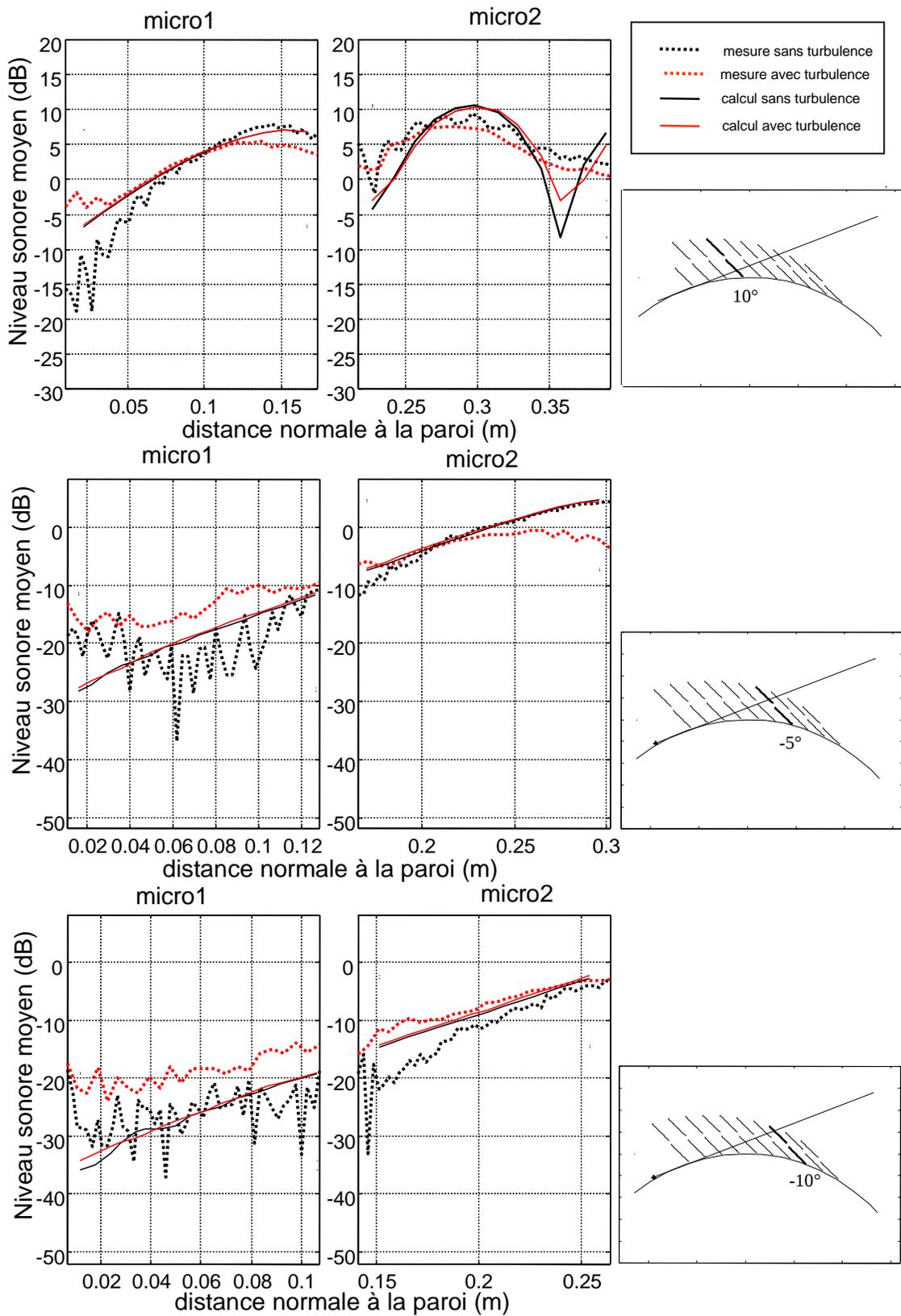


Figure 6.21: Comparaison entre les mesures et des simulations numériques pour les angles respectifs $\Theta = 10^\circ, \Theta = -5^\circ, \Theta = -10^\circ$ pour une fréquence $f=40$ kHz et une source placée à $h_s = 2$ cm de la paroi

comparaisons ont été effectuées pour différentes sections et différentes fréquences d'émission et nous avons à chaque fois constaté le même comportement. Des comparaisons ont aussi été faites dans le cas d'une source plus éloignée de la paroi, mais à nouveau nous n'avons pas obtenu de différences entre les calculs effectués avec et sans turbulence. Il est néanmoins certain que ceci ne provient pas d'un nombre de modes de Fourier insuffisant, ni d'un nombre de réalisations insuffisant, car la convergence s'observe rapidement pour ces deux grandeurs ([10]).

Notons que pour effectuer un calcul 3D, il est nécessaire dans une première étape de transformer l'équation de Helmholtz en tenant compte du changement de variables suivant (voir chapitre 1):

$$\begin{cases} u = R_c \exp(z/R_c) \cos(x/R_c + \Psi_s) \\ v = y \\ w = R_c \exp(z/R_c) \sin(x/R_c + \Psi_s) \end{cases} \quad (6.3)$$

L'équation à résoudre s'écrit alors:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + J \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + k_o^2 J p = -4\pi S_o \delta(x - x_s) \delta(y - y_s) \delta(z - z_s) \quad (6.4)$$

où J est le jacobien défini par:

$$J = \frac{\partial(u, w)}{\partial(x, z)} = \exp(2z/R_c) \quad (6.5)$$

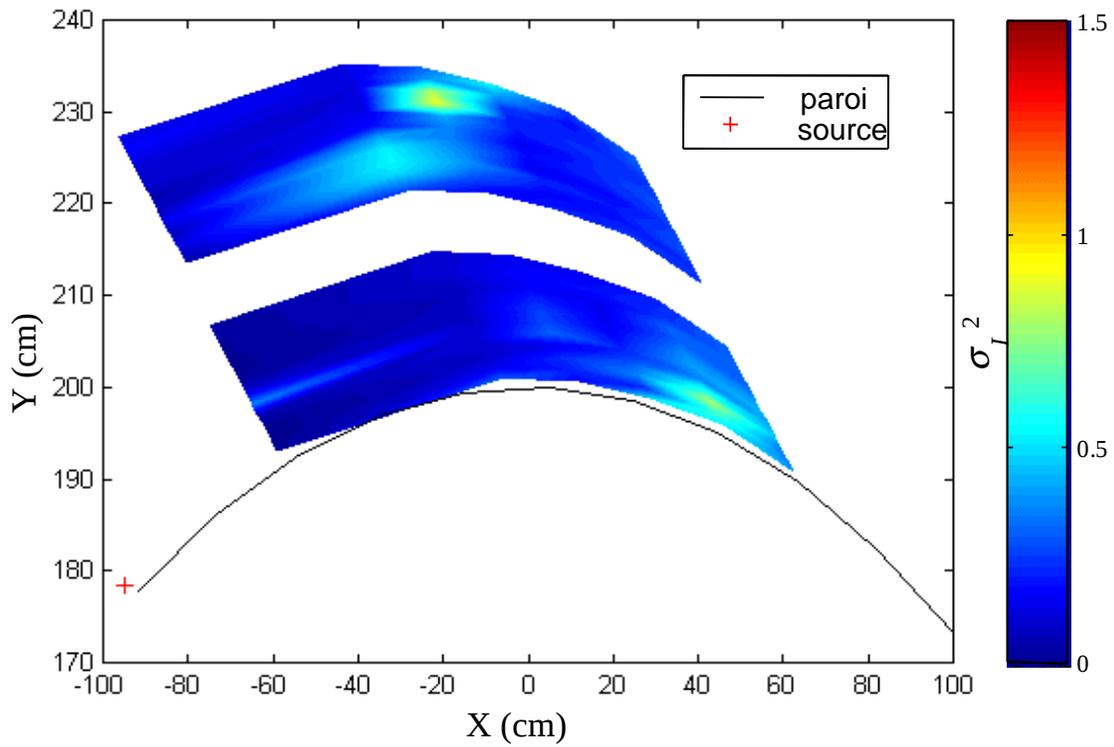
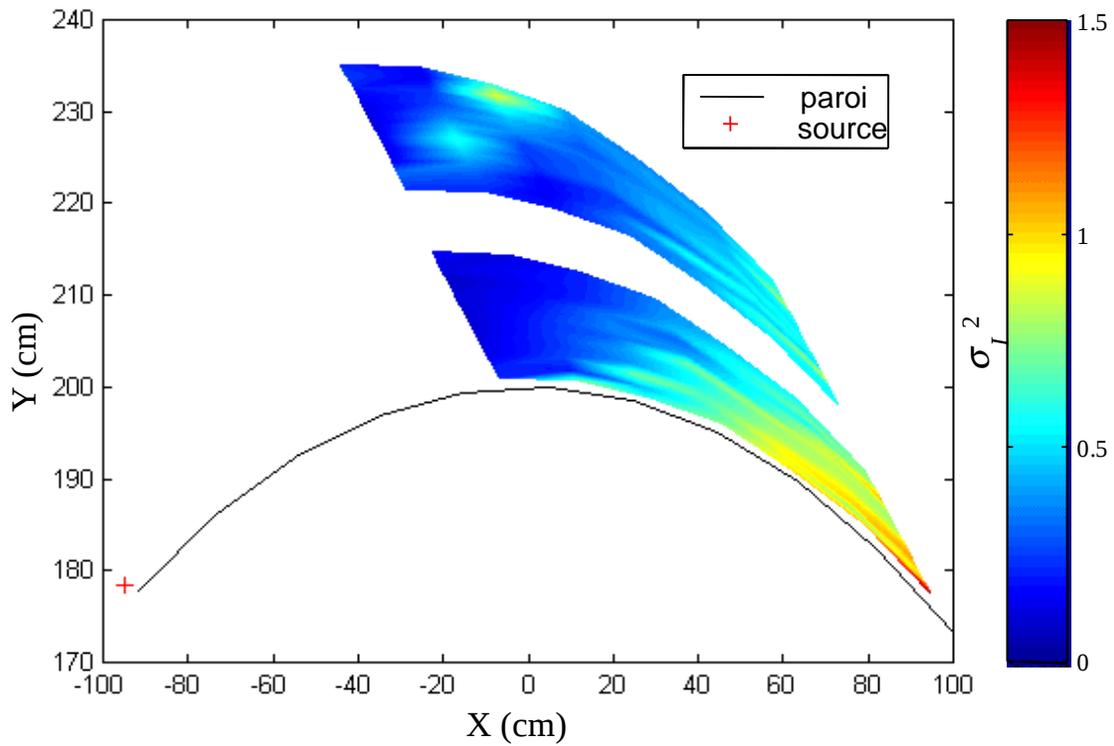
Notons que le jacobien intervient dans la composante transverse $\partial^2 p / \partial y^2$ et que la méthode de résolution Split-Step Fourier (voir paragraphe 3.2.1) doit être adaptée.

6.4 Résultats expérimentaux sur les fluctuations des niveaux sonores moyens

Nous allons mis en évidence, dans le chapitre précédent (paragraphe 5.3), un comportement différent des fluctuations des niveaux sonores moyens dans la région de ligne de vue suivant que l'on était dans le cas d'une interférence constructive ou destructive. Nous allons maintenant essayer de voir s'il existe un comportement caractéristique de cette quantité dans chacune des trois zones de propagation et tout particulièrement dans la zone de transition et dans la zone d'ombre.

Nous allons tout d'abord nous intéresser à l'évolution de l'indice de scintillation σ_I^2 , qui rappelons le, correspond à la variance normalisée des fluctuations d'intensité (voir éq. 5.15). L'évolution de ce paramètre dans le plan d'étude a été représentée sous forme de cartes couleurs pour chacune des fréquences d'émission. (cartes 6.22 à 6.25). Notons que les quatre cartographies ont été tracées avec la même échelle pour permettre une comparaison fréquentielle.

Nous voyons à nouveau apparaître distinctement trois zones, plus ou moins importantes suivant la fréquence d'émission:

Figure 6.22: Cartographie de l'indice de scintillation σ_I^2 pour la fréquence d'émission 23.5 kHzFigure 6.23: Cartographie de l'indice de scintillation σ_I^2 pour la fréquence d'émission 31 kHz

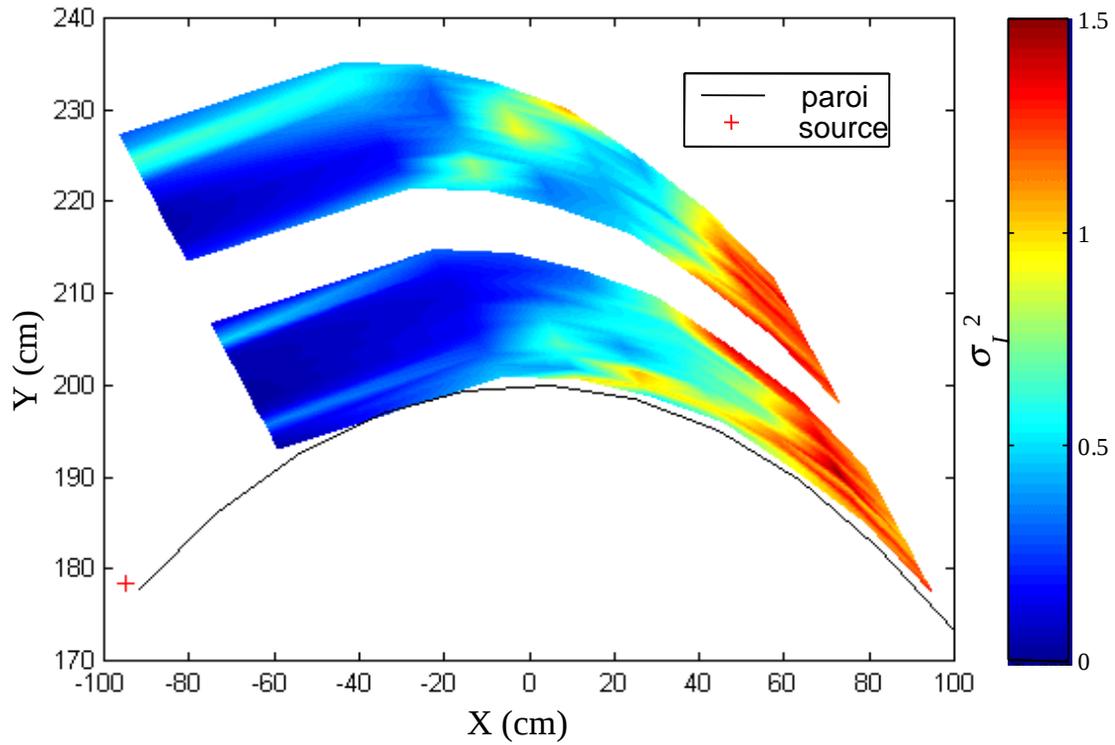


Figure 6.24: Cartographie de l'indice de scintillation σ_I^2 pour la fréquence d'émission 40 kHz

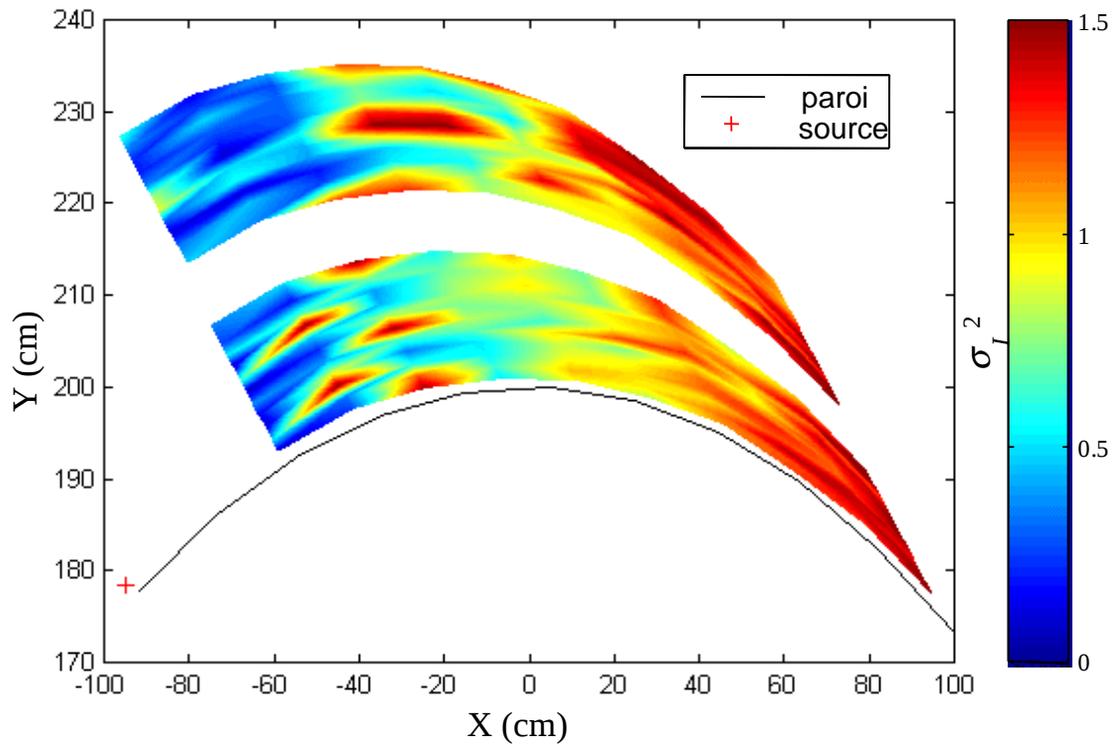


Figure 6.25: Cartographie de l'indice de scintillation σ_I^2 pour la fréquence d'émission 75 kHz

- une zone où l'indice de scintillation prend une valeur moyenne très faible (inférieures à 0.3) avec par endroit des maxima qui sont plus nombreux et intenses lorsque la fréquence d'émission est élevée.
- une zone où les valeurs de σ_I^2 augmentent progressivement de 0.5 à 1
- une zone où σ_I^2 prend des valeurs très supérieures à 1

Si on regarde les cartographies des niveaux sonores moyens mesurés avec turbulence (cartes 6.3, 6.5, 6.7 et 6.9), on constate que ces zones correspondent aux zones de ligne de vue, de transition et d'ombre mises en évidence précédemment.

Ainsi, la zone des faibles niveaux de σ_I^2 correspond à la zone éclairée et on retrouve une alternance de minima et de maxima liés à l'existence d'un régime d'interférences entre le trajet direct et le trajet indirect de l'onde incidente: lorsqu'on est dans une interférence constructive, les fluctuations de niveau sonore sont très faibles et il s'en suit une valeur de σ_I^2 très petite. Par contre, lorsqu'on est dans une interférence destructive, les niveaux sonores fluctuent et l'indice de scintillation prend des valeurs élevées. Dans la zone de transition, qui est une zone dans laquelle les niveaux sonores moyens décroissent progressivement, les valeurs de l'indice de scintillation vont elles augmenter caractérisant ainsi une augmentation des fluctuations de niveau sonore. Une comparaison fréquentielle indique à nouveau que cette zone est plus étendue pour les basses fréquences. Lorsqu'on est dans la zone d'ombre, σ_I^2 prend des valeurs très supérieures à l'unité ce qui traduit de fortes fluctuations des niveaux sonores moyens. Notons que l'étendue de cette zone augmente avec la fréquence d'émission (ceci correspond au fait que, pour une hauteur de source fixée, la zone d'ombre est plus proche lorsque la fréquence est élevée).

Nous avons ensuite caractérisé les fluctuations de niveau sonore en un point en évaluant les fluctuations normalisées d'intensité ($I/ \langle I \rangle$) ainsi que les densités de probabilité normalisées $w(I/ \langle I \rangle)$ associées. Ces dernières ont été calculées à partir d'échantillons temporels de 60 secondes de signal et sur 256 classes équiréparties. L'évolution du lieu des maxima des densités de probabilité des fluctuations d'intensité $w(I/ \langle I \rangle)$ a été représentée sous forme de cartographies (6.26 à 6.29), pour chaque fréquence d'émission. On peut ainsi constater que ces maxima de ($I/ \langle I \rangle$) prennent, dans l'ensemble, des valeurs relativement faibles à l'exception d'une zone où les fluctuations sont très importantes et peuvent même atteindre des valeurs correspondant à 16 fois le niveau moyen. Cette zone est très nette pour les fréquences 23.5 kHz, 31 kHz et 40 kHz et est localisée autour de la section $\Theta = 5^\circ$. On remarque, de plus, qu'elle est plus étendue pour les basses fréquences. Notons qu'un tel phénomène n'a jamais été observé dans l'étude de la propagation du son dans une atmosphère non stratifiée (configuration expérimentale paroi plane). Pour la fréquence 75 kHz, on observe une petite zone localisée aux alentours de la section $\Theta = 5^\circ$, mais il est probable qu'elle s'étende dans la partie dans laquelle nous n'avons pas fait de mesures. Il est important de noter que les fortes fluctuations enregistrées par le microphone le plus éloigné de la paroi sont elles liées au régime d'interférences caractéristique de la région de ligne de vue.

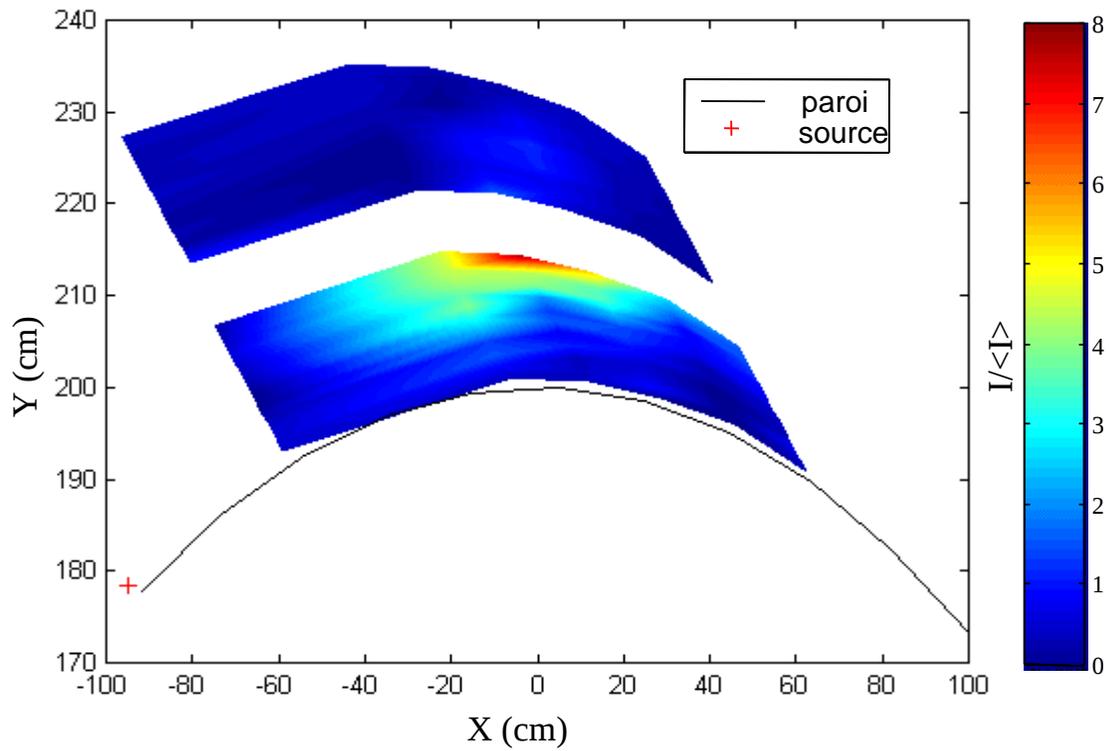


Figure 6.26: Cartographie du lieu des maxima des densités de probabilité des fluctuations normalisées d'intensité $w(I/\langle I \rangle)$ pour la fréquence d'émission 23.5 kHz

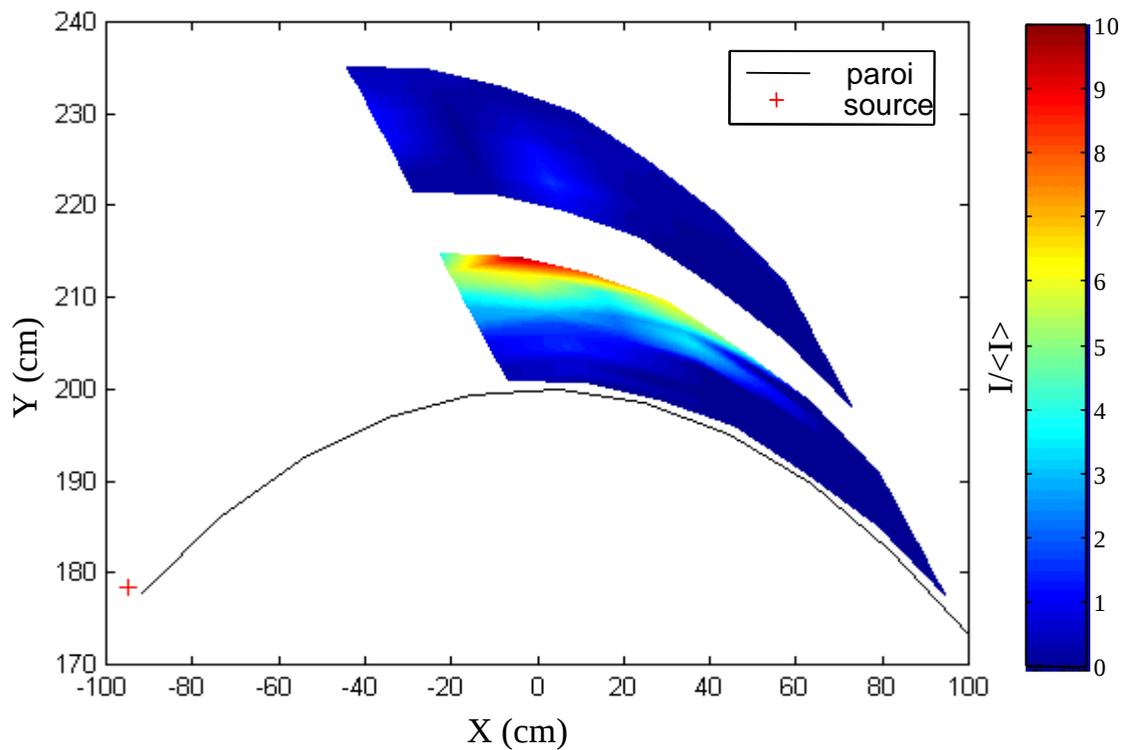


Figure 6.27: Cartographie du lieu des maxima des densités de probabilité des fluctuations normalisées d'intensité $w(I/\langle I \rangle)$ pour la fréquence d'émission 31 kHz

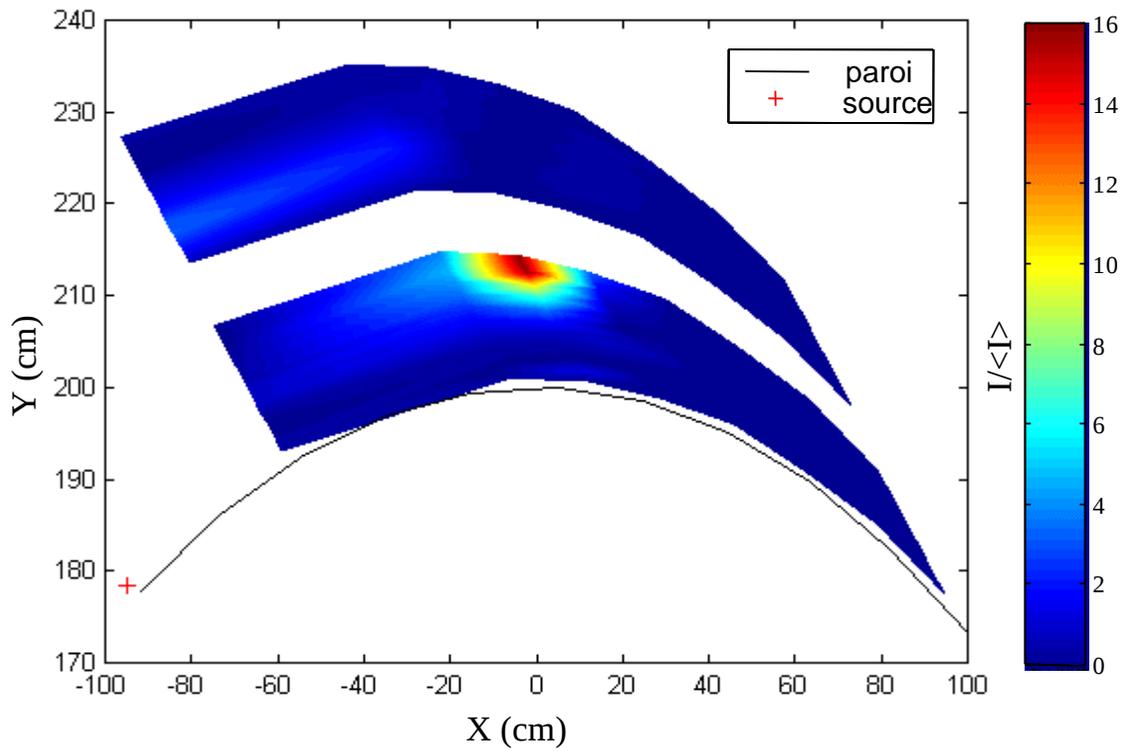


Figure 6.28: Cartographie du lieu des maxima des densités de probabilité des fluctuations normalisées d'intensité $w(I/\langle I \rangle)$ pour la fréquence d'émission 40 kHz

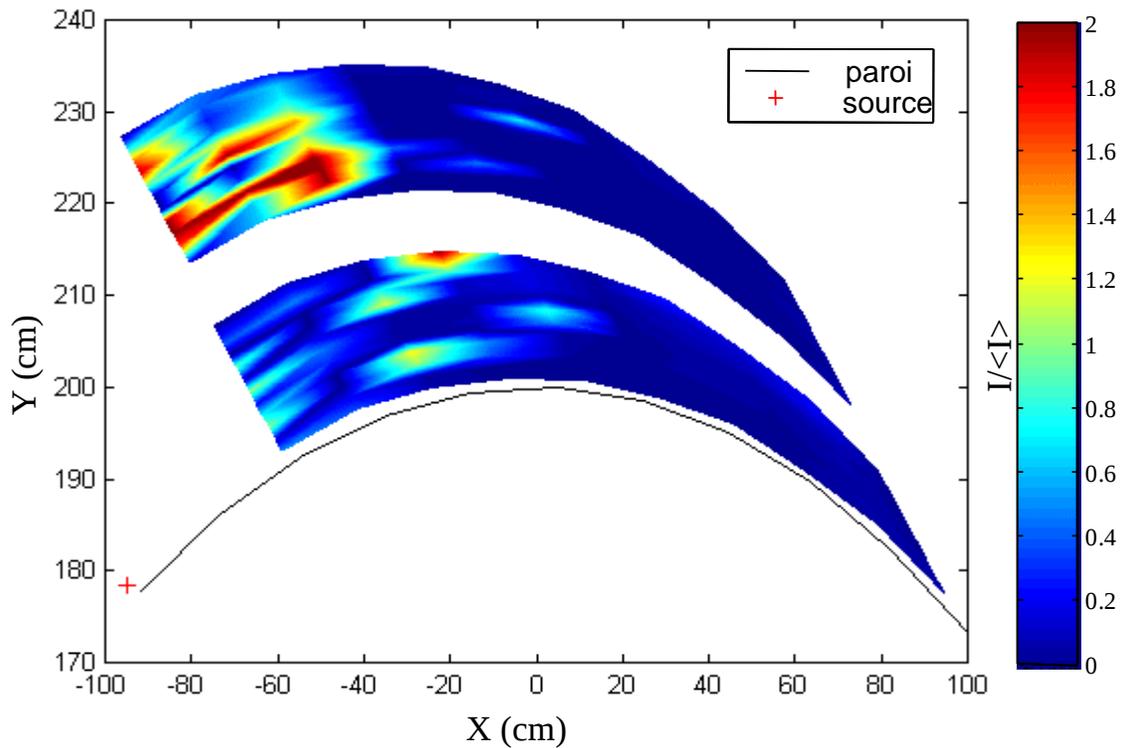


Figure 6.29: Cartographie du lieu des maxima des densités de probabilité des fluctuations normalisées d'intensité $w(I/\langle I \rangle)$ pour la fréquence d'émission 75 kHz

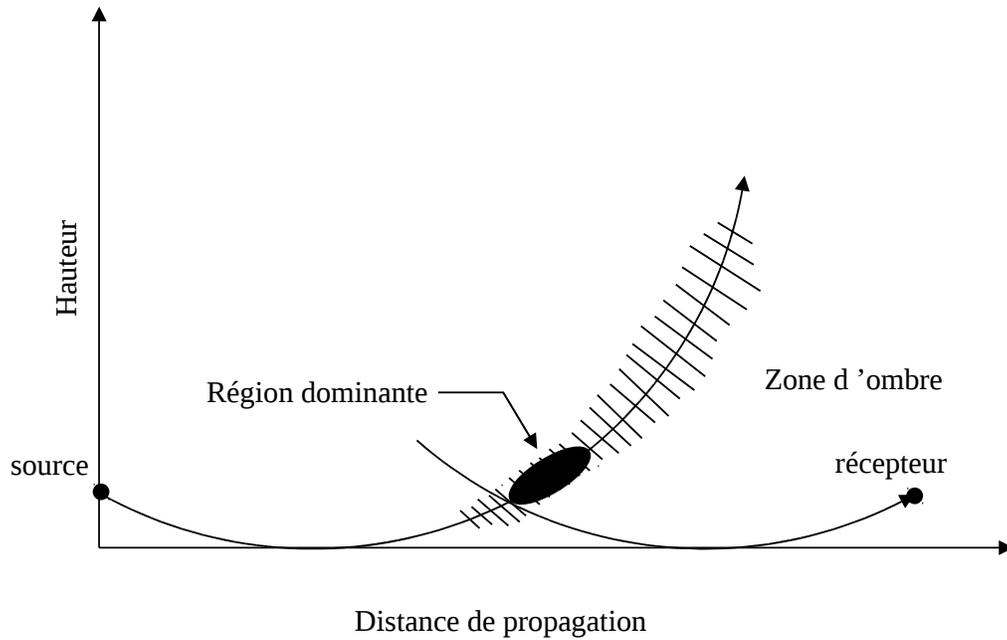
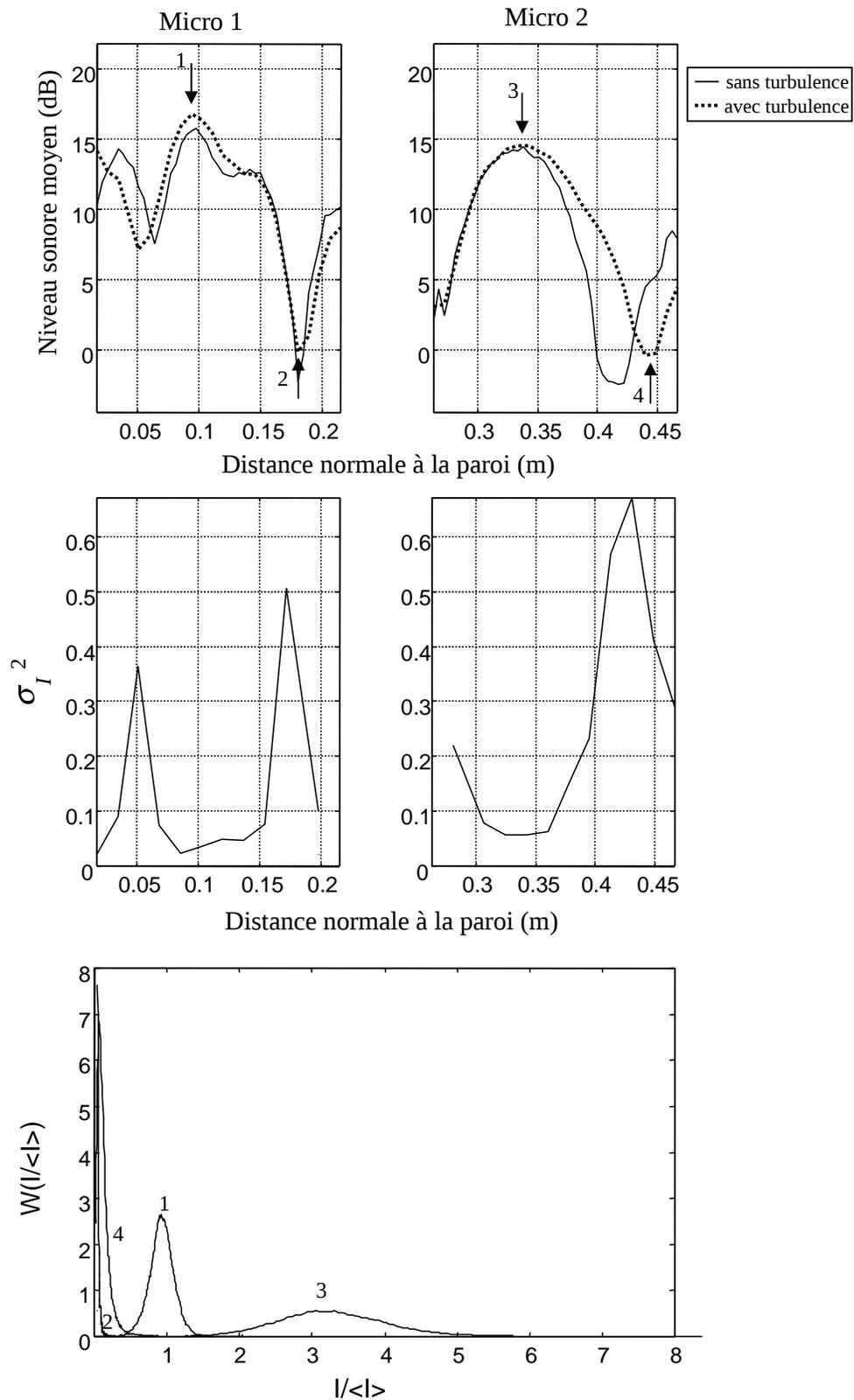


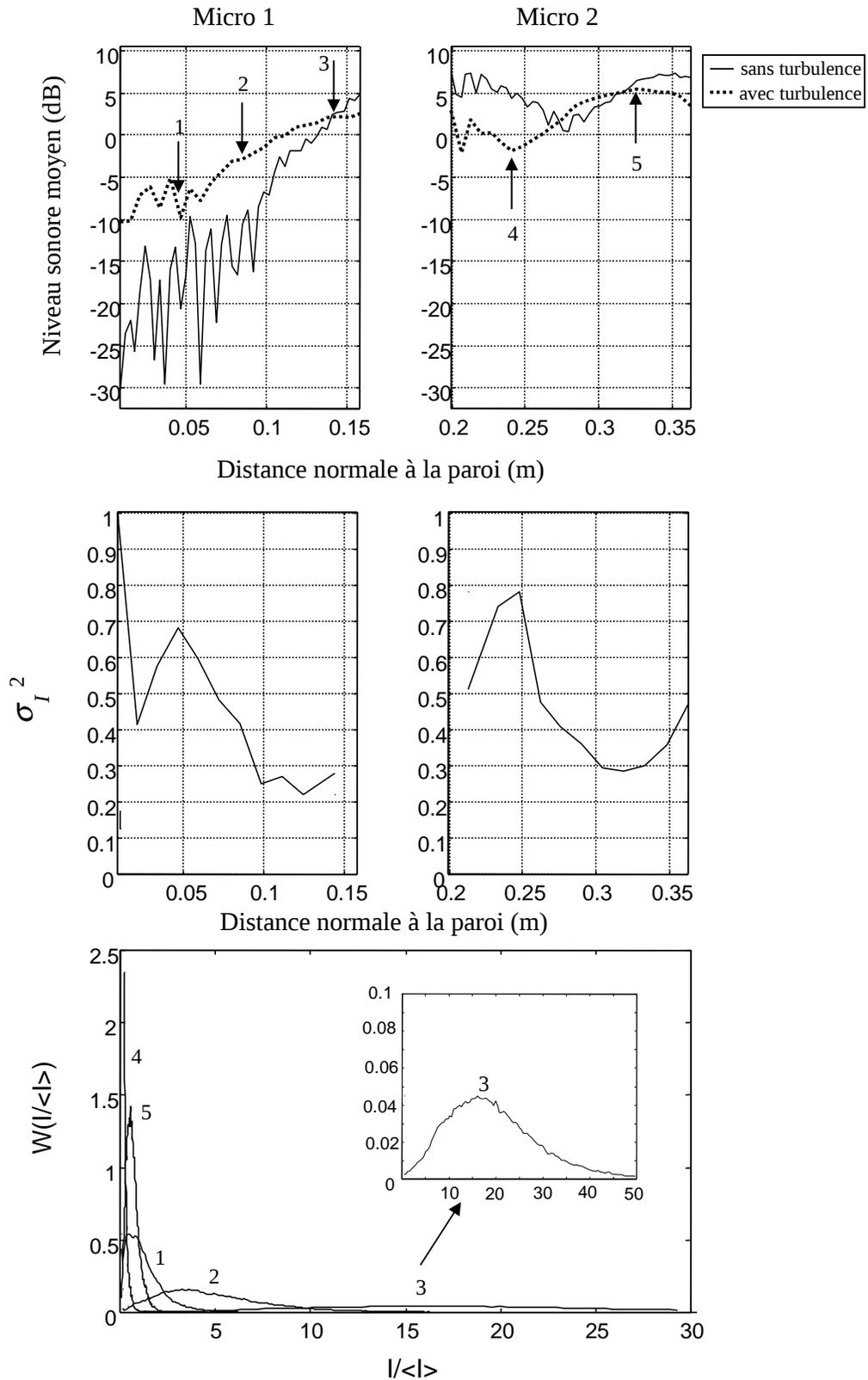
Figure 6.30: Illustration de la région dominante de diffusion dans une zone d'ombre

La figure 6.1 nous permet de constater que cette zone se trouve à la limite entre la zone d'ombre et la zone éclairée, c'est à dire dans la zone de transition, qui nous l'avons vu, est plus étendue pour les basses fréquences. Des simulations numériques prenant en compte les effets cumulés d'un gradient de célérité du son négatif et de la turbulence atmosphérique ([56]) ont permis de mettre en évidence l'existence d'une zone prédominante pour la diffusion de l'énergie acoustique dans la zone d'ombre. Cette zone, représentée sur la figure 6.30, se trouve à l'intersection du "rayon limite", séparant la zone éclairée et la zone d'ombre, et du "rayon image" qui correspondrait à la trajectoire du rayon acoustique diffusé. Il semblerait donc que la zone de fortes fluctuations de niveau sonore que nous observons expérimentalement coïncide avec la zone prédominante de diffusion mise en évidence par Daigle ([56]).

Pour compléter cette analyse, nous avons étudié les densités de probabilités de ces fluctuations d'intensité normalisées. Les résultats sont présentés sur les figures 6.31 à 6.33 pour les sections respectives $\Theta = 25^\circ$, $\Theta = 5^\circ$ et $\Theta = -15^\circ$ et une fréquence d'émission de 40 kHz. Pour chaque section, nous avons fait apparaître:

- l'évolution des niveaux sonores moyens, mesurés avec et sans turbulence, avec la distance normale à la paroi
- l'évolution de l'indice de scintillation avec la distance normale à la paroi
- les densités de probabilités de ces fluctuations d'intensité normalisées en quelques points

Figure 6.31: $f=40$ kHz $\Theta = 25^\circ$

Figure 6.32: $f=40$ kHz $\Theta = 5^\circ$

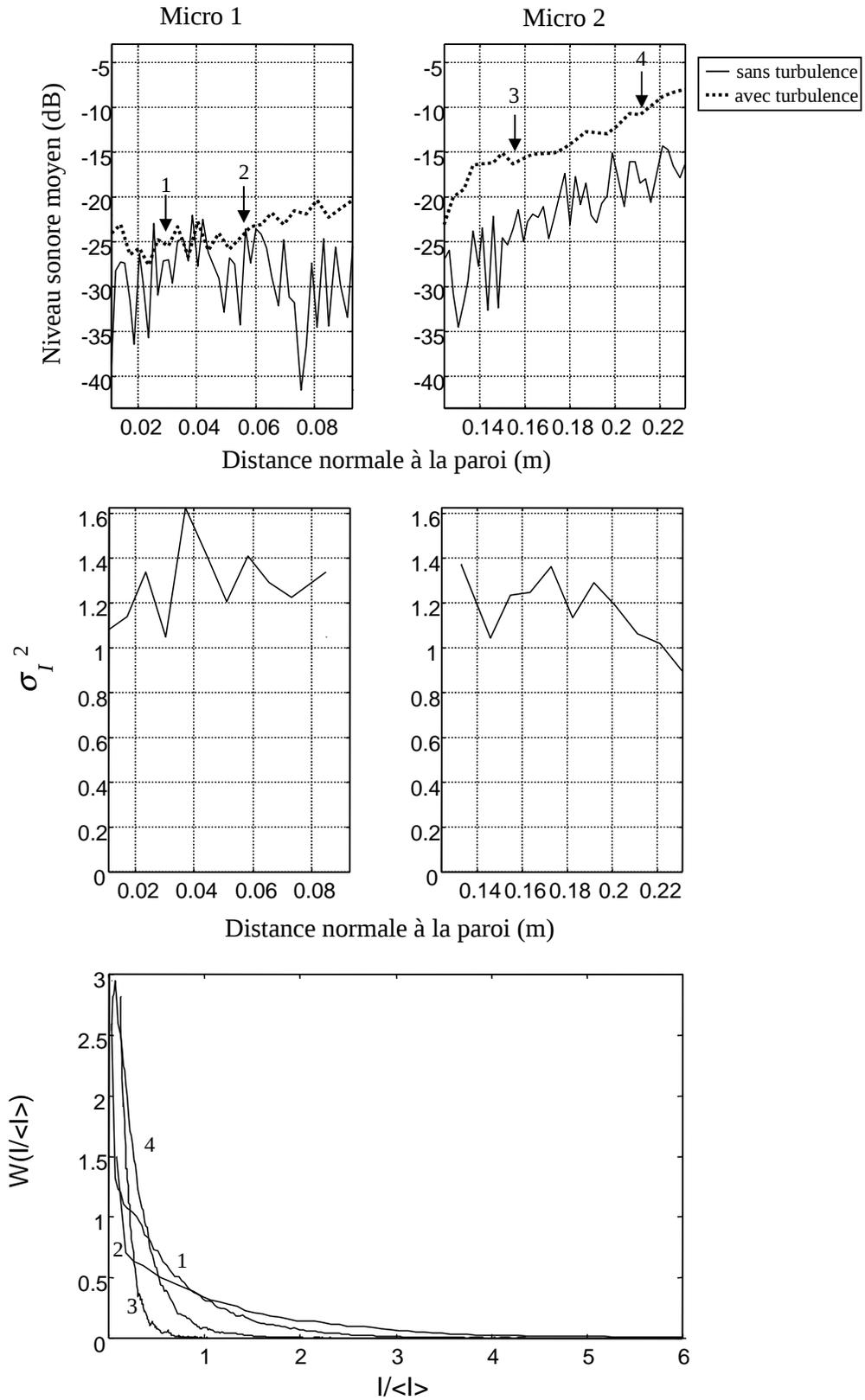


Figure 6.33: $f=40\text{ kHz}$ $\Theta = -15^\circ$

de la section (notons que la position de ces points est signalée sur les courbes donnant le niveau sonore moyen)

Nous pouvons donc observer un comportement très différent de ces densités de probabilités suivant la zone de propagation dans laquelle le microphone se trouve. En effet, pour la section $\Theta = 25^\circ$, les points de mesure sont tous situés dans la région de ligne de vue. On retrouve alors un comportement similaire à celui observé dans la région de ligne dans une atmosphère non stratifiée: dans le cas d'une interférence destructive, on observe une distribution des fluctuations normalisées qui suit une loi exponentielle, alors que dans le cas d'une interférence constructive, cette distribution suit une loi de type log-normale (voir paragraphe 5.3). On remarque cependant, que dans l'expérience sur paroi plane, nous n'avions jamais obtenu de densités de probabilité centrées autour d'une valeur supérieure à l'unité alors que dans le cas d'une atmosphère réfractive, on constate que les fluctuations d'intensité normalisées peuvent atteindre plusieurs fois la valeur moyenne. Notons que des simulations numériques effectuées par Chevret ([18]) ont montré un comportement identique des fluctuations normalisées d'amplitude. L'évolution de l'indice de scintillation est conforme à celle que nous avons observé dans le chapitre précédent, avec un maximum lorsqu'on est sur un minimum de pression acoustique et un minimum lorsqu'on est sur un maximum de pression acoustique.

Nous nous sommes ensuite intéressés à la section $\Theta = 5^\circ$ qui, nous venons de le voir, présente une zone de fortes fluctuations d'intensité: dans cette zone (représentée par le point $n^\circ 3$) on voit nettement apparaître des densités de probabilité très faibles centrées autour d'une valeur correspondant à 16 fois la valeur moyenne. En revanche, lorsqu'on est très près ou au contraire très loin de la paroi, il semble que les fluctuations d'intensité normalisées suivent une loi Gamma généralisée à deux paramètres a et b (voir paragraphe 5.3). On peut aussi remarquer que les valeurs prises par σ_I^2 deviennent de plus en plus élevées.

En ce qui concerne la dernière section (-15°), tous les points de mesure sont situés dans la zone d'ombre. On constate alors que l'ensemble des densités de probabilité suit une distribution suivant une loi exponentielle et que les valeurs de σ_I^2 sont toutes supérieures à l'unité.

Ainsi nous venons de mettre au point un dispositif expérimental permettant de d'étudier, en laboratoire, les effets cumulés d'un gradient de célérité du son et de la turbulence sur la propagation d'une onde acoustique. Nous avons ainsi bien mis en évidence le phénomène de diffusion d'énergie acoustique par les inhomogénéités de la turbulence dans la zone d'ombre acoustique. De plus, nous avons vu qu'il existait une zone de fortes fluctuations d'intensité, située dans la zone de transition, qui semble correspondre à la zone prédominante de diffusion mise en évidence par Daigle. Une analyse statistique des fluctuations d'intensité dans cette région montre un comportement des densités de probabilité que nous n'avions jamais observé dans le cas d'une atmosphère non réfractive. En ce qui concerne les comparaisons avec les simulations numériques, nous avons vu qu'elles étaient excellentes, quelle que soit la région de

propagation, dans le cas non turbulent. Il existe néanmoins quelques écarts pour les sections de mesure les plus proches de la source, provenant de la difficulté de modélisation de la source, ainsi que pour celles situées dans la zone d'ombre profonde. Notons que, dans cette zone, ces écarts sont principalement dus à des erreurs de mesures, ces dernières étant très délicates compte tenu des très faibles niveaux sonores. En revanche, il ne nous a pas été possible de comparer nos résultats expérimentaux et des prédictions numériques dans le cas turbulent.

Conclusion

L'objectif de cette étude était de mettre au point un dispositif expérimental permettant de prendre en compte les effets de la turbulence sur la propagation d'une onde acoustique au voisinage d'un sol. Dans cette installation expérimentale, la turbulence est créée par le mélange de panaches thermiques se développant en convection libre au-dessus d'un ensemble de résistances chauffantes disposées sous forme de grille. Nous avons ainsi reproduit, en laboratoire, des situations de propagation atmosphérique dans des conditions où la turbulence est parfaitement contrôlée. Deux configurations ont été étudiées:

- la propagation au voisinage d'une paroi plane, rigide ou absorbante, de façon à étudier les effets de la turbulence sur le régime d'interférence lié à l'existence d'une onde directe et d'une onde réfléchie par le sol
- la propagation au voisinage d'une paroi courbe pour reproduire des conditions de propagation dans une atmosphère soumise à un gradient de célérité du son et étudier les phénomènes de diffusion par la turbulence dans la zone d'ombre ainsi créée

Dans la configuration paroi plane, que la paroi soit parfaitement rigide ou absorbante, nous avons mis en évidence que l'effet de la turbulence se traduit par une décorrélation entre l'onde directe et l'onde réfléchie par la paroi ce qui entraîne une augmentation du niveau sonore sur les minima de pression correspondant à des interférences destructives. Pour des distances de propagation importantes dans la turbulence, nous avons observé une homogénéisation des niveaux sonores relatifs moyens, traduisant une décorrélation totale: le niveau tend alors vers une valeur moyenne qui correspond à la valeur du champ en espace libre et sans turbulence. Nous avons confronté nos résultats expérimentaux à des simulations numériques 2D et 3D. Malgré des différences observées pour des distances supérieures à 150 fois la longueur d'onde acoustique, ces comparaisons se sont, dans l'ensemble, avérées satisfaisantes dans le cas d'une paroi parfaitement réfléchissante. Notons que, dans nos conditions d'étude, nous avons constaté qu'il y avait très peu de différences entre un calcul 2D et un calcul 3D et nous en avons conclu qu'une simulation numérique 2D permettait une bonne modélisation du problème de propagation du son dans une atmosphère turbulente. Nos résultats expérimentaux ont aussi été confrontés à la formule analytique de Ostashev, qui utilise la fonction de cohérence en espace libre pour calculer le champ de pression. A nouveau nous avons obtenu une bonne concordance entre les mesures et les calculs analytiques. Dans le cas d'une paroi recouverte d'une feutrine, les comparaisons calculs-mesures ont soulevé le problème de la modélisation de l'impédance du matériau aux fréquences élevées

auxquelles nous travaillons. Nous nous sommes ensuite intéressés aux moment d'ordre quatre de la pression acoustique de façon à étudier les fluctuations de niveau sonore. Nous avons ainsi identifié différents régimes de propagation à partir de la variance et des lois de distribution des niveaux sonores. Nous avons mis en évidence que la loi de distribution des fluctuations normalisées d'intensité varie d'une loi log-normale lorsque le niveau sonore moyen est significatif (interférence constructive) à une loi de type exponentielle lorsque la partie cohérente du signal reçu est négligeable. Ceci se traduit par des fluctuations d'intensité très intermittentes lorsque la distance de propagation devient importante.

Nous avons ensuite étendu notre étude à la prise en compte simultanée des effets de la turbulence et d'un gradient de célérité du son. Nous avons dans un premier temps fait des relevés de niveau sonore moyen sans turbulence ce qui nous a permis de valider l'analogie entre la propagation du son dans une atmosphère réfractive et la diffraction du son par une surface convexe. L'analyse de ces résultats expérimentaux est en parfait accord avec les prédictions numériques obtenues à partir du modèle 2D. Des mesures de niveau sonore avec turbulence nous ont ensuite permis d'observer un phénomène de diffusion de l'énergie acoustique par la turbulence thermique dans la zone d'ombre. L'étude des moments d'ordre quatre du champ de pression en un point a alors montré qu'il existait une zone de fortes fluctuations de niveaux sonores, située autour du rayon limite. Cette zone semble correspondre à la zone prédominante de diffusion mise en évidence par Daigle.

Des prolongements à ce travail peuvent être envisagés:

- sur l'aspect expérimental, il convient de mesurer les fonctions de corrélations spatiales en deux points du champ acoustique transmis afin de valider le modèle développé par Ostashev. De plus, on peut envisager d'étudier l'influence de la turbulence sur le champ sonore diffracté par un écran.
- sur l'aspect modélisation de la propagation du son en milieu turbulent au voisinage d'une paroi à impédance, il est nécessaire d'utiliser un modèle plus performant que celui de Delany-Bazley. D'autre part, dans le cas de la propagation du son au voisinage d'une surface convexe, il faut envisager soit de prendre en compte une frontière courbe dans la méthode de résolution Split-Step Padé, soit de prendre en compte dans l'équation parabolique le terme transverse par rapport à la direction de propagation en faisant un calcul tridimensionnel.

Annexe A

Photographies des différentes configurations expérimentales



Figure A.1: Photographie de la grille chauffante



Figure A.2: Photographie de la configuration expérimentale paroi plane

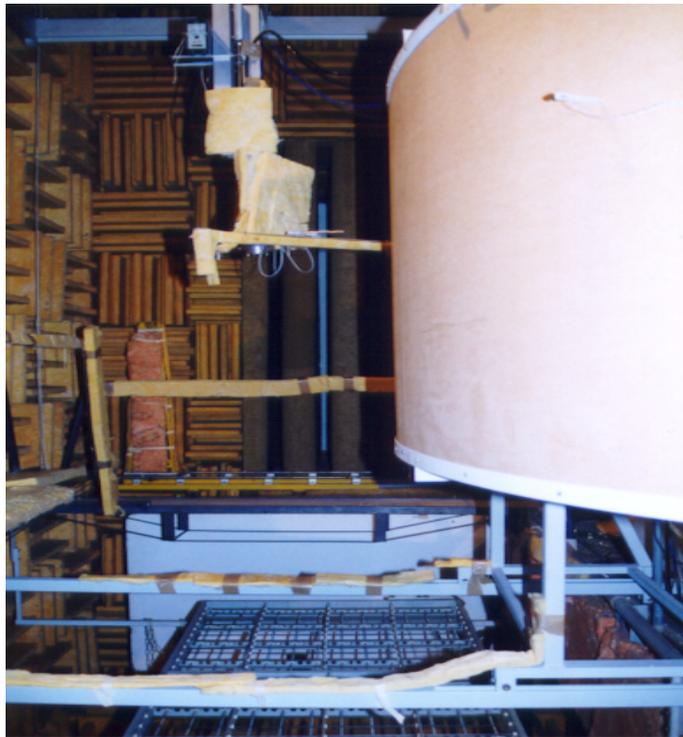


Figure A.3: Photographie de la configuration expérimentale paroi courbe

Annexe B

Variance du log-amplitude et de la phase du champ de pression dans l'approximation de Rytov

Nous allons présenter dans cette annexe les expressions de la variance du log-amplitude et de la phase du champ de pression obtenues à l'aide de la méthode de Rytov pour le cas d'une onde sphérique et d'un faisceau collimaté gaussien. Rappelons que celle-ci est valable uniquement dans le cas des faibles fluctuations du champ de pression et pour une onde se propageant en espace libre. Pour l'onde plane, le lecteur se référera à l'annexe B de la thèse de P.Chevret ([17]).

B.1 La méthode de Rytov

Considérons une onde monochromatique $P(\vec{r})$ de pulsation w_o qui se propage dans un milieu turbulent. L'évolution de $P(\vec{r})$ est régie par l'équation de Helmholtz à indice aléatoire:

$$(\Delta + k_o^2 n^2) P(\vec{r}) = 0 \quad (\text{B.1})$$

où n , qui désigne l'indice de réfraction, peut s'écrire sous la forme $n = 1 + \mu$. La méthode de Rytov consiste à écrire $P(\vec{r}) = \exp(\Psi(\vec{r}))$. En considérant que les fluctuations μ de l'indice de réfraction sont faibles, on peut effectuer un développement en série de la fonction $\Psi(\vec{r})$:

$$\Psi(\vec{r}) = \Psi_o(\vec{r}) + \Psi_1(\vec{r}) + \dots + \Psi_n(\vec{r}) + \theta(\epsilon^n) \quad (\text{B.2})$$

En se limitant aux deux premiers termes de ce développement, on montre qu'on a l'équation suivante pour la fonction $\Psi_1(\vec{r})$:

$$\Delta \Psi_1(\vec{r}) + \vec{\nabla} \Psi_1(\vec{r}) \cdot \vec{\nabla} \Psi_1(\vec{r}) + 2 \vec{\nabla} \Psi_1(\vec{r}) \cdot \vec{\nabla} \Psi_o(\vec{r}) + k_o^2 \mu(\vec{r}) = 0 \quad (\text{B.3})$$

où l'on suppose que l'onde incidente $\Psi_o(\vec{r})$ est connue.

Le développement de Rytov du premier ordre s'obtient alors en négligeant dans l'équation B.3 le terme non linéaire $\vec{\nabla}\Psi_1(\vec{r})\cdot\vec{\nabla}\Psi_1(\vec{r})$ ce qui n'est possible que si $\lambda|\vec{\nabla}\Psi_1(\vec{r})| \ll 1$ c'est à dire lorsque les fluctuations d'amplitude et de phase restent faibles sur une distance de propagation de l'ordre de la longueur d'onde acoustique λ . L'équation B.3 peut alors s'écrire sous la forme:

$$\Delta P_o\Psi_1(\vec{r}) + k_o^2 P_o\Psi_1(\vec{r}) = -k_o^2 P_o\mu(\vec{r}) \quad (\text{B.4})$$

La solution de Rytov s'exprime alors par:

$$\begin{cases} P(\vec{r}) = P_o(\vec{r}) \exp(\Psi_1(\vec{r})) \\ \Psi_1(\vec{r}) = \int_v h(\vec{r}, \vec{r}') \mu(\vec{r}') d\vec{v} \end{cases} \quad (\text{B.5})$$

La fonction h, qui dépend de la nature de l'onde incidente, a pour expression générale:

$$h(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{2k_o^2}{P_o(\vec{r})} G(\vec{r} - \vec{r}') P_o(\vec{r}') \quad (\text{B.6})$$

. où G désigne la fonction de Green en espace libre.

Pour rendre la solution de Rytov plus explicite, on introduit l'amplitude A et la phase S de l'onde transmise:

$$P(\vec{r}) = A(\vec{r}) \exp(is(\vec{r})) \quad (\text{B.7})$$

et l'icônale $\Psi(\vec{r})$ s'écrit alors:

$$\Psi_1(\vec{r}) = \Psi(\vec{r}) - \Psi_o(\vec{r}) = \ln \frac{A(\vec{r})}{A_o(\vec{r})} + i(s(\vec{r}) - s_o(\vec{r})) = \chi(\vec{r}) + iS(\vec{r}) \quad (\text{B.8})$$

où $\chi(\vec{r})$ et $S(\vec{r})$ désignent respectivement les fluctuations du logarithme de l'amplitude et les fluctuations de phase. On définit alors les fonctions de corrélation des fluctuations du log-amplitude et de la phase par:

$$\begin{aligned} B_\chi(x, \vec{\rho}) &= \langle \chi(x, \vec{\rho}_1) \chi(x, \vec{\rho}_2) \rangle \\ B_S(x, \vec{\rho}) &= \langle S(x, \vec{\rho}_1) S(x, \vec{\rho}_2) \rangle \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

avec $\vec{\rho} = |\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2|$.

B.2 Cas d'une onde sphérique

Dans le cas d'une onde sphérique, la fonction $h(\vec{r}, \vec{r}')$ s'écrit ([41]):

$$h(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{k_o^2}{2\pi} \frac{1}{\gamma(\vec{x} - \vec{x}')} \exp \left[i \frac{k_o |\vec{\rho}' - \gamma \vec{\rho}'|^2}{2\gamma(\vec{x} - \vec{x}')} \right] \quad (\text{B.10})$$

où $\gamma = x'/x$.

B.2.1 Fonctions de corrélation des fluctuations du log-amplitude et de phase

On peut alors montrer que, pour une turbulence homogène et isotrope, les fonctions de corrélation des fluctuations du log-amplitude et de phase s'écrivent:

$$B_\chi(x, \vec{\rho}) = \langle \chi(x, \vec{\rho}_1) \chi(x, \vec{\rho}_2) \rangle = (2\pi^2) \int_0^L d\eta \int_0^\infty \kappa J_o(\kappa\gamma\rho) |H_r|^2 \Phi_n(\kappa) d\kappa \quad (\text{B.11})$$

où

$$|H_r|^2 = k^2 \sin^2 \left[\frac{\gamma(L-\eta)}{2k} \kappa^2 \right] \quad \gamma = \frac{\eta}{L} \quad (\text{B.12})$$

$$B_S(x, \vec{\rho}) = \langle S(x, \vec{\rho}_1) S(x, \vec{\rho}_2) \rangle = (2\pi^2) \int_0^L d\eta \int_0^\infty \kappa J_o(\kappa\gamma\rho) |H_i|^2 \Phi_n(\kappa) d\kappa \quad (\text{B.13})$$

où

$$|H_i|^2 = k^2 \cos^2 \left[\frac{\gamma(L-\eta)}{2k} \kappa^2 \right] \quad (\text{B.14})$$

J_o désigne la fonction de Bessel du premier ordre et Φ_n le spectre des fluctuations d'indice.

B.2.2 Variance du log-amplitude et de la phase

La variance du log-amplitude est obtenue en posant $\rho = 0$ dans l'équation B.11. On a alors:

$$\sigma_\chi^2 = (2\pi)^2 \int_0^L d\eta \int_0^\infty \kappa |H_r|^2 \Phi_n(\kappa) d\kappa \quad (\text{B.15})$$

De même, la variance de la phase s'obtient en posant $\rho = 0$ dans l'équation B.12 et on a:

$$\sigma_S^2 = (2\pi)^2 \int_0^L d\eta \int_0^\infty \kappa |H_i|^2 \Phi_n(\kappa) d\kappa \quad (\text{B.16})$$

B.3 Cas d'un faisceau collimaté gaussien

Considérons un faisceau collimaté gaussien . Nous allons supposer qu'au point d'origine ($x=0$) l'amplitude suit une distribution gaussienne avec une taille W_o et la distribution de phase est parabolique avec un rayon de courbure R_o (voir figure B.1). Le champ de pression en $x=0$ est alors de la forme:

$$P_p(x=0, \rho) = \exp\left[-\frac{1}{2}(k_o\alpha)\rho^2\right] \quad (\text{B.17})$$

avec $\alpha = \lambda/\pi W_o^2 + iR_o^{-1}$. L'expression de la fonction h devient alors identique à celle de l'équation B.10 mais dans le cas d'un faisceau collimaté gaussien on a:

$$\gamma = \frac{1 + i\alpha x'}{1 + i\alpha x} \quad (\text{B.18})$$

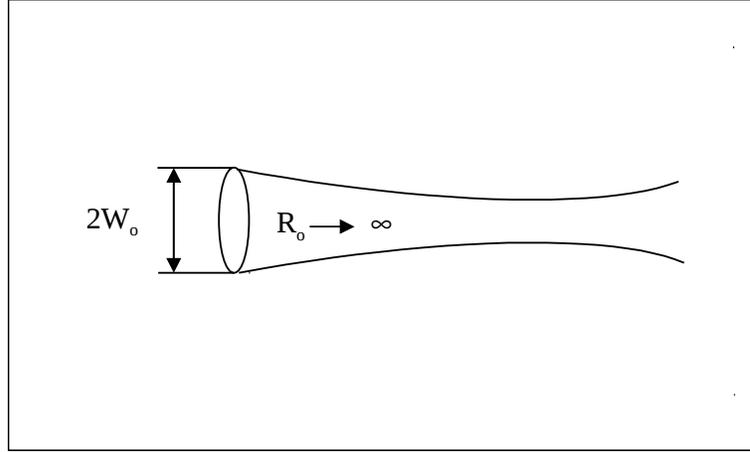


Figure B.1: faisceau collimaté gaussien

B.3.1 Fonctions de corrélation des fluctuations du log-amplitude et de phase

Dans le cas d'un faisceau collimaté gaussien, on montre que ([41]), pour une turbulence homogène et isotrope, les fonctions de corrélation des fluctuations du log-amplitude et de phase s'écrivent:

$$\begin{aligned} B_\chi(x, \vec{\rho}) &= \langle \chi(x, \vec{\rho}_1) \chi(x, \vec{\rho}_2) \rangle \\ &= \operatorname{Re} \left\{ 4\pi^2 \int_0^L d\eta \int_0^\infty \kappa \frac{1}{2} [J_o(\kappa P) |H|^2 + J_o(\kappa Q) H^2] \Phi_n(\eta, \kappa) d\kappa \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.19})$$

$$\begin{aligned} B_S(x, \vec{\rho}) &= \langle S(x, \vec{\rho}_1) S(x, \vec{\rho}_2) \rangle \\ &= \operatorname{Re} \left\{ 4\pi^2 \int_0^L d\eta \int_0^\infty \kappa \frac{1}{2} [J_o(\kappa P) |H|^2 - J_o(\kappa Q) H^2] \Phi_n(\eta, \kappa) d\kappa \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.20})$$

où

$$\begin{aligned} P &= [(\gamma y_1 - \gamma^* y_2)^2 + (\gamma z_1 - \gamma^* z_2)^2]^{1/2} \\ Q &= \gamma [(y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2]^{1/2} \\ \gamma &= (1 + i\alpha\eta)/(1 + i\alpha L) = \gamma_r - i\gamma_i \end{aligned} \quad (\text{B.21})$$

$$\rho = (y^2 + z^2)^{1/2} \quad \rho_1 = (y_1^2 + z_1^2)^{1/2} \quad \rho_2 = (y_2^2 + z_2^2)^{1/2} \quad (\text{B.22})$$

$$|H|^2 = k^2 \exp \left[-\frac{\gamma_i(L - \eta)}{k} \kappa^2 \right] \quad \text{et} \quad H^2 = -k^2 \exp \left[-i \frac{\gamma(L - \eta)}{k} \kappa^2 \right] \quad (\text{B.23})$$

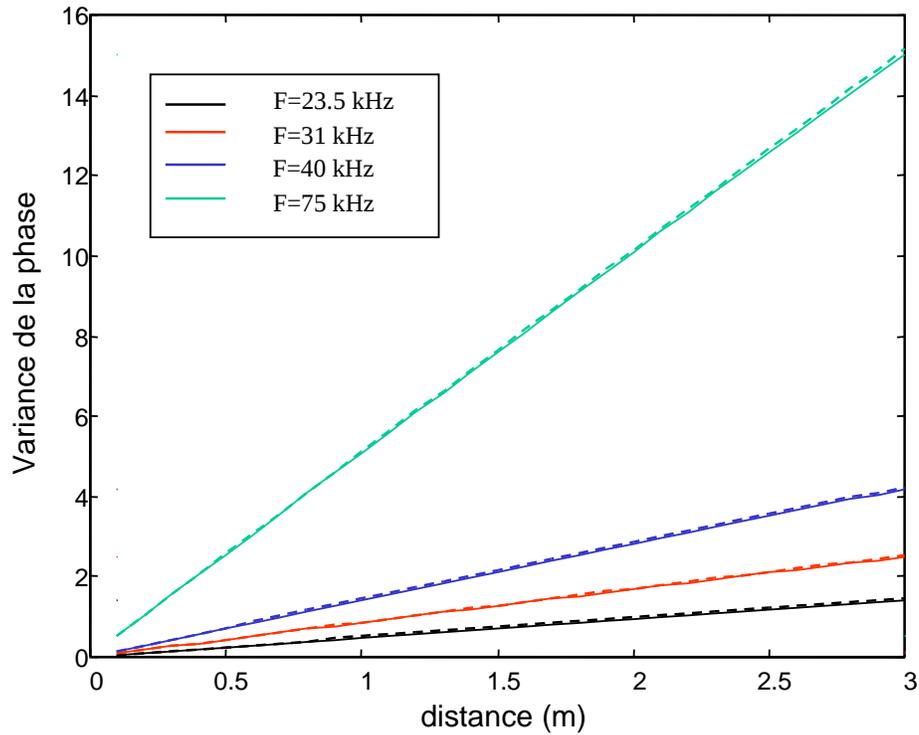


Figure B.2: Comparaison entre la variance de la phase calculée pour une onde sphérique (trait pointillé) et celle calculée pour un faisceau gaussien (trait plein) pour différentes fréquences d'émission

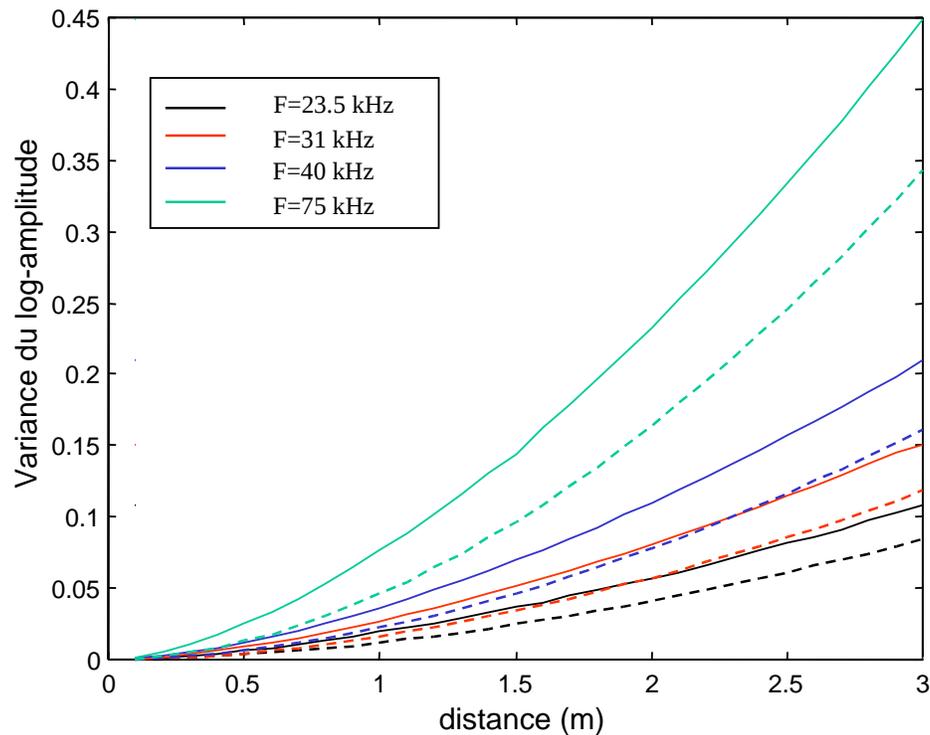


Figure B.3: Comparaison entre la variance de la phase calculée pour une onde sphérique (trait pointillé) et celle calculée pour un faisceau gaussien (trait plein) pour différentes fréquences d'émission

B.3.2 Variance du log-amplitude et de la phase

En introduisant $\rho = 0$ dans les équations B.19 et B.20, on obtient respectivement l'expression de la variance des fluctuations du log-amplitude σ_χ^2 et de la phase σ_S^2 :

$$\sigma_\chi^2 = 2\pi^2 \int_0^L d\eta \int_0^\infty \kappa \left[I_0(2\gamma_i\kappa\rho) |H|^2 + \text{Re}(H^2) \right] \Phi_n(\eta, \kappa) d\kappa \quad (\text{B.24})$$

$$\sigma_S^2 = 2\pi^2 \int_0^L d\eta \int_0^\infty \kappa \left[I_0(2\gamma_i\kappa\rho) |H|^2 - \text{Re}(H^2) \right] \Phi_n(\eta, \kappa) d\kappa \quad (\text{B.25})$$

B.4 Comparaisons dans le cas des fluctuations d'indice modélisées par un spectre de von Karman

Nous avons vu que dans nos expériences, le spectre des fluctuations d'indice peut être modélisé par un spectre de von Karman modifié qui vis à vis des nombres d'onde s'écrit (voir paragraphe 4.2.2):

$$\phi_n(K) = 0.03C_n^2 \left(K^2 + \frac{1}{L_o^2} \right)^{\frac{-11}{6}} \exp\left(\frac{-K^2}{K_m^2} \right) \quad (\text{B.26})$$

Nous avons donc utilisé ce spectre pour calculer les variances du log-amplitude et de la phase du champ de pression acoustique dans le cas d'une onde sphérique et d'un faisceau collimaté gaussien. Ces calculs ont été faits avec des valeurs de L_o , l_o et μ correspondant à celles mesurées dans nos expériences soit $L_o = 0.147\text{m}$, $l_o = 0.005\text{ m}$ et $\mu = 0.0035$.

Nous avons représenté sur la figure B.2, la variance de la phase avec la distance de propagation pour nos quatre fréquences d'émission. Pour chaque fréquence, nous avons calculé la variance dans le cas d'une onde sphérique (équation B.16) et d'un faisceau collimaté gaussien (équation B.25). Nous constatons ainsi que la forme de l'onde incidente a très peu d'effet sur l'évolution de la variance de la phase puisque les deux courbes sont quasi-identiques, quelle que soit la fréquence d'émission.

Une comparaison identique a été menée dans le cas de la variance du log-amplitude. Les résultats sont présentés sur la figure B.3 pour les fréquences d'émission utilisées dans nos expériences. Nous observons alors que la variance du log-amplitude calculée pour un faisceau collimaté gaussien (équation B.24) est toujours plus importante que celle calculée pour une onde sphérique (équation B.15).

Ainsi, nous constatons que la variance du log-amplitude et de la phase augmentent avec la distance de propagation et la fréquence d'émission et que, dans nos expériences, nous sommes toujours dans des onditions telles que $\sigma_\chi^2 \ll \sigma_S^2$.

Annexe C

Résultats complémentaires sur les niveaux sonores relatifs moyens mesurés au voisinage d'une paroi plane

Nous allons présenter dans cette annexe les niveaux sonores relatifs moyens mesurés par le microphone situé à 70 mm de la paroi plane. Nous présenterons tout d'abord les courbes relatives à l'expérience sur la paroi plane parfaitement réfléchissante (figures C.1 à C.12), puis celles relatives à l'expérience sur la paroi recouverte d'un matériau absorbant (figures C.13 à C.18).

C.1 Résultats sur la paroi plane rigide

Nous avons tout d'abord présenté l'évolution des niveaux sonores relatifs moyens mesurés avec et sans turbulence avec la distance de propagation. Ces résultats ont été représentés sur les figures C.1, C.2, C.3 et C.4 pour les fréquences d'émission respectives 23.5 kHz, 31 kHz, 40 kHz et 75 kHz.

Ces résultats expérimentaux ont ensuite été comparés à des simulations numériques obtenues à l'aide de la méthode Split-Step Padé ainsi qu'à la formule analytique de Ostashev. Les comparaisons effectuées dans le cas déterministe sont présentées sur les figures C.5, C.7, C.9 et C.11, celles effectuées dans le cas turbulent sur les figures C.6, C.8, C.10 et C.12.

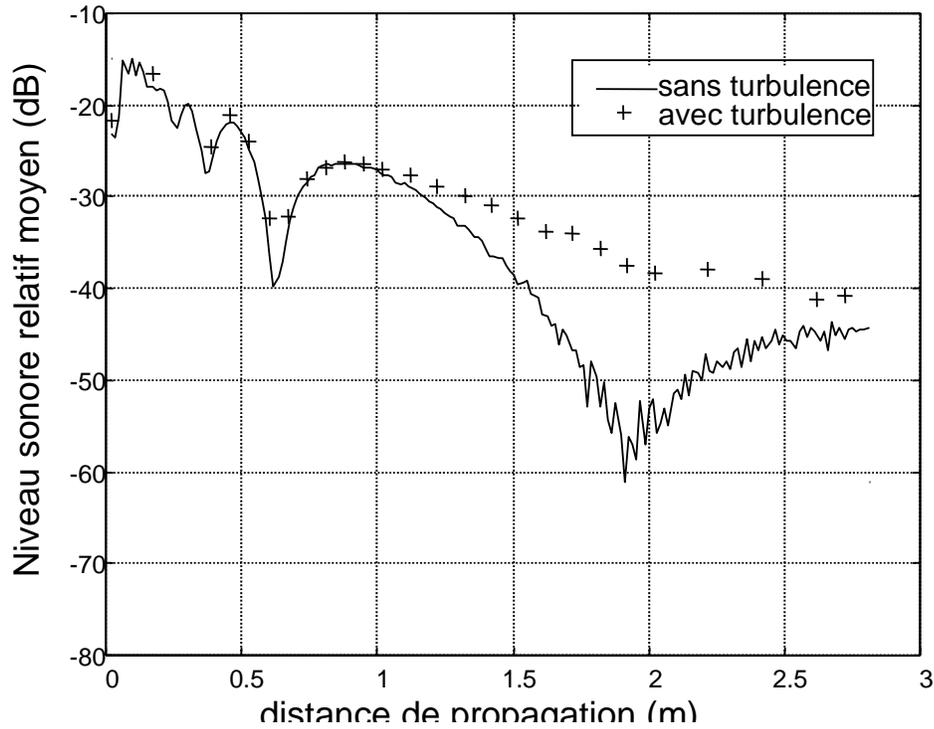


Figure C.1: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés avec et sans turbulence: $f = 23.5kHz$ $H_r = 0.07m$

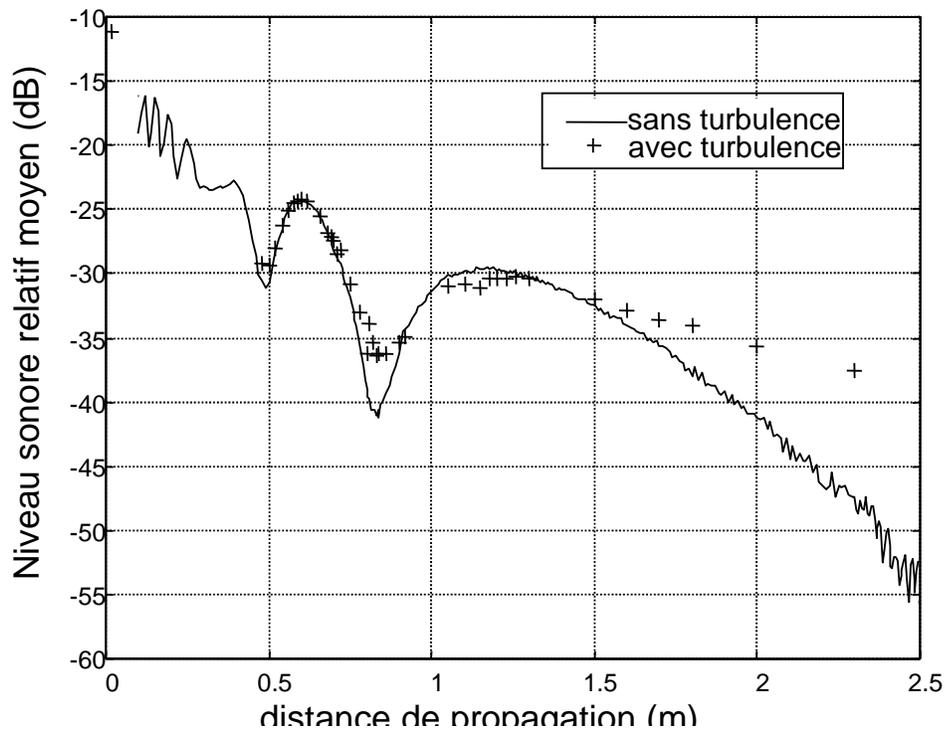


Figure C.2: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés avec et sans turbulence: $f = 31kHz$ $H_r = 0.07m$

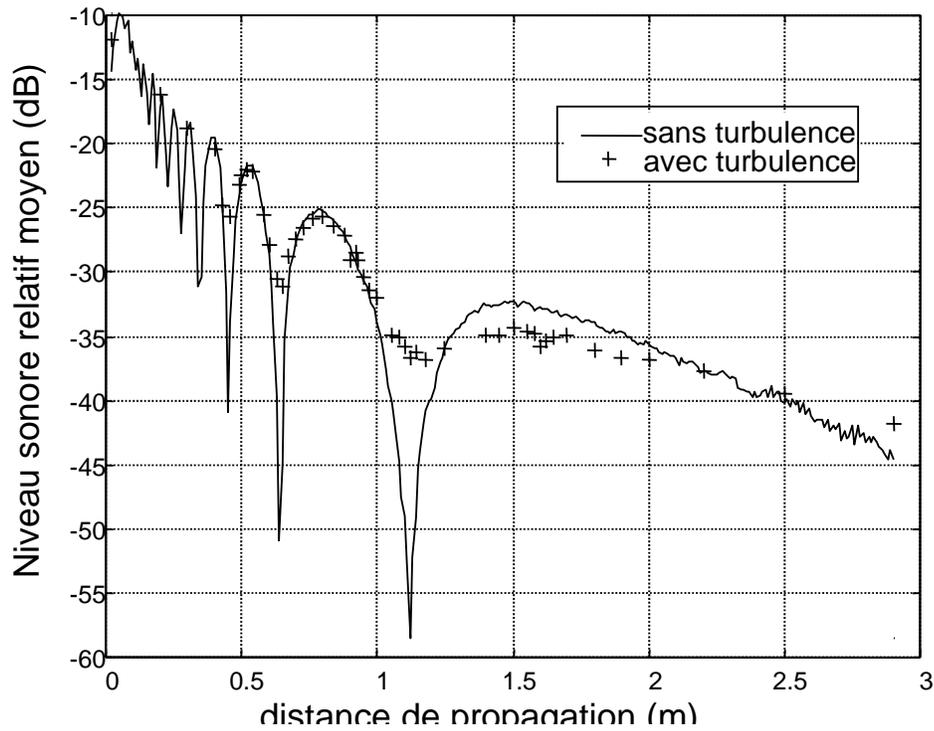


Figure C.3: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés avec et sans turbulence: $f = 40kHz$ $H_r = 0.07m$

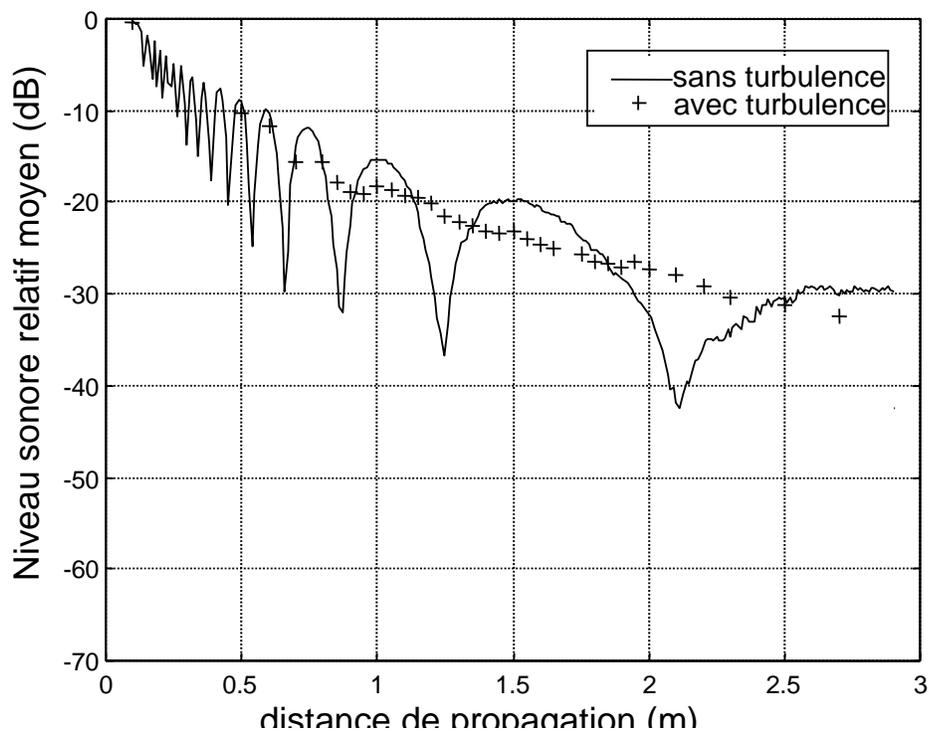


Figure C.4: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés avec et sans turbulence: $f = 75kHz$ $H_r = 0.07m$

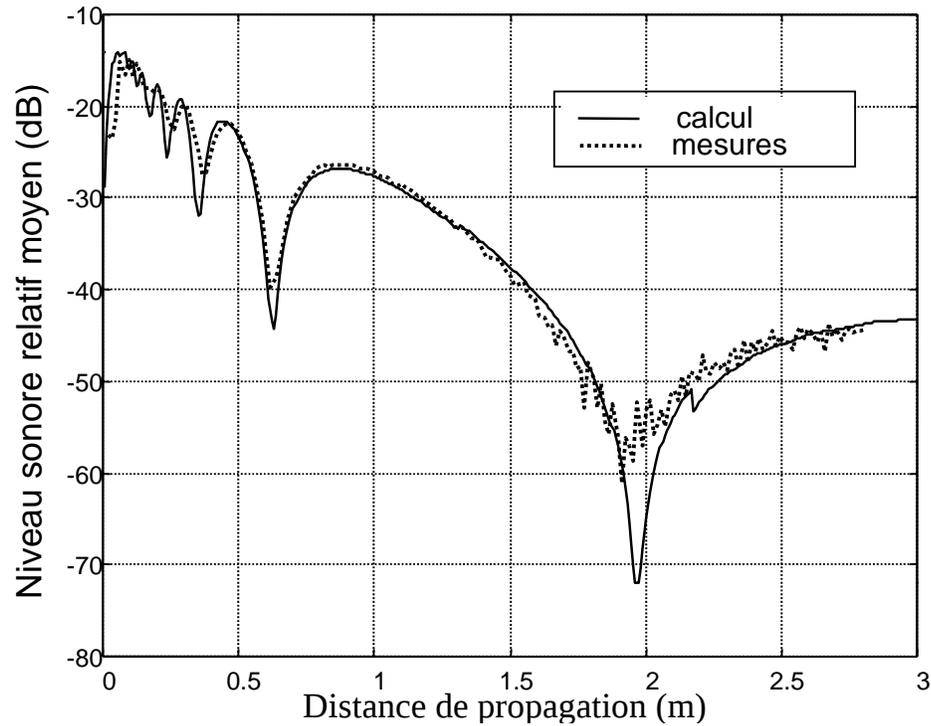


Figure C.5: Comparaison entre les simulations numériques et les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés sans turbulence: $f = 23.5kHz$ $H_r = 0.07m$

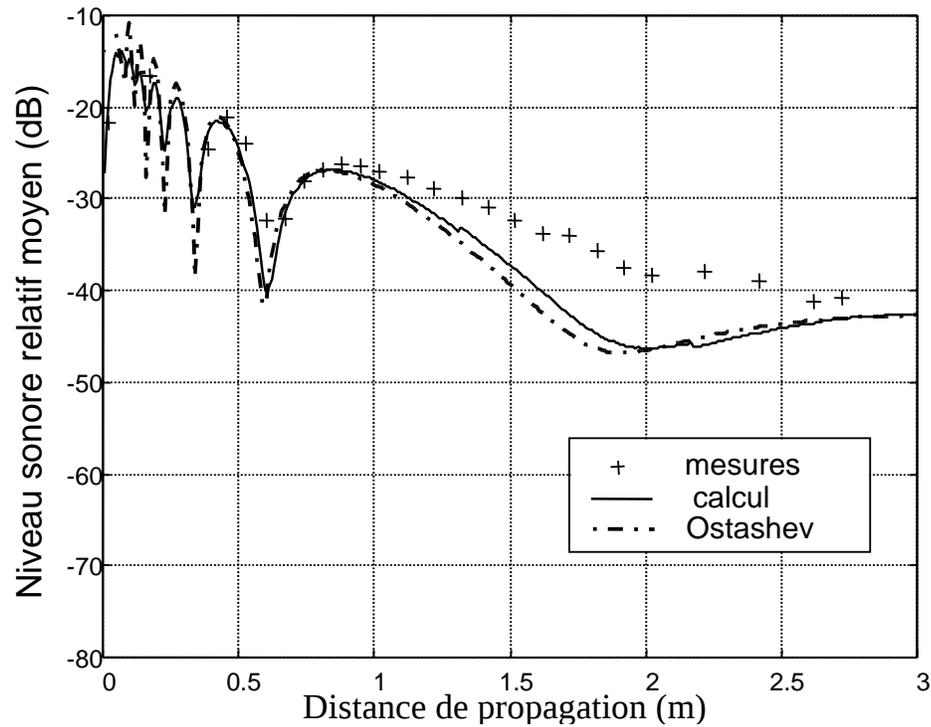


Figure C.6: Comparaison entre les simulations numériques 2D, le modèle 3D de Ostashev et les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés avec turbulence: $f = 23.5kHz$ $H_r = 0.07m$

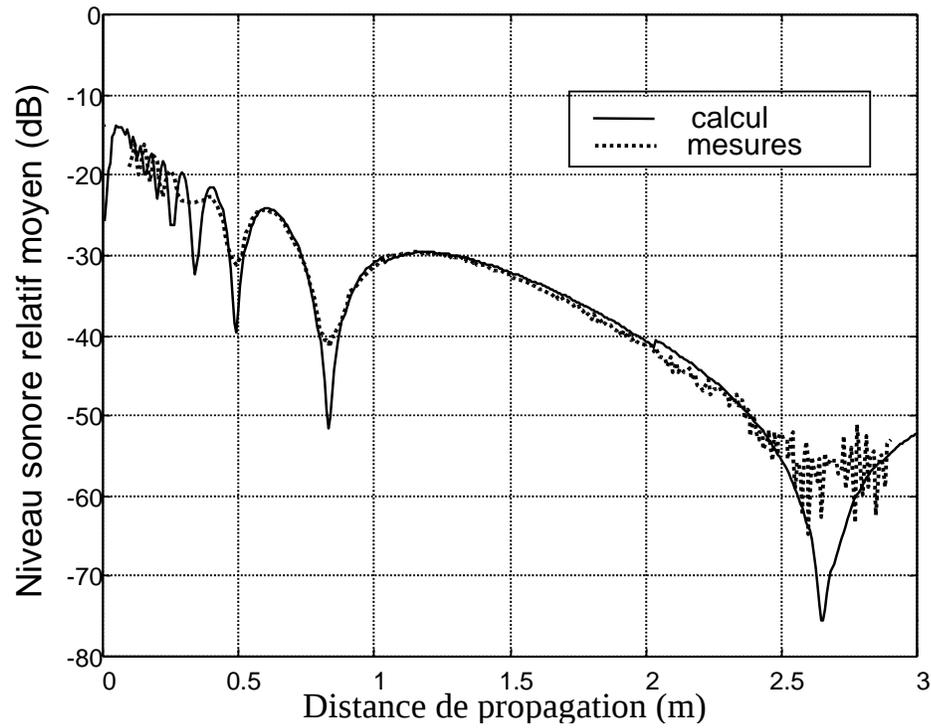


Figure C.7: Comparaison entre les simulations numériques et les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés sans turbulence: $f = 31kHz$ $H_r = 0.07m$

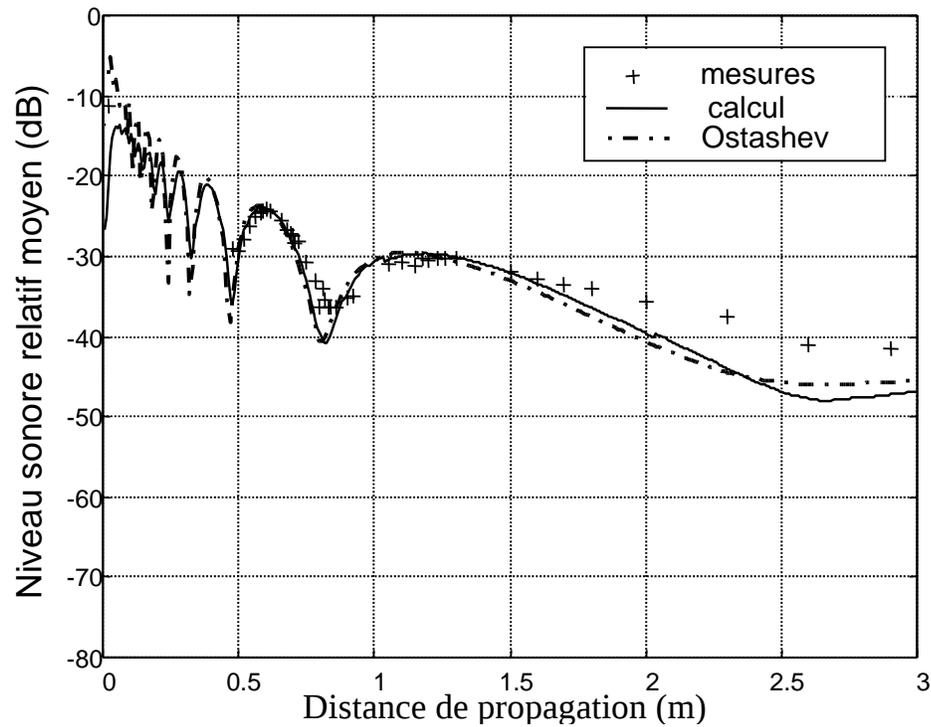


Figure C.8: Comparaison entre les simulations numériques 2D, le modèle 3D de Ostashev et les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés avec turbulence: $f = 31kHz$ $H_r = 0.07m$

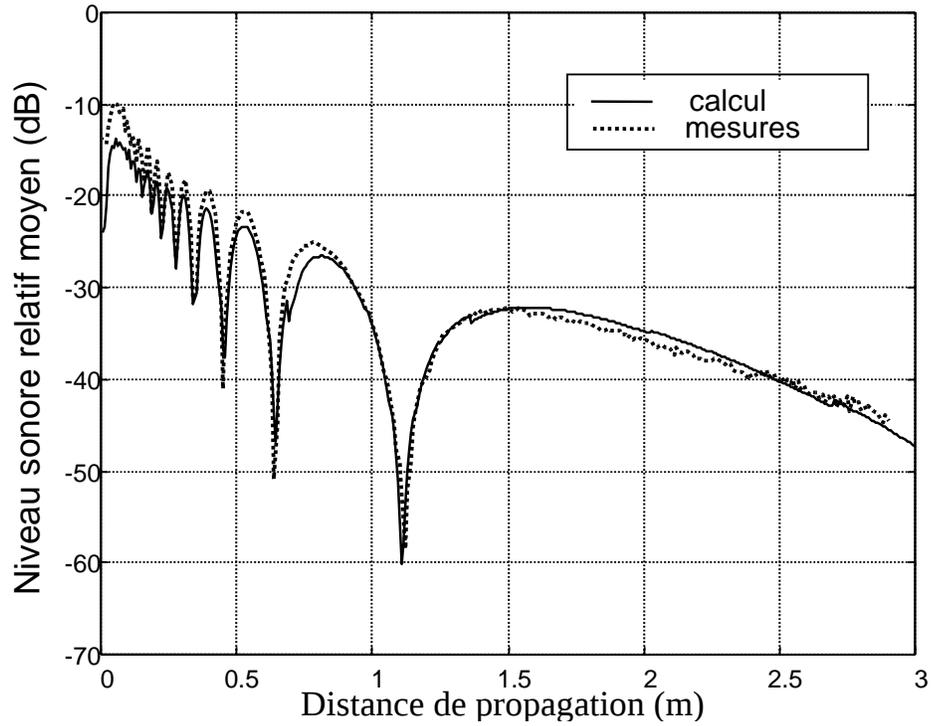


Figure C.9: Comparaison entre les simulations numériques et les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés sans turbulence: $f = 40kHz$ $H_r = 0.07m$

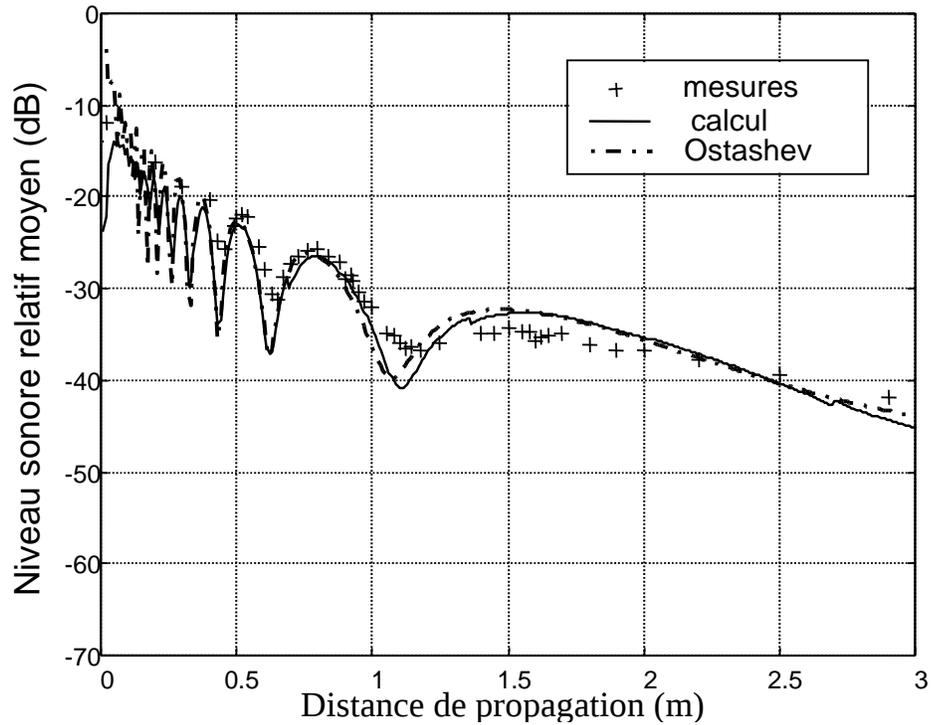


Figure C.10: Comparaison entre les simulations numériques 2D, le modèle 3D de Ostashev et les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés avec turbulence: $f = 40kHz$ $H_r = 0.07m$

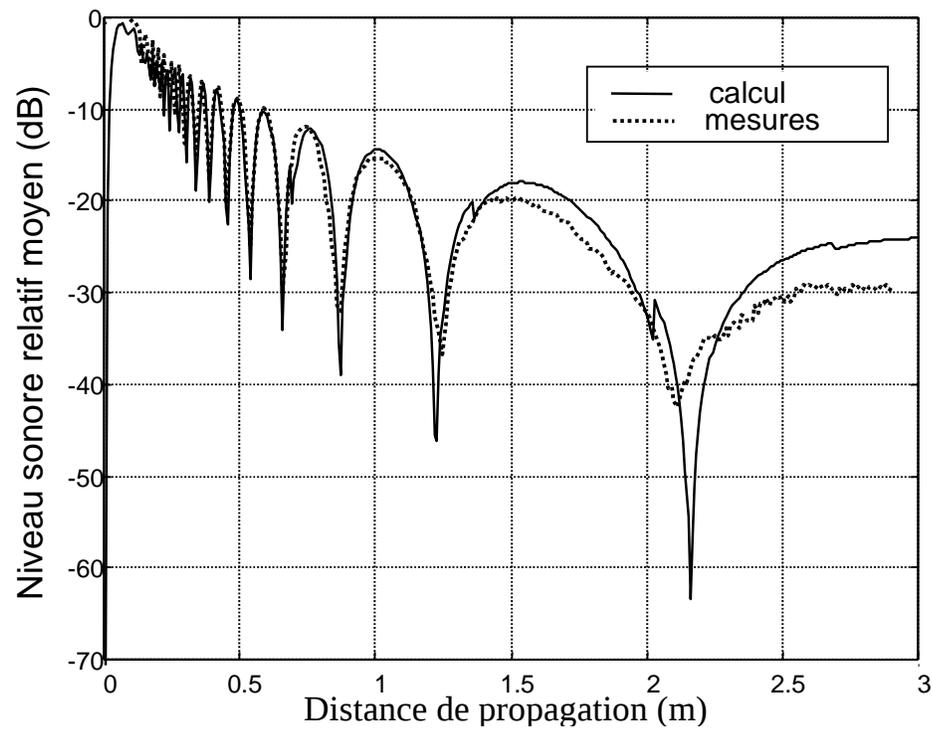


Figure C.11: Comparaison entre les simulations numériques et les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés sans turbulence: $f = 75kHz$ $H_r = 0.07m$

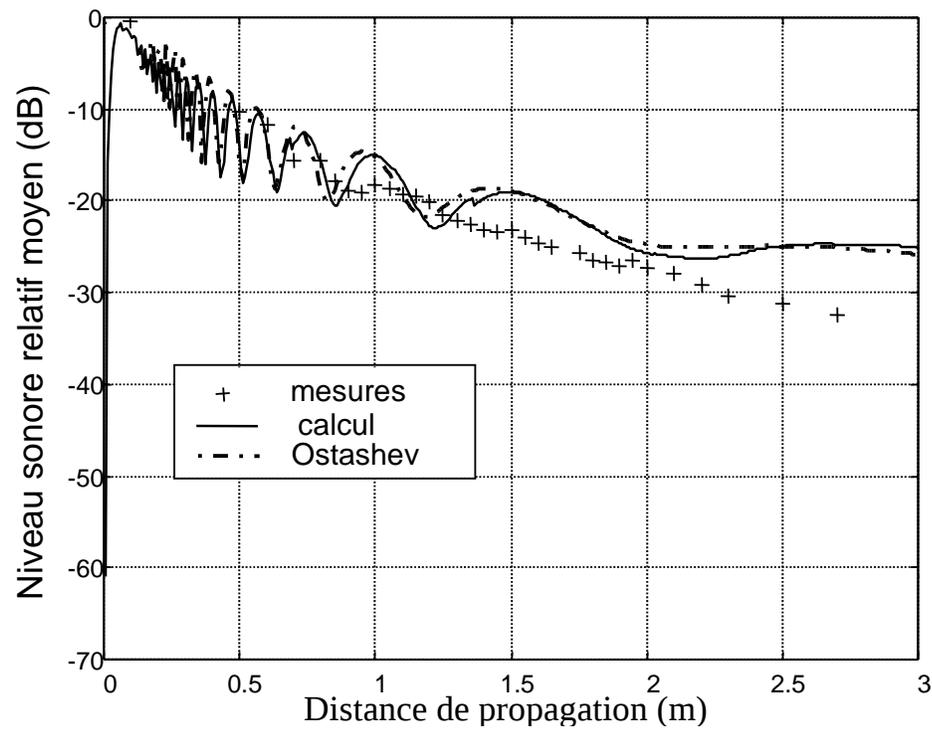


Figure C.12: Comparaison entre les simulations numériques 2D, le modèle 3D de Ostashev et les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés avec turbulence: $f = 75kHz$ $H_r = 0.07m$

C.2 Résultats sur la paroi plane absorbante

Nous avons ensuite présenté l'évolution des niveaux sonores relatifs moyens avec la distance de propagation dans le cas d'une paroi plane recouverte d'une feutrine. Dans cette configuration, nous n'avons étudié que trois fréquences d'émission: la figure C.13 concerne les résultats obtenus pour une fréquence d'émission de 31 kHz, la figure C.15 ceux obtenus pour la fréquence 40 kHz et la figure C.17 ceux relatifs à la fréquence 75 kHz.

Nous avons vu dans le chapitre 4 que les comparaisons calculs-mesures étaient délicates: en effet, nous ne connaissons pas la valeur exacte de l'impédance de la feutrine pour nos fréquences d'émission. Ainsi, comme dans le cas du microphone situé à 100 mm de la paroi, nous avons choisi de présenter séparément les résultats obtenus par simulations numériques. Ceux-ci sont représentés sur les figures C.14, C.16 et C.18 pour les trois fréquences d'émission

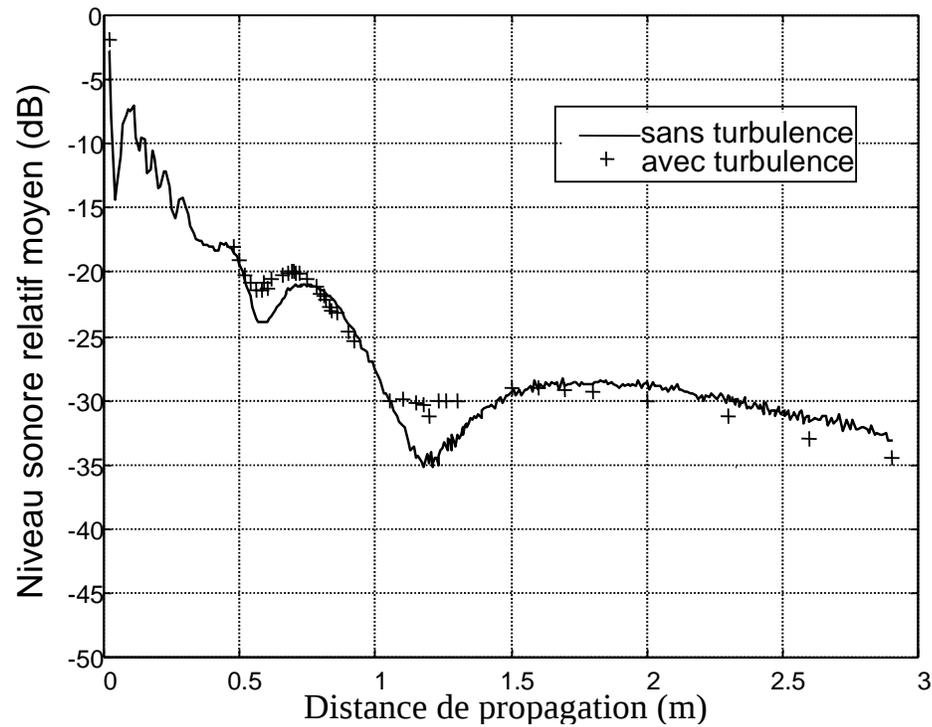


Figure C.13: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés sur un sol à impédance avec et sans turbulence: $f = 31kHz$ $H_r = 0.07m$

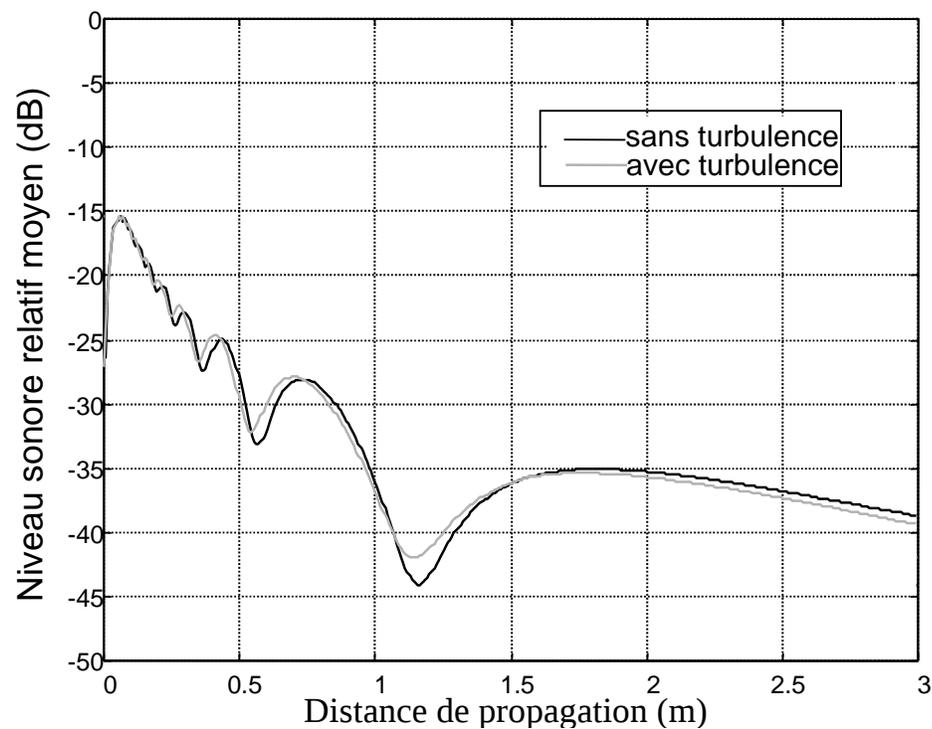


Figure C.14: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens calculés avec et sans turbulence: $f = 31kHz$ $H_r = 0.07m$ $\sigma = 500000kg * m^{-3} * s^{-1}$

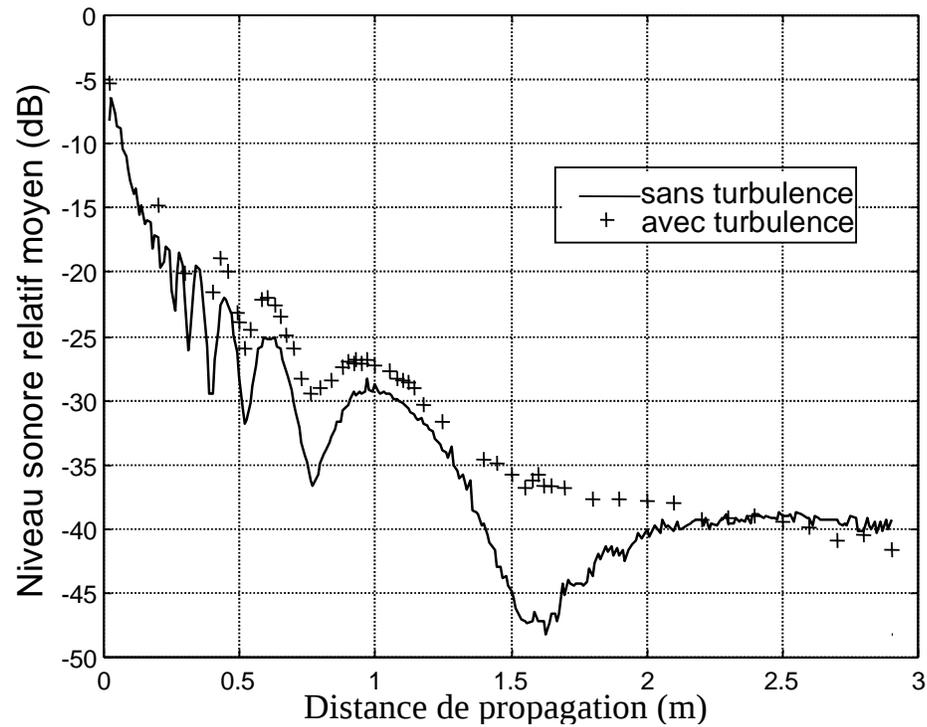


Figure C.15: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés sur un sol à impédance avec et sans turbulence: $f = 40kHz$ $H_r = 0.07m$

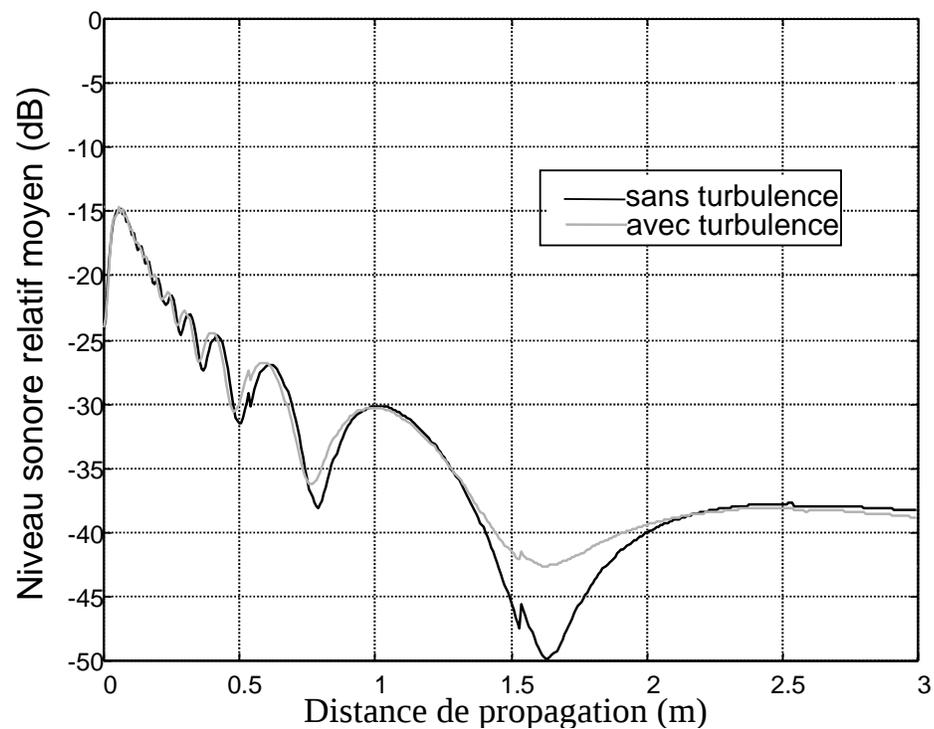


Figure C.16: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens calculés avec et sans turbulence: $f = 40kHz$ $H_r = 0.07m$ $\sigma = 500000kg * m^{-3} * s^{-1}$

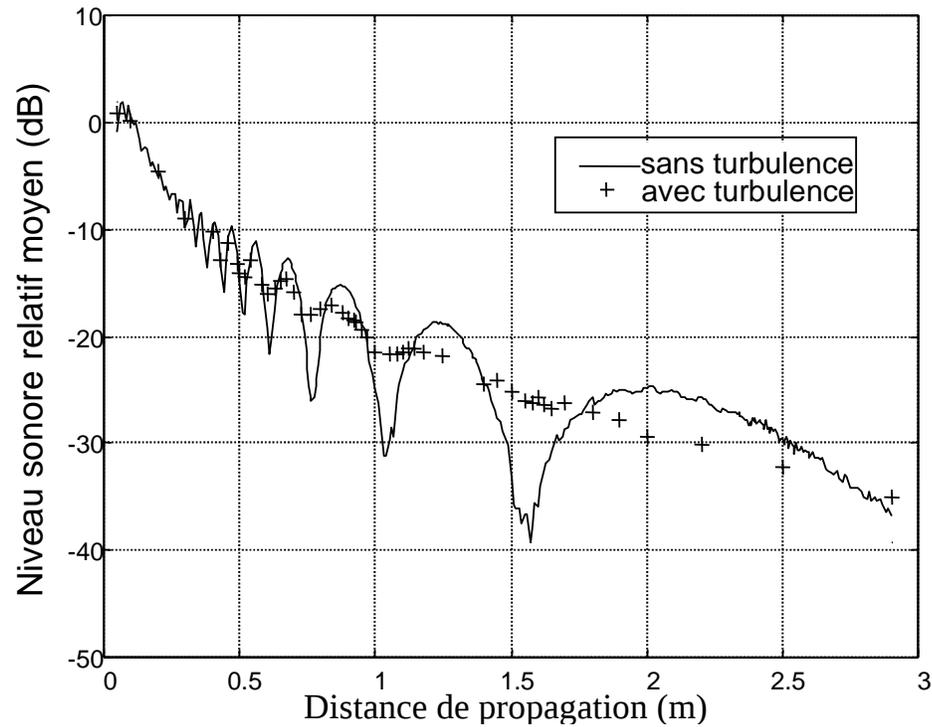


Figure C.17: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens mesurés sur un sol à impédance avec et sans turbulence: $f = 75kHz$ $H_r = 0.07m$

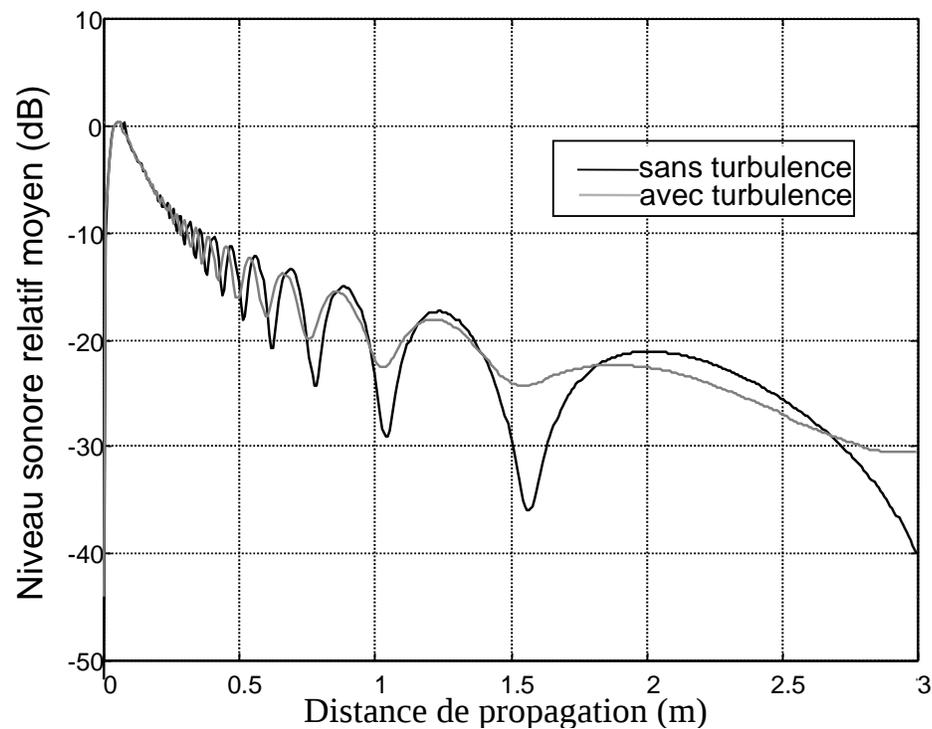


Figure C.18: Comparaison entre les répartitions longitudinales des niveaux sonores relatifs moyens calculés avec et sans turbulence: $f = 75kHz$ $H_r = 0.07m$ $\sigma = 450000kg * m^{-3} * s^{-1}$

Annexe D

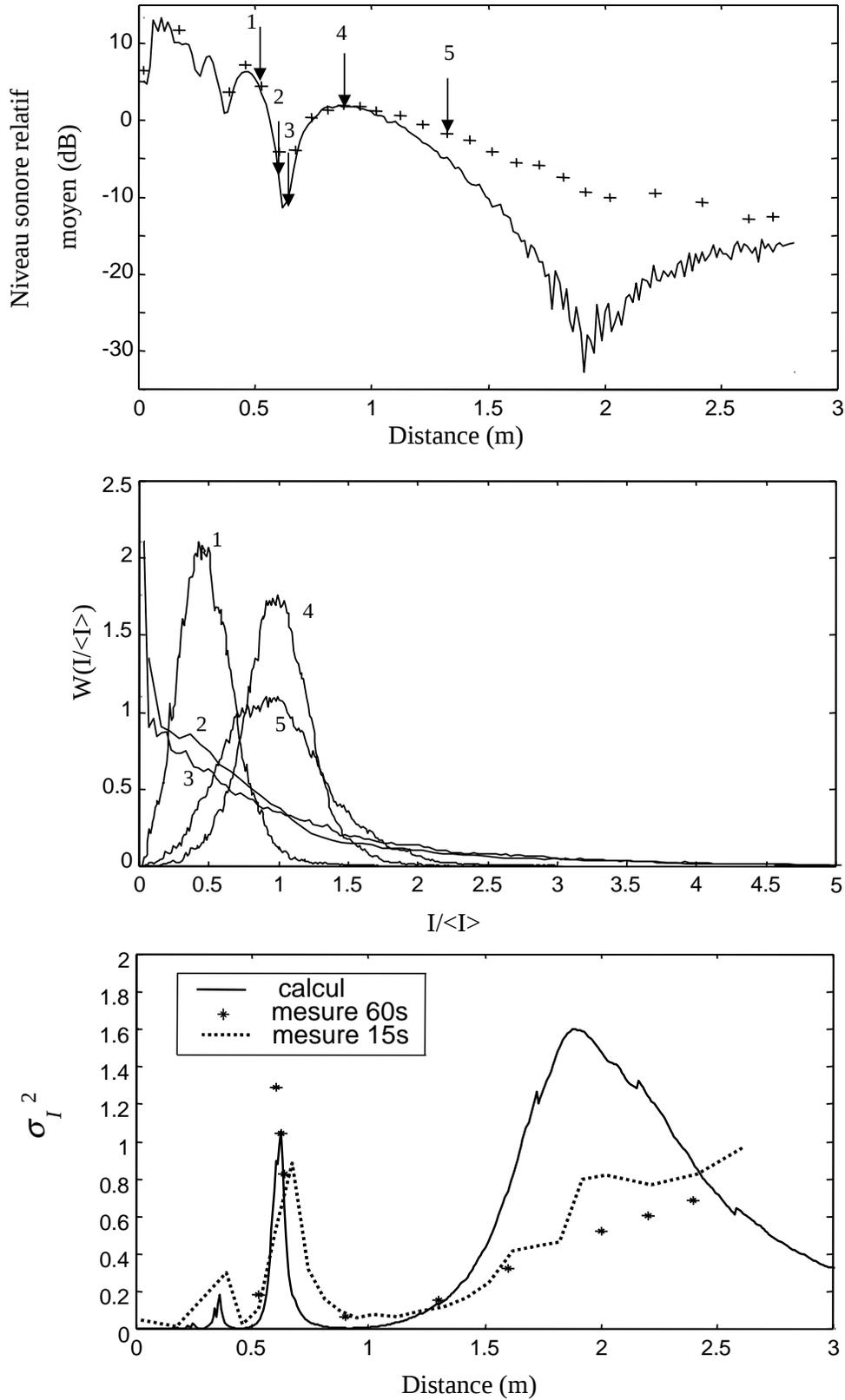
Fluctuations du niveau sonore au voisinage de la paroi plane

Nous allons présenter dans cette annexe les résultats expérimentaux concernant les moments d'ordre 4 en un point du champ de pression acoustique au voisinage d'une paroi plane. Nous avons présenté ces résultats pour différentes fréquences d'émission (23.5 kHz, 31 kHz, 40 kHz et 75 kHz) et pour chacun des deux microphones. Rappelons que le premier microphone est fixé à 70 mm de la paroi et le second à 100 mm de la paroi (c'est à dire en face de la source).

Pour une fréquence d'émission et un récepteur donnés nous avons à chaque fois tracé:

- l'évolution du niveau sonore relatif moyen avec la distance de propagation, avec et sans turbulence
- les densités de probabilité des fluctuations normalisées d'intensité $w (I / \langle I \rangle)$ mesurés en des maxima ou minima de pression acoustique
- l'évolution de la variance normalisée des fluctuations d'intensité σ_I^2 avec la distance de propagation

Ces quantités seront d'abord présentées dans le cas de la paroi rigide (figures D.1 à D.4) puis dans le cas de la paroi absorbante (figures D.5 à D.9).

Figure D.1: Sol rigide $f = 23.5kHz$ $H_r = 0.07m$

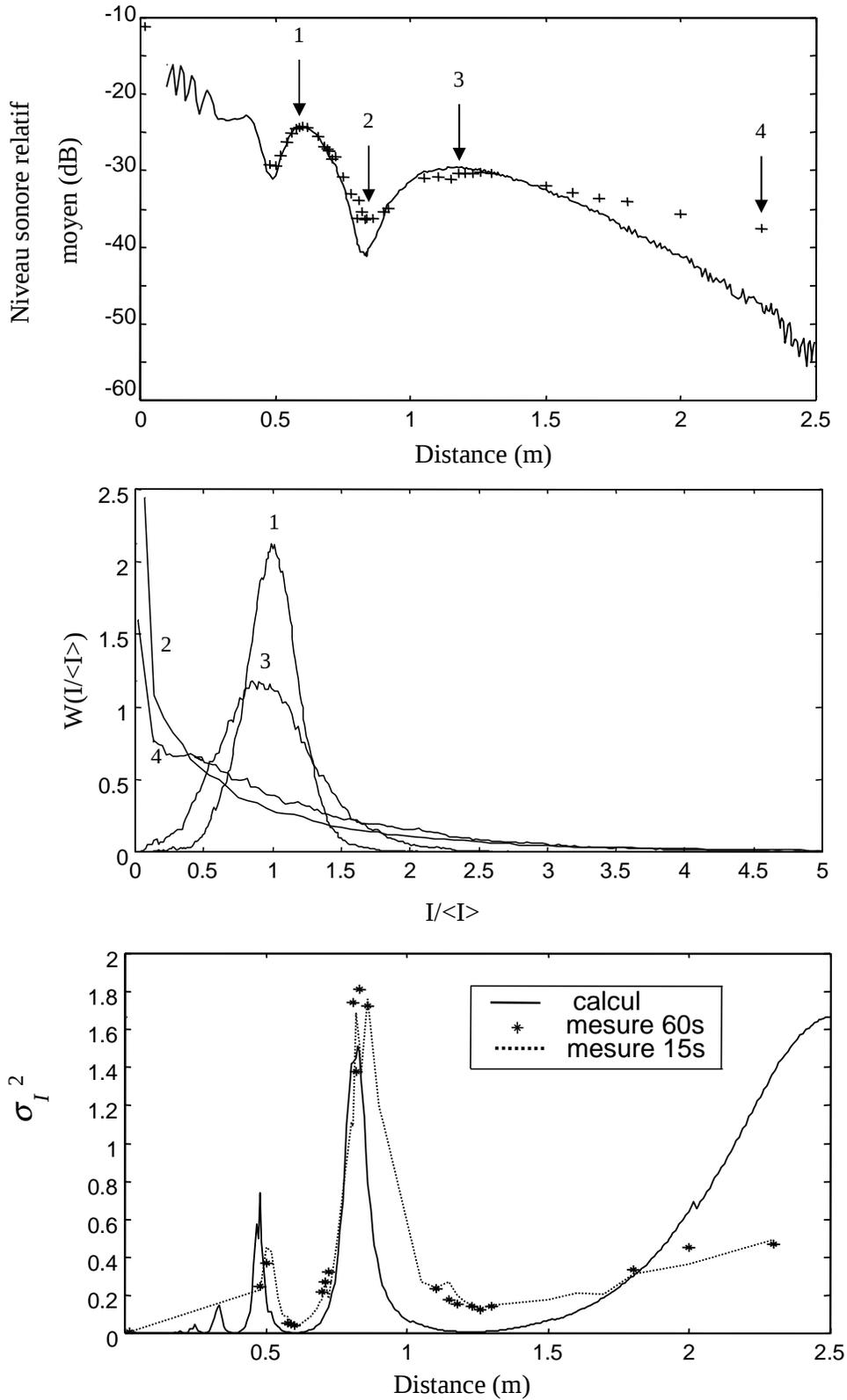
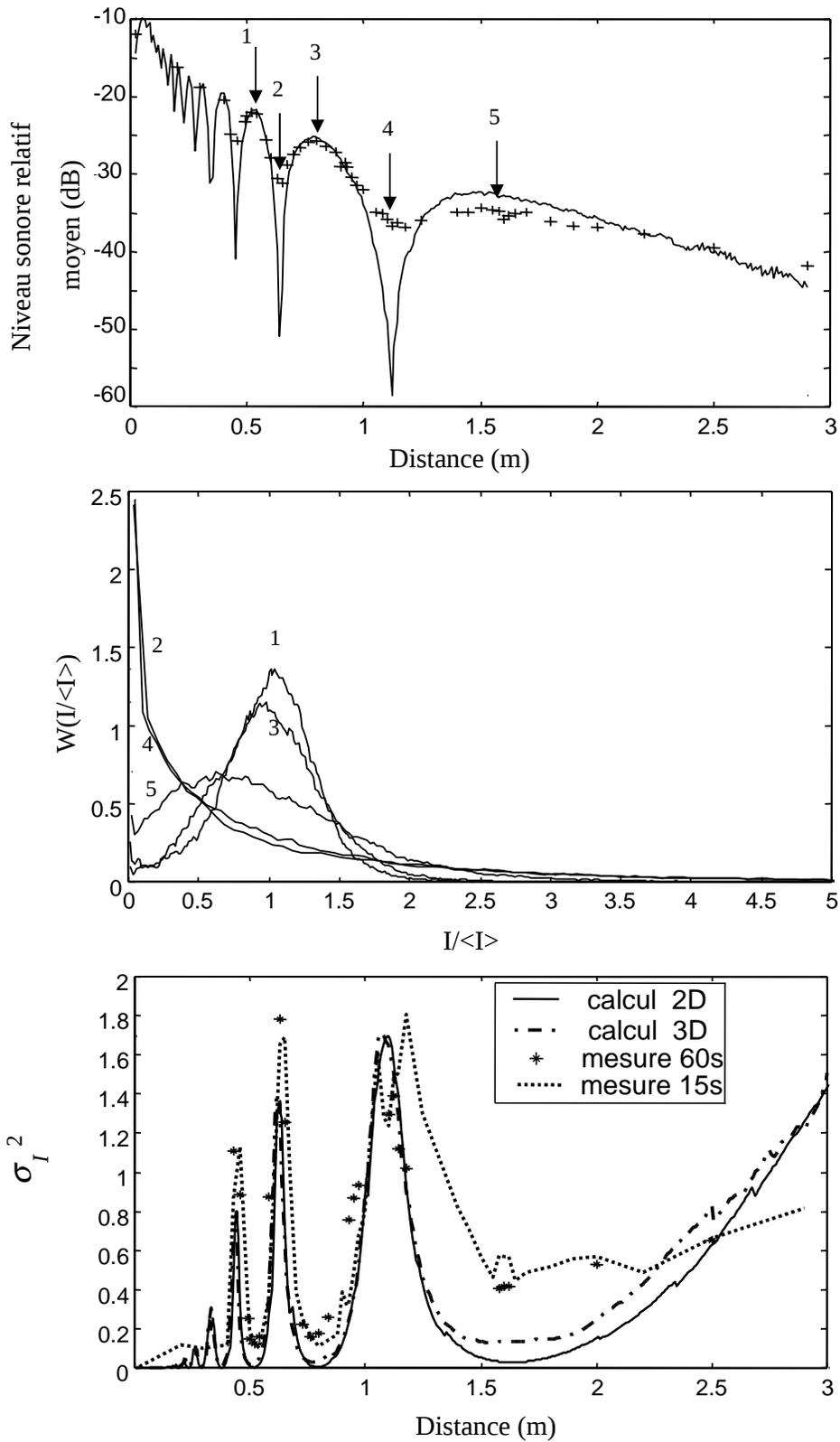


Figure D.2: Sol rigide $f = 31kHz$ $H_r = 0.07m$

Figure D.3: Sol rigide $f = 40kHz$ $H_r = 0.07m$

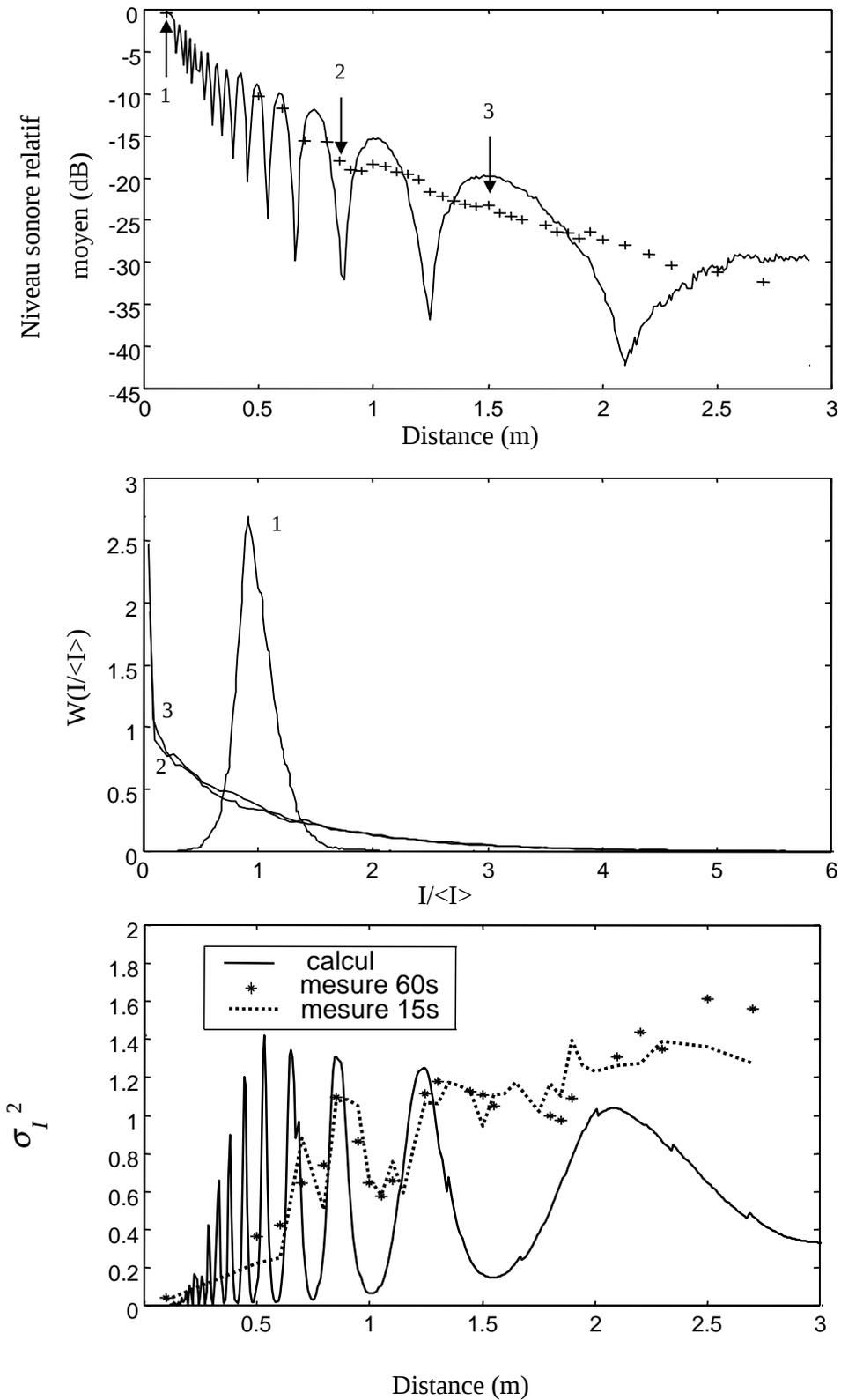


Figure D.4: Sol rigide $f = 75kHz$ $H_r = 0.07m$

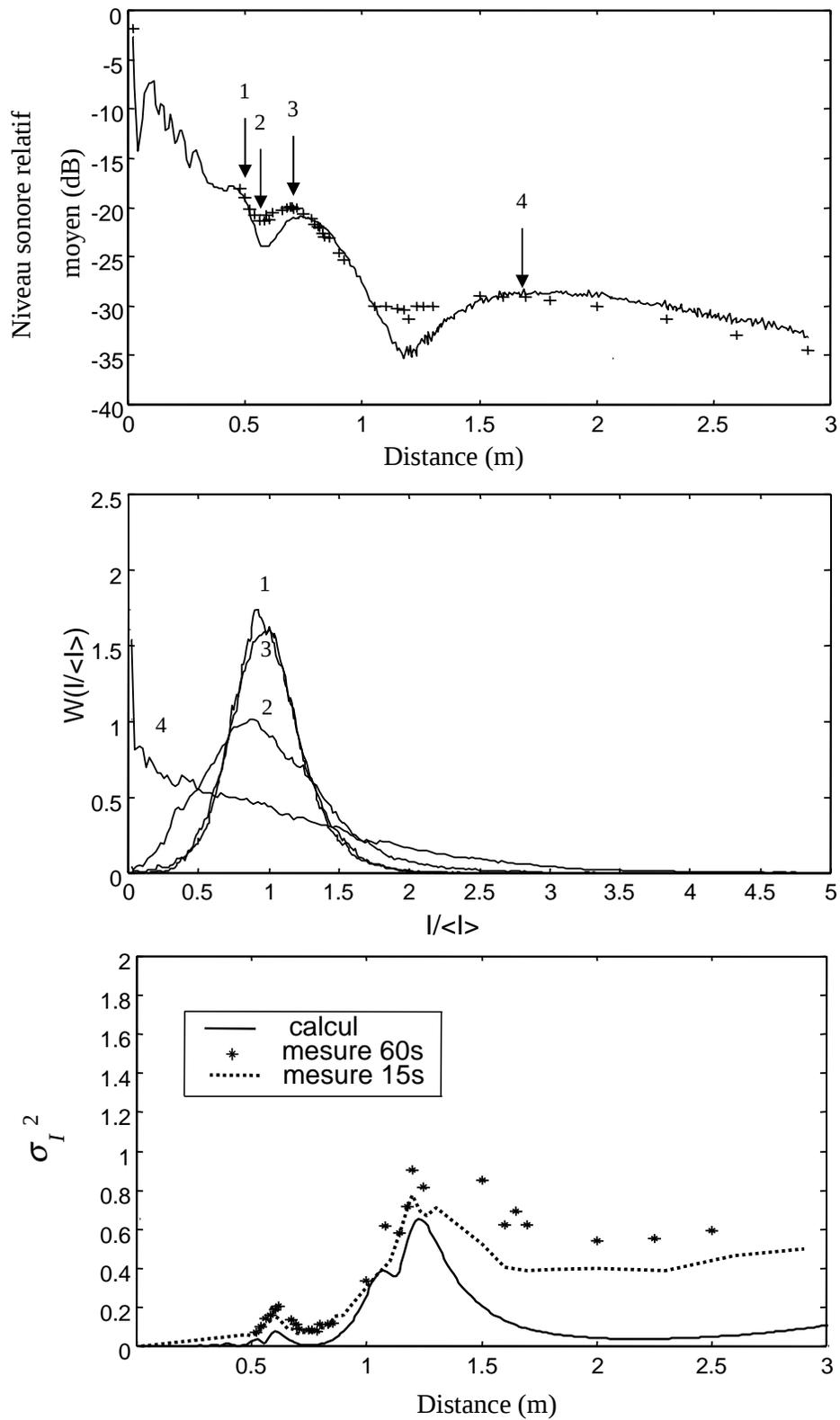


Figure D.5: Sol à impédance $f = 31\text{kHz}$ $H_r = 0.07\text{m}$ $\sigma = 500000\text{kg} * \text{m}^{-3} * \text{s}^{-1}$

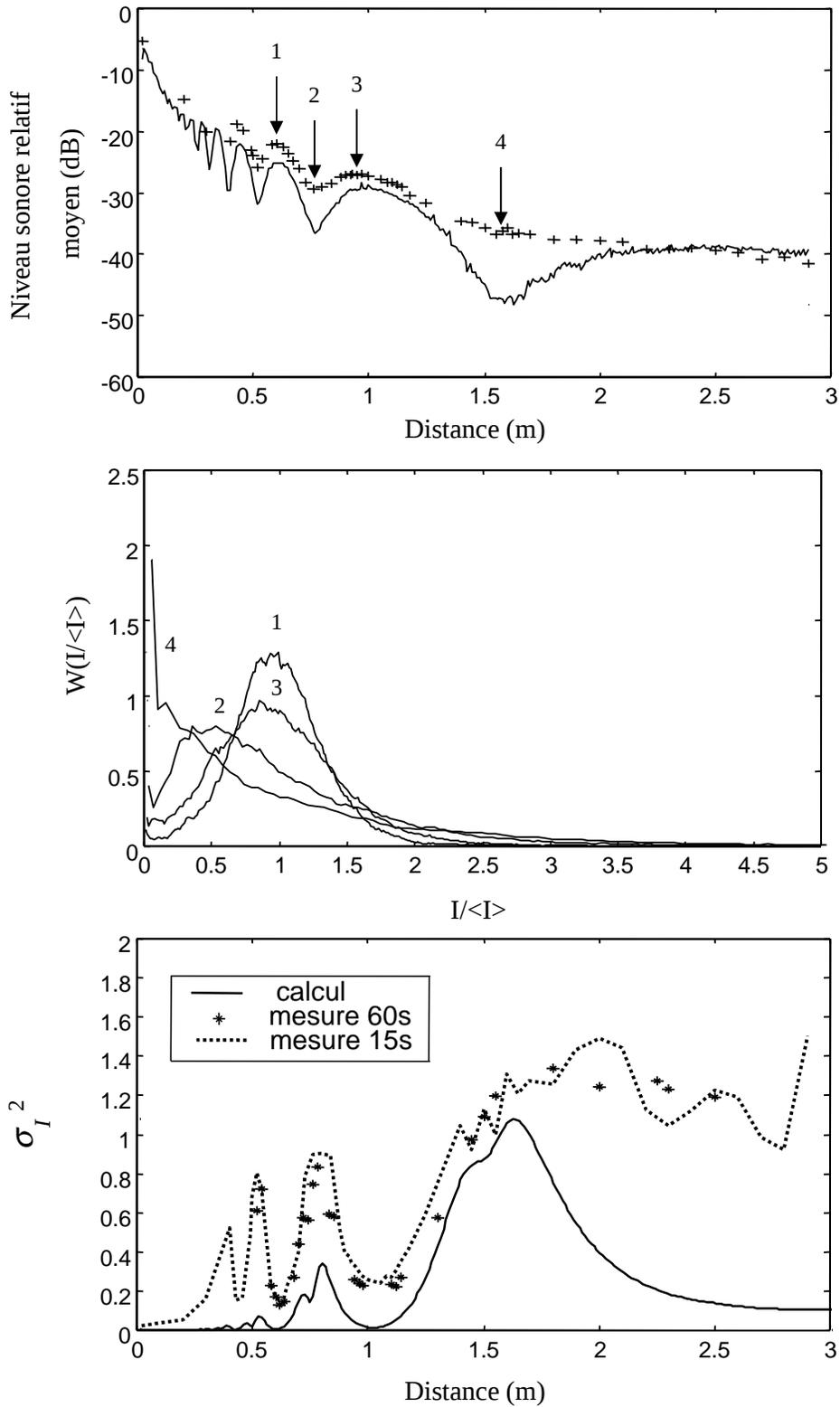


Figure D.6: Sol à impédance $f = 40kHz$ $H_r = 0.07m$ $\sigma = 500000kg * m^{-3} * s^{-1}$

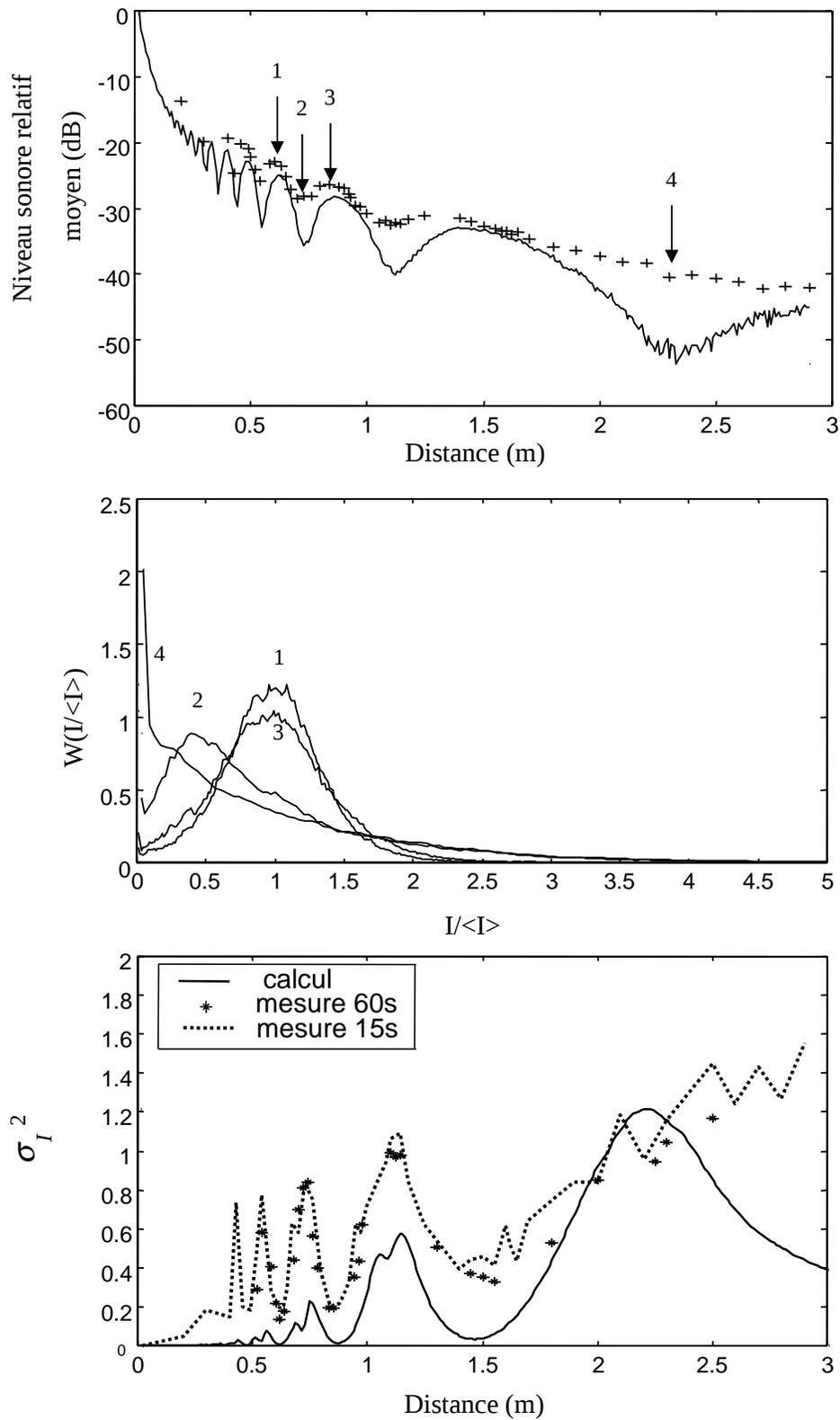


Figure D.7: Sol à impédance $f = 40\text{kHz}$ $H_r = 0.1\text{m}$ $\sigma = 500000\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$

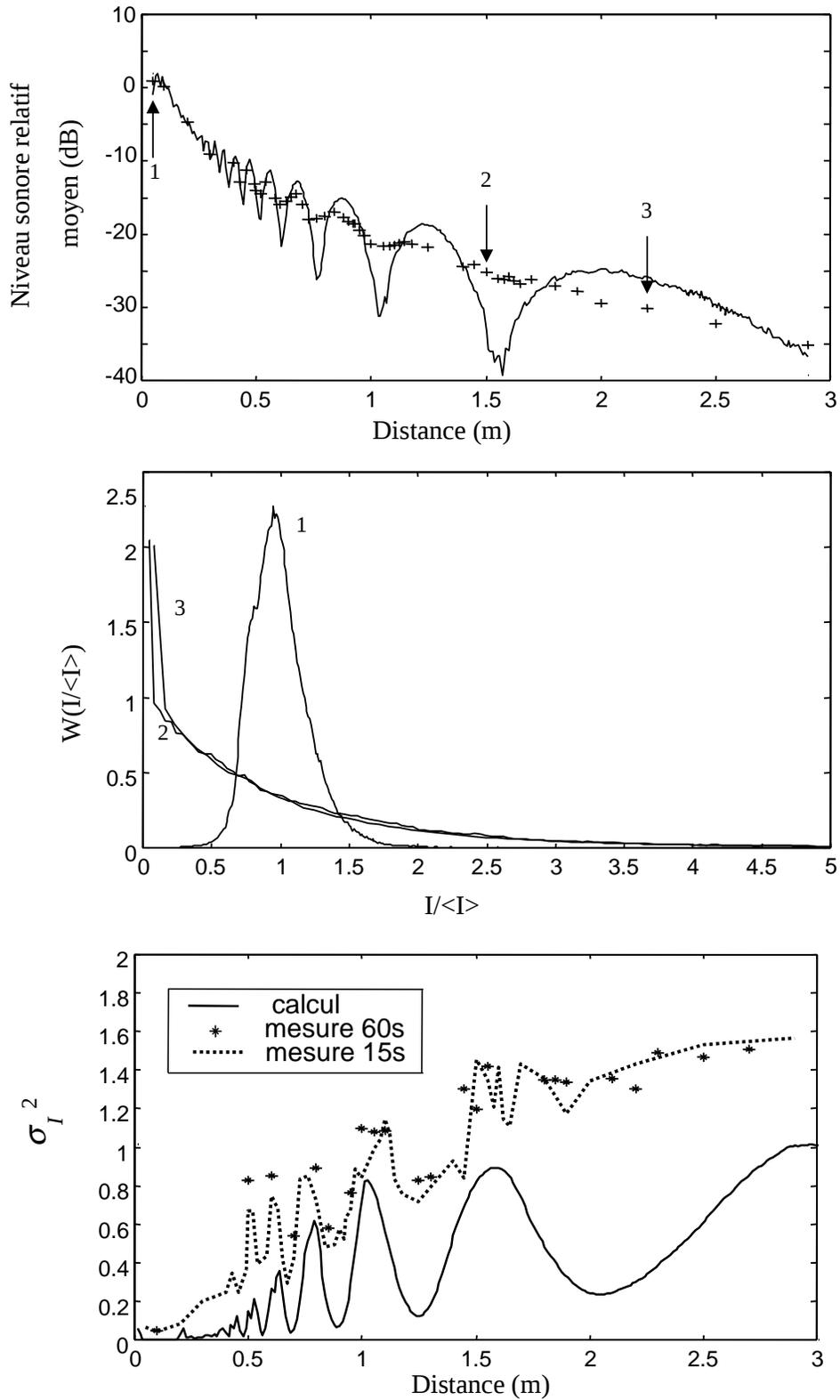


Figure D.8: Sol à impédance $f = 75kHz$ $H_r = 0.07m$ $\sigma = 450000kg * m^{-3} * s^{-1}$

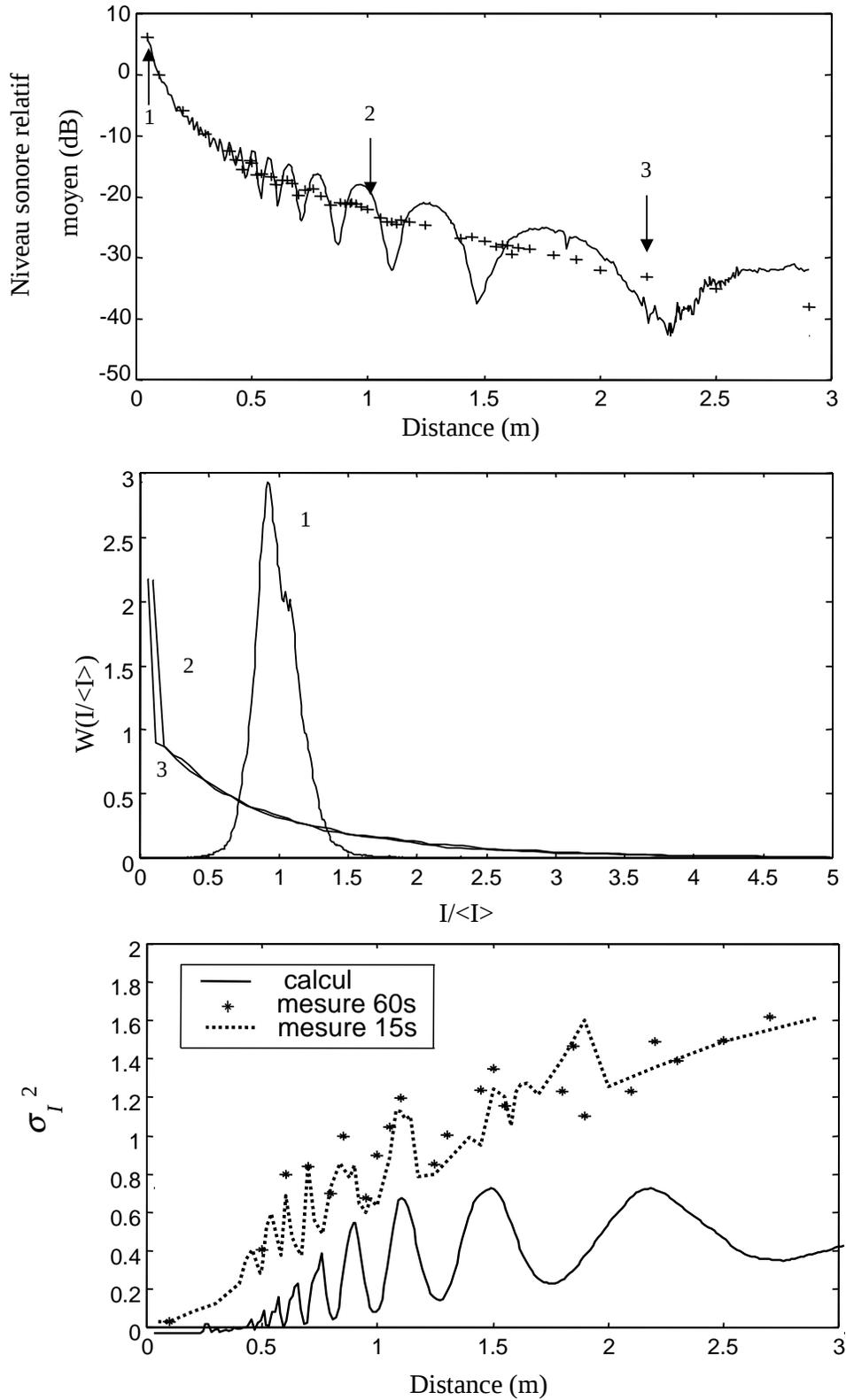


Figure D.9: Sol à impédance $f = 75\text{kHz}$ $H_r = 0.1\text{m}$ $\sigma = 450000\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$

Annexe E

Niveaux sonores moyens mesurés au voisinage d'une paroi courbe

Nous présentons, dans cette annexe, l'évolution du niveau sonore moyen avec la distance normale à la paroi pour chaque section de mesure et toutes les fréquences d'émission. A côté de chacune nous avons fait un schéma indiquant la position des points par rapport à la paroi ainsi que la limite géométrique entre la zone éclairée et la zone d'ombre. Les différentes mesures sont regroupées de la façon suivante:

- les figures E.1 à E.3 concernent la fréquence d'émission 23.5kHz
- les figures E.4 à E.6 concernent la fréquence d'émission 31kHz
- les figures E.7 à E.9 concernent la fréquence d'émission 40kHz
- les figures E.10 à E.13 concernent la fréquence d'émission 75kHz

Sur chaque figure, les courbes en trait plein indiquent les résultats expérimentaux obtenus sans turbulence et celles en pointillés, les mesures avec turbulence.

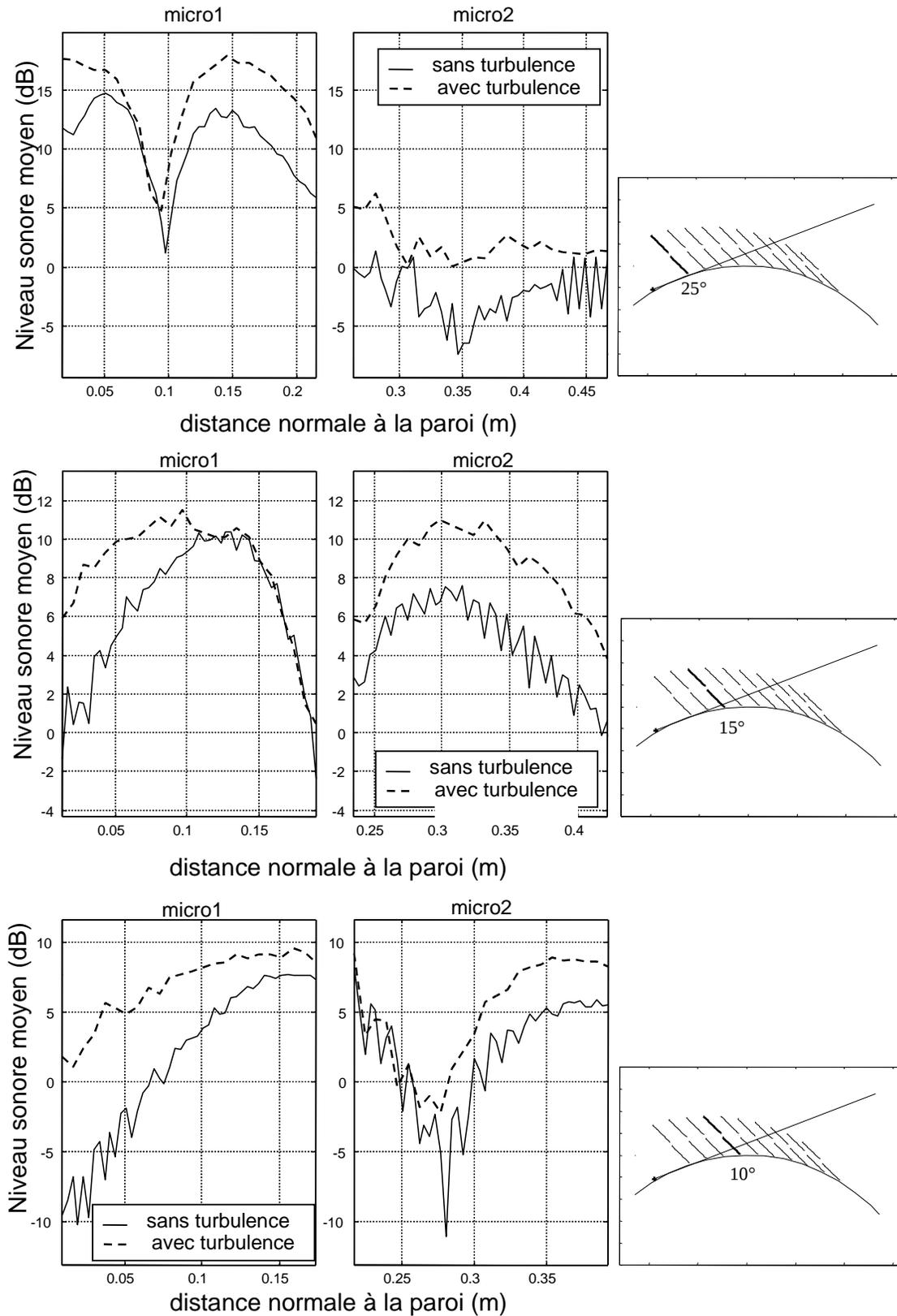


Figure E.1: Comparaison entre les profils expérimentaux mesurés avec et sans turbulence pour les angles respectifs $\Theta = 25^\circ$, $\Theta = 15^\circ$, $\Theta = 10^\circ$ pour une fréquence $f=23.5$ kHz et une source placée à $h_s = 2$ cm de la paroi

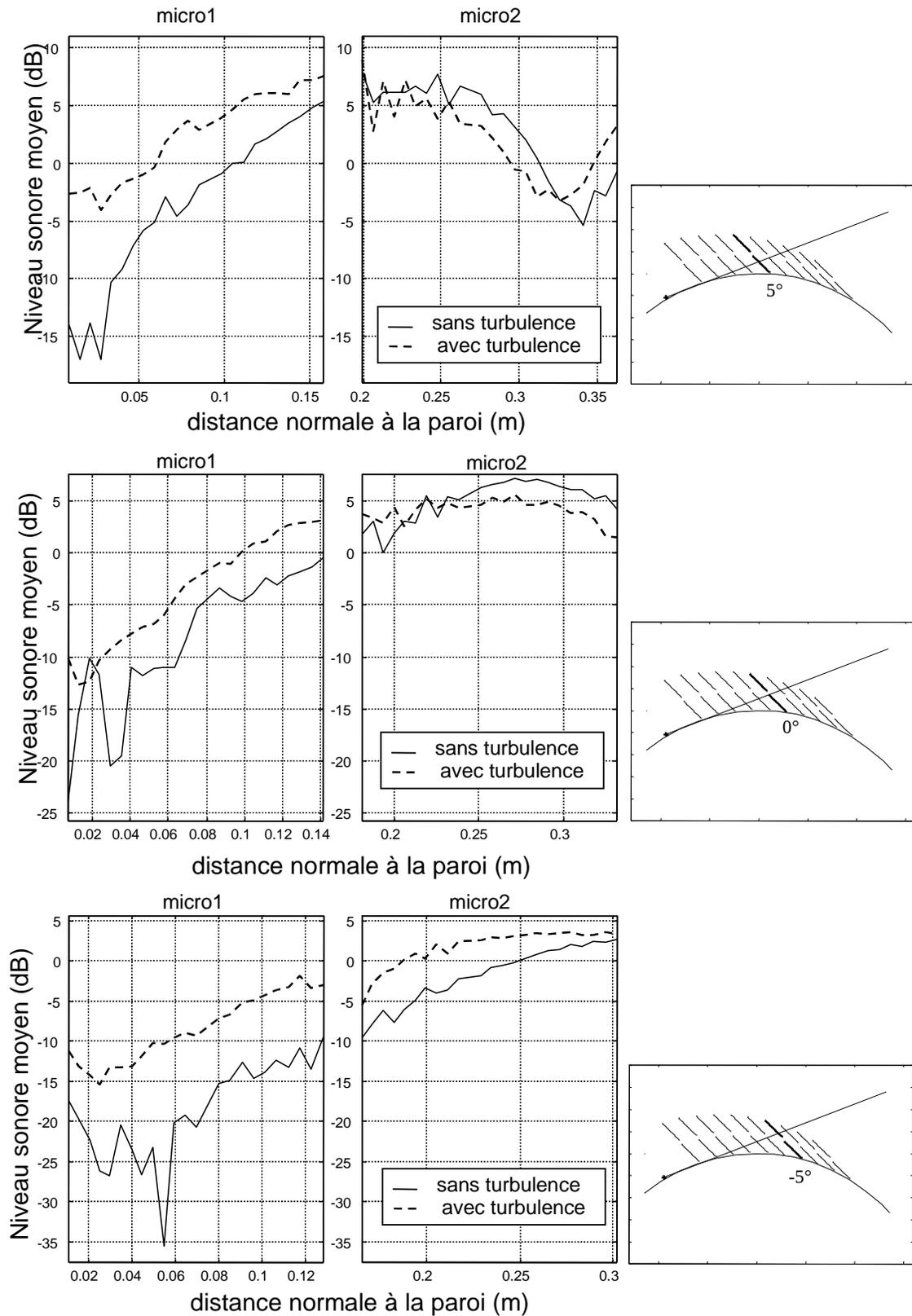


Figure E.2: Comparaison entre les profils expérimentaux mesurés avec et sans turbulence pour les angles respectifs $\Theta = 5^\circ$, $\Theta = 0^\circ$, $\Theta = -5^\circ$ pour une fréquence $f = 23.5$ kHz et une source placée à $h_s = 2$ cm de la paroi

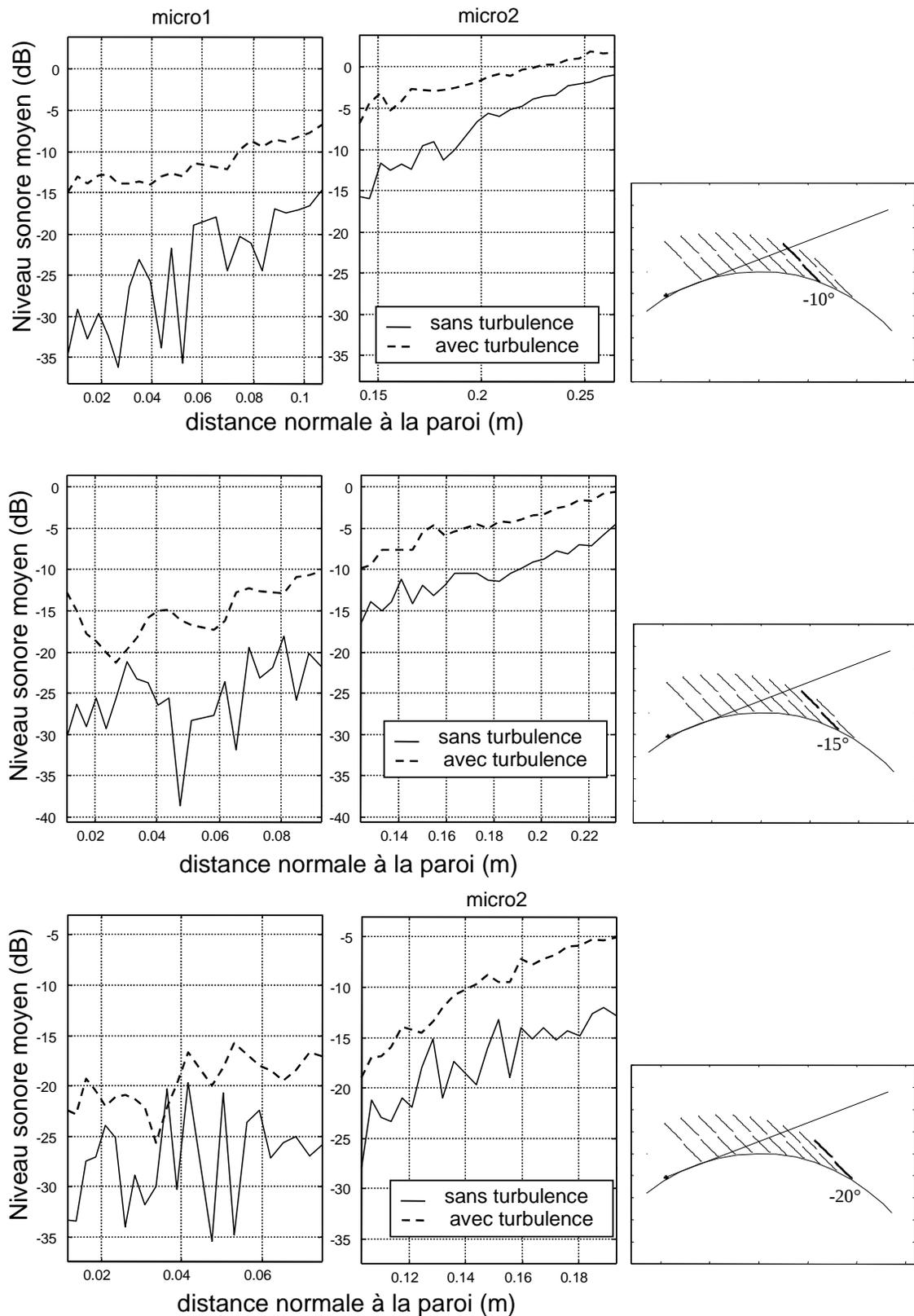


Figure E.3: Comparaison entre les profils expérimentaux mesurés avec et sans turbulence pour les angles respectifs $\Theta = -10^\circ, \Theta = -15^\circ, \Theta = -20^\circ$ pour une fréquence $f=23.5$ kHz et une source placée à $h_s = 2$ cm de la paroi

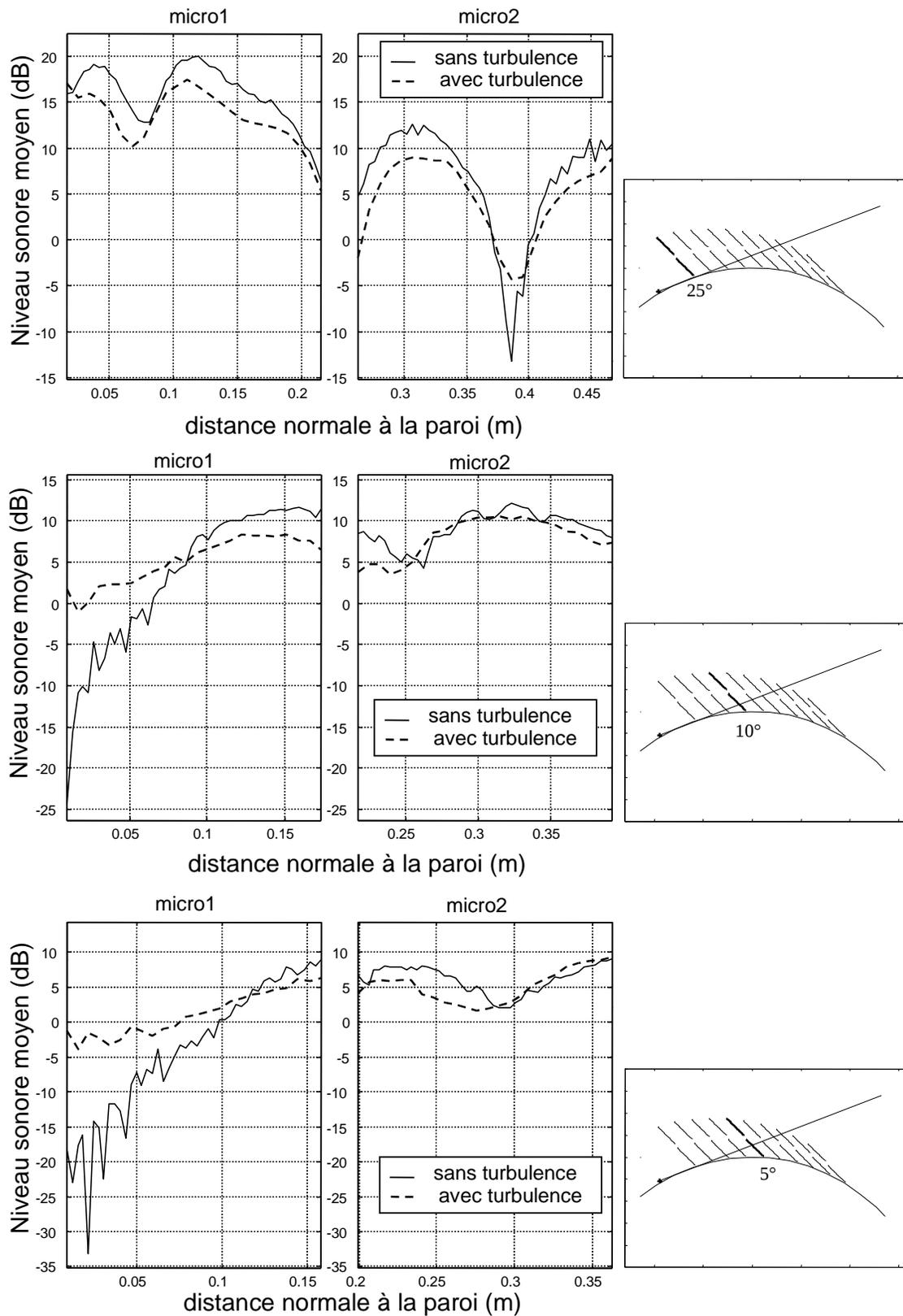


Figure E.4: Comparaison entre les profils expérimentaux mesurés avec et sans turbulence pour les angles respectifs $\Theta = 25^\circ$, $\Theta = 10^\circ$, $\Theta = 5^\circ$ pour une fréquence $f=31$ kHz et une source placée à $h_s = 2$ cm de la paroi

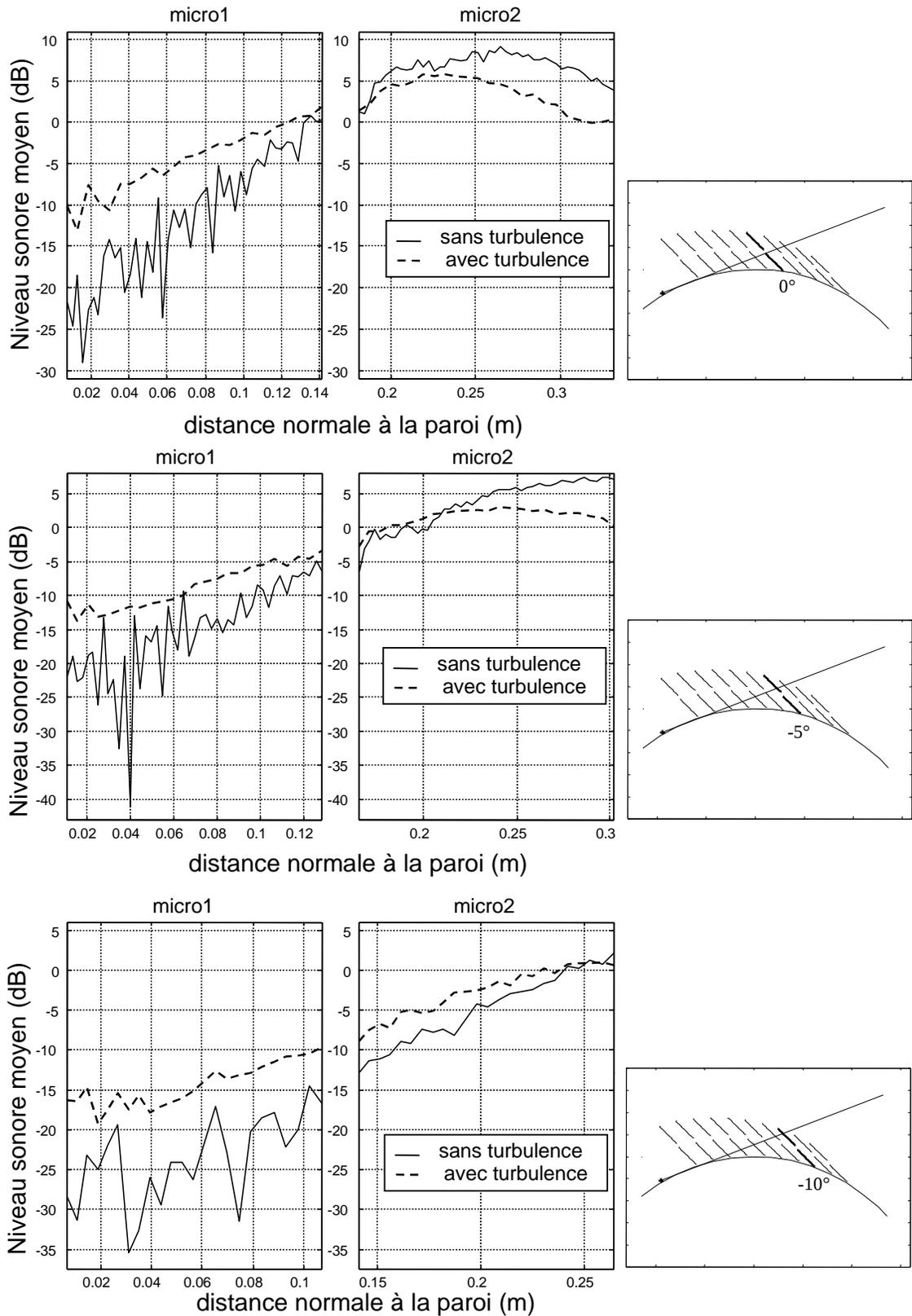


Figure E.5: Comparaison entre les profils expérimentaux mesurés avec et sans turbulence pour les angles respectifs $\theta = 0^\circ, \theta = -5^\circ, \theta = -10^\circ$ pour une fréquence $f=31$ kHz et une source placée à $h_s = 2\text{cm}$ de la paroi

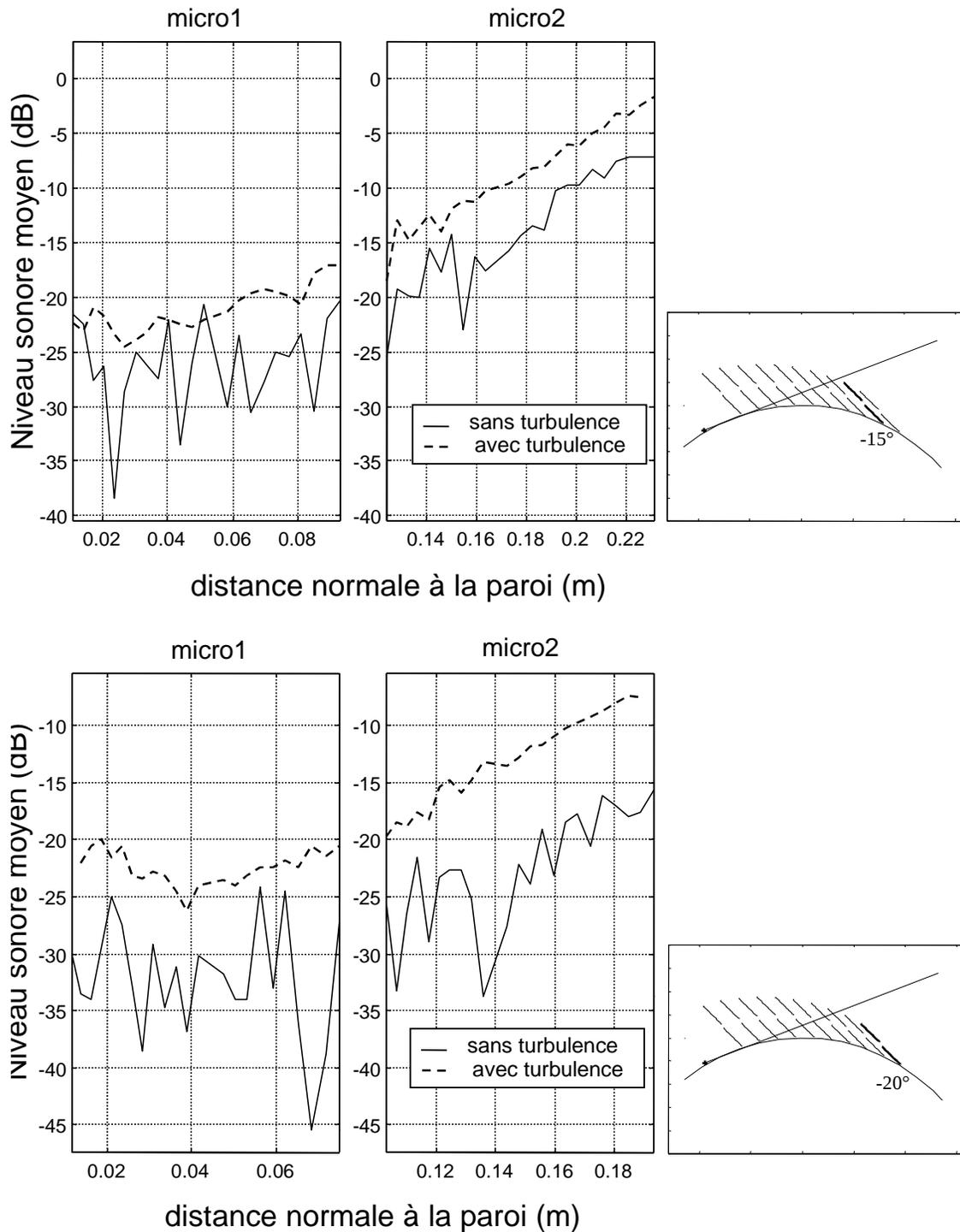


Figure E.6: Comparaison entre les profils expérimentaux mesurés avec et sans turbulence pour les angles respectifs $\Theta = -15^\circ$, $\Theta = -20^\circ$ pour une fréquence $f=31$ kHz et une source placée à $h_s = 2$ cm de la paroi

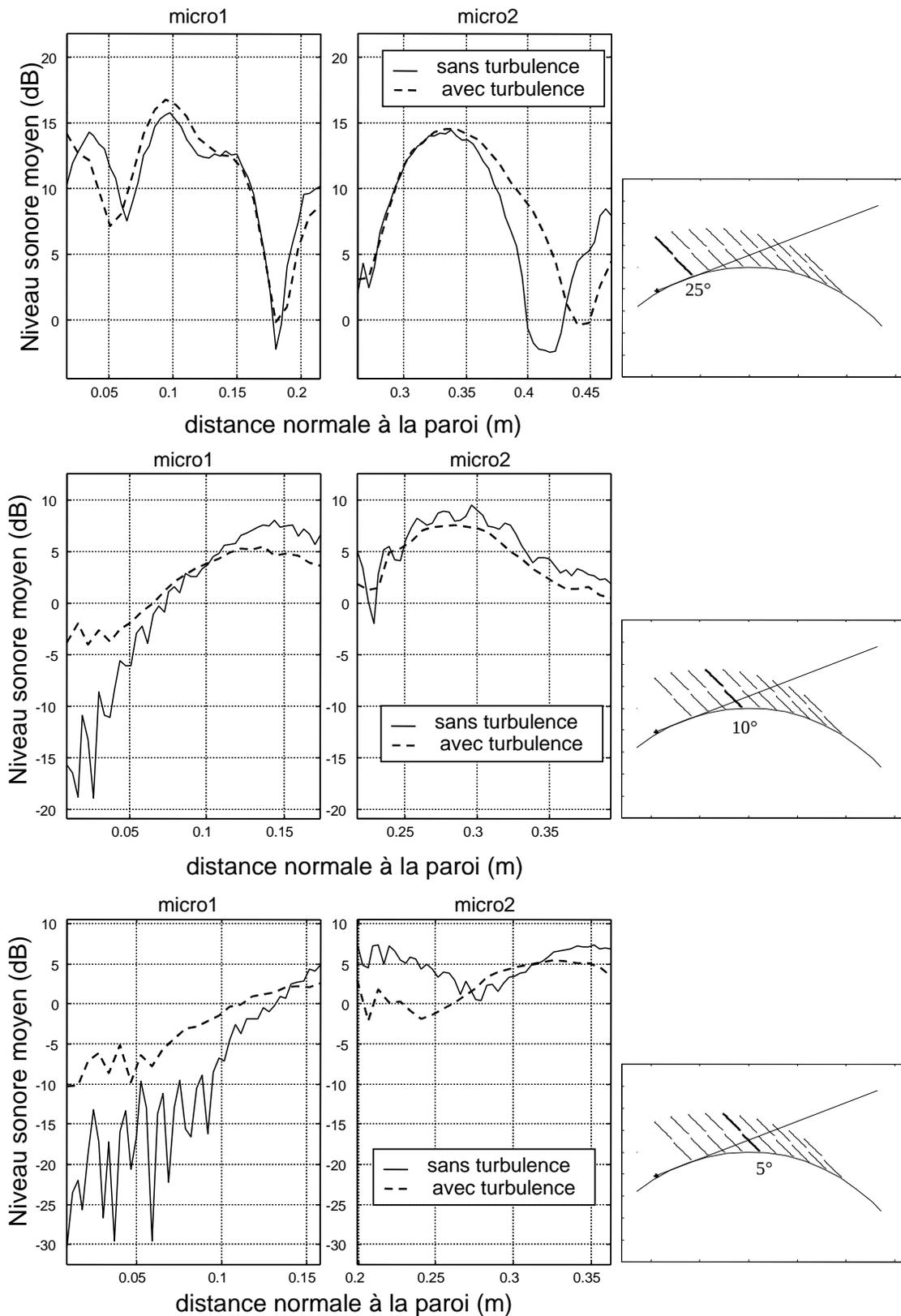


Figure E.7: Comparaison entre les profils expérimentaux mesurés avec et sans turbulence pour les angles respectifs $\Theta = 25^\circ$, $\Theta = 10^\circ$, $\Theta = 5^\circ$ pour une fréquence $f = 40$ kHz et une source placée à $h_s = 2$ cm de la paroi

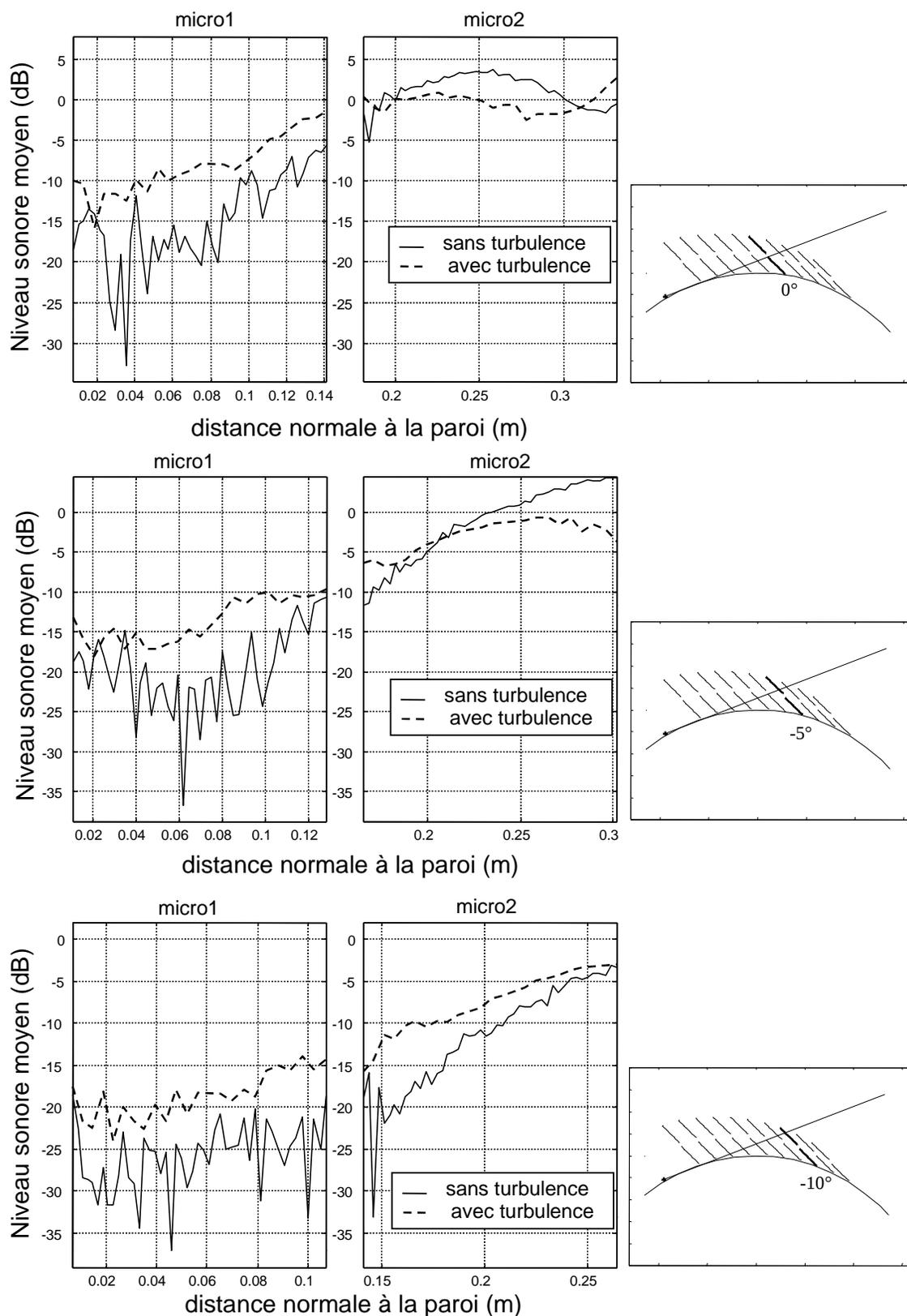


Figure E.8: Comparaison entre les profils expérimentaux mesurés avec et sans turbulence pour les angles respectifs $\Theta = 0^\circ$, $\Theta = -5^\circ$, $\Theta = -10^\circ$ pour une fréquence $f=40$ kHz et une source placée à $h_s = 2$ cm de la paroi

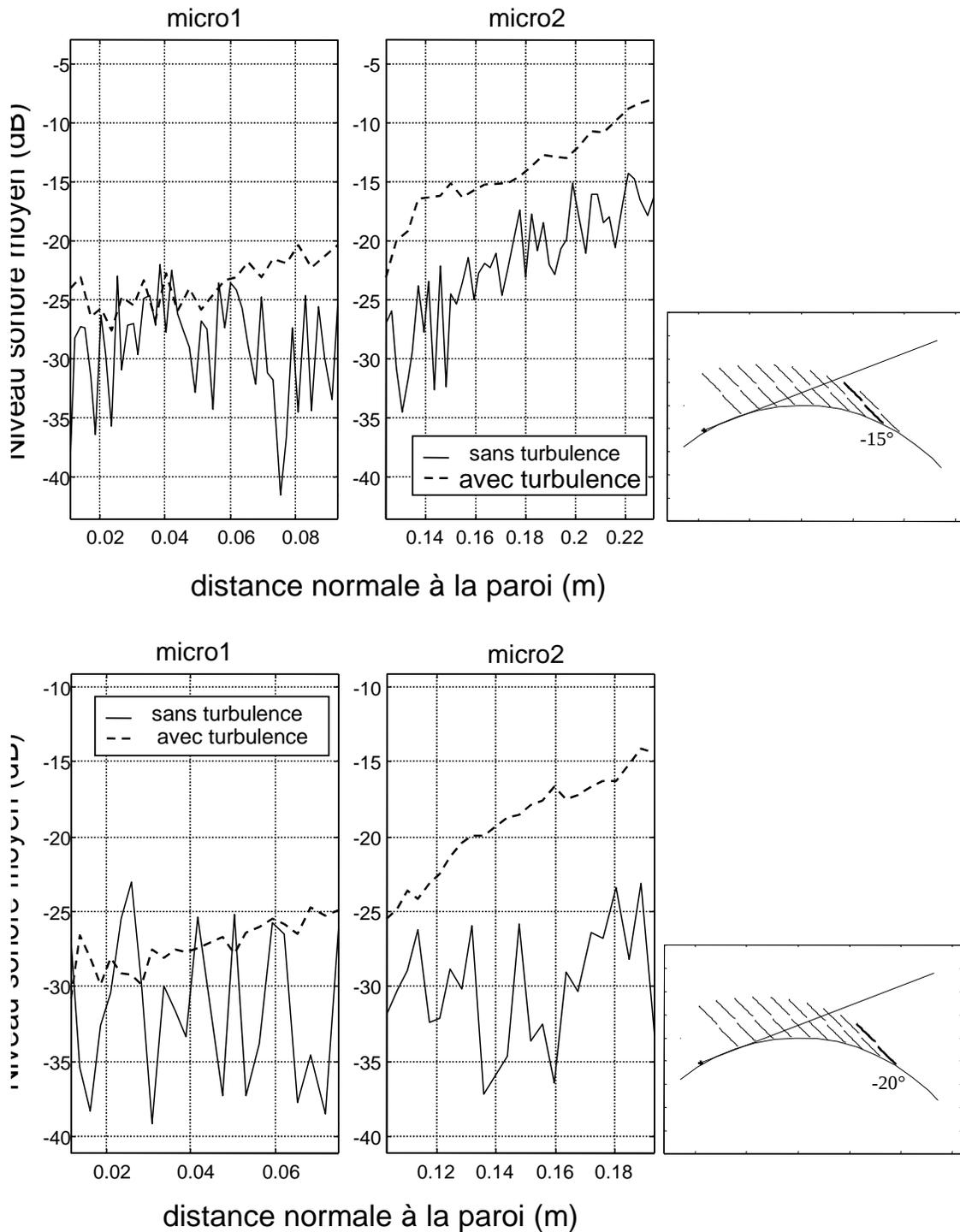


Figure E.9: Comparaison entre les profils expérimentaux mesurés avec et sans turbulence pour les angles respectifs $\Theta = -15^\circ$, $\Theta = -20^\circ$ pour une fréquence $f=40$ kHz et une source placée à $h_s = 2$ cm de la paroi

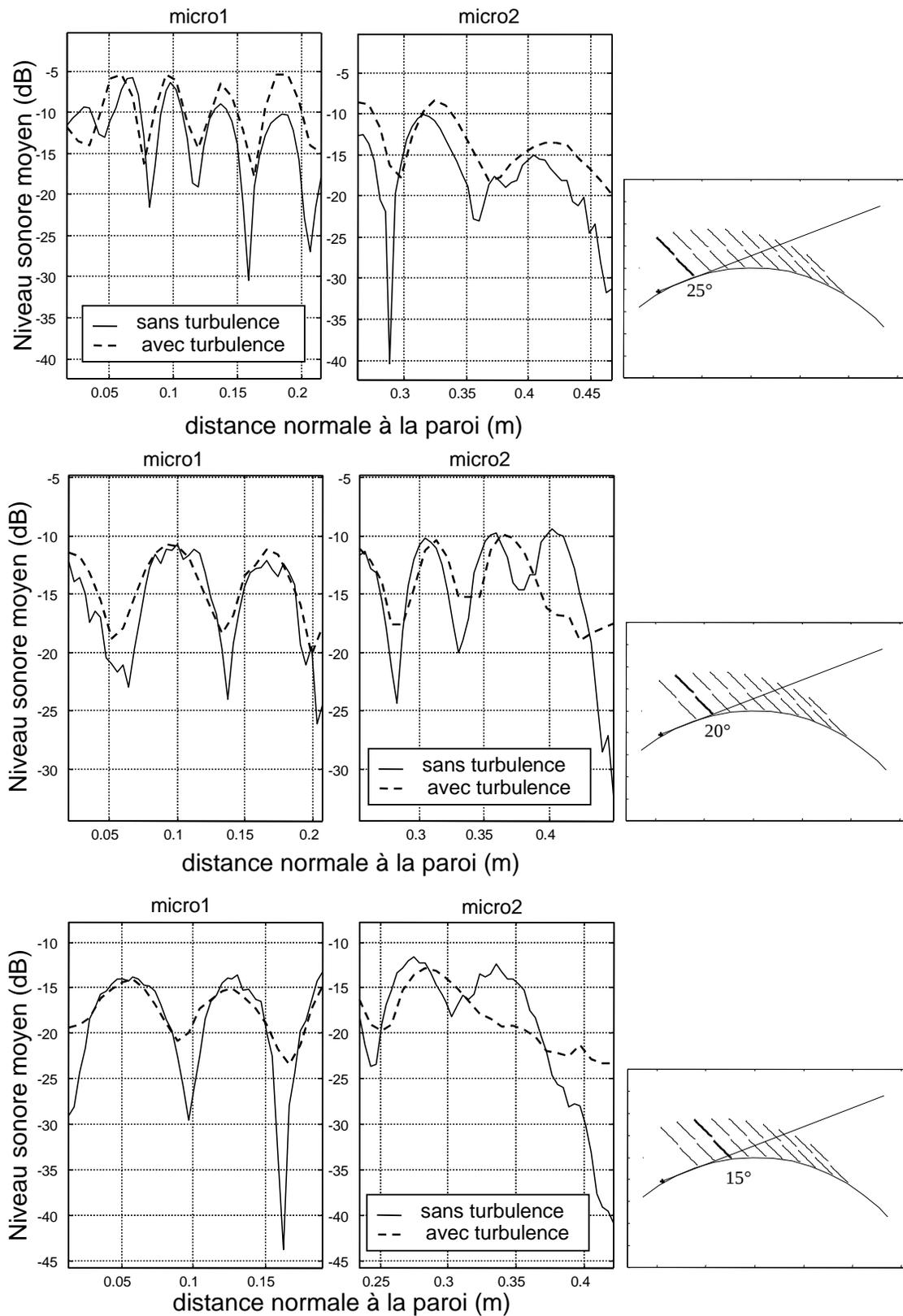


Figure E.10: Comparaison entre les profils expérimentaux mesurés avec et sans turbulence pour les angles respectifs $\Theta = 25^\circ$, $\Theta = 20^\circ$, $\Theta = 15^\circ$ pour une fréquence $f=75$ kHz et une source placée à $h_s = 2$ cm de la paroi

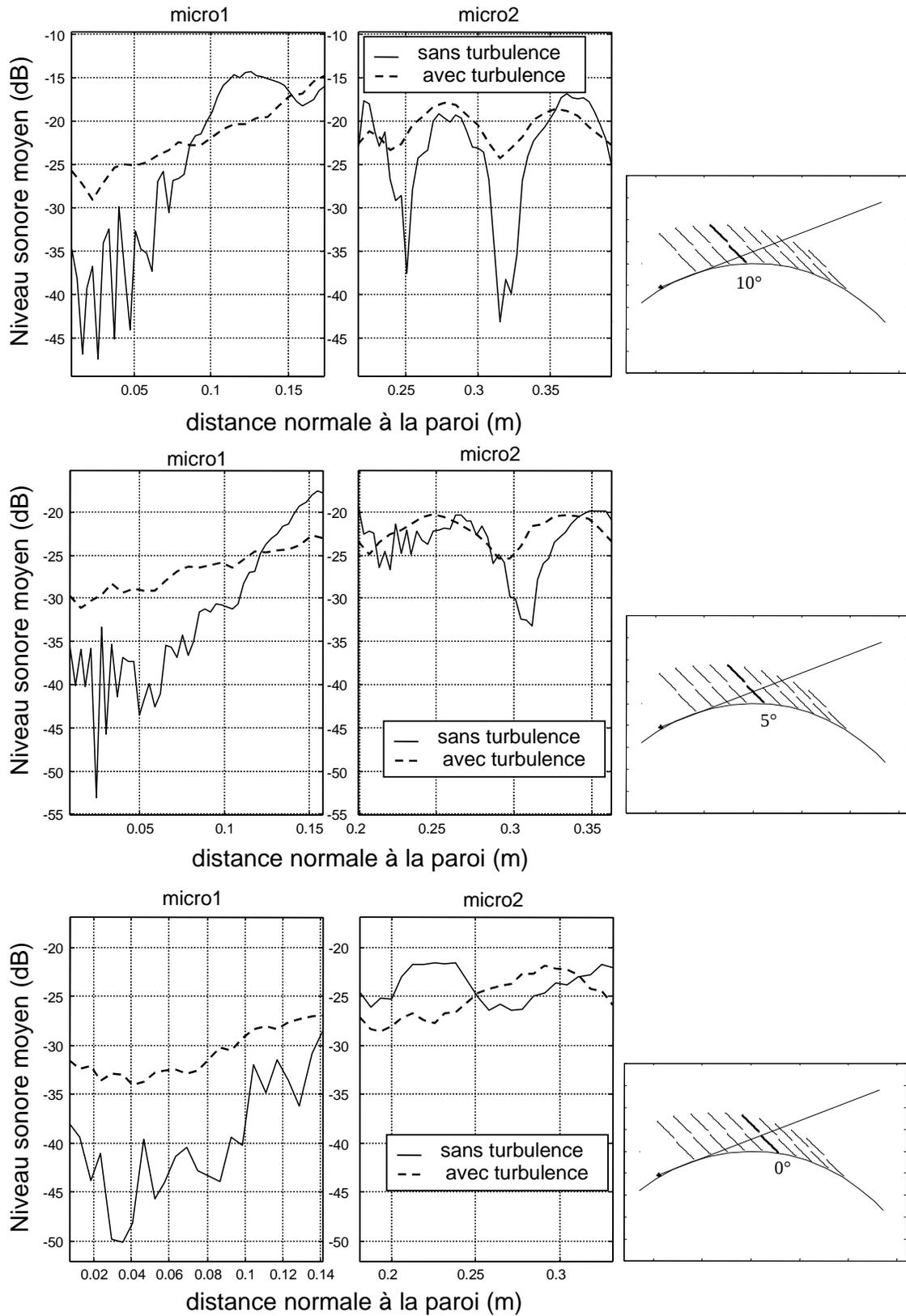


Figure E.11: Comparaison entre les profils expérimentaux mesurés avec et sans turbulence pour les angles respectifs $\Theta = 10^\circ$, $\Theta = 5^\circ$, $\Theta = 0^\circ$ pour une fréquence $f=75$ kHz et une source placée à $h_s = 2$ cm de la paroi

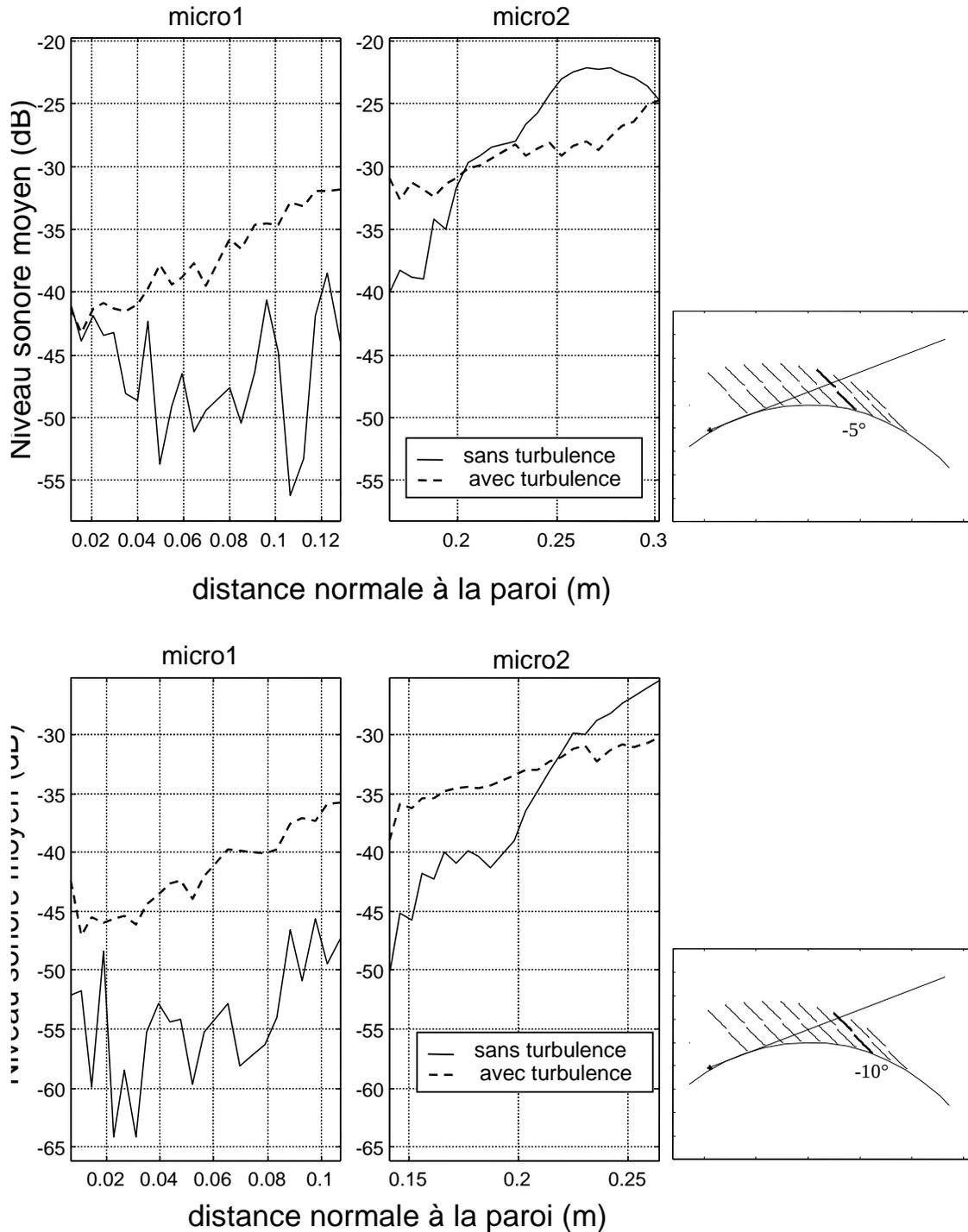


Figure E.12: Comparaison entre les profils expérimentaux mesurés avec et sans turbulence pour les angles respectifs $\Theta = -5^\circ$, $\Theta = -10^\circ$ pour une fréquence $f=75$ kHz et une source placée à $h_s = 2$ cm de la paroi

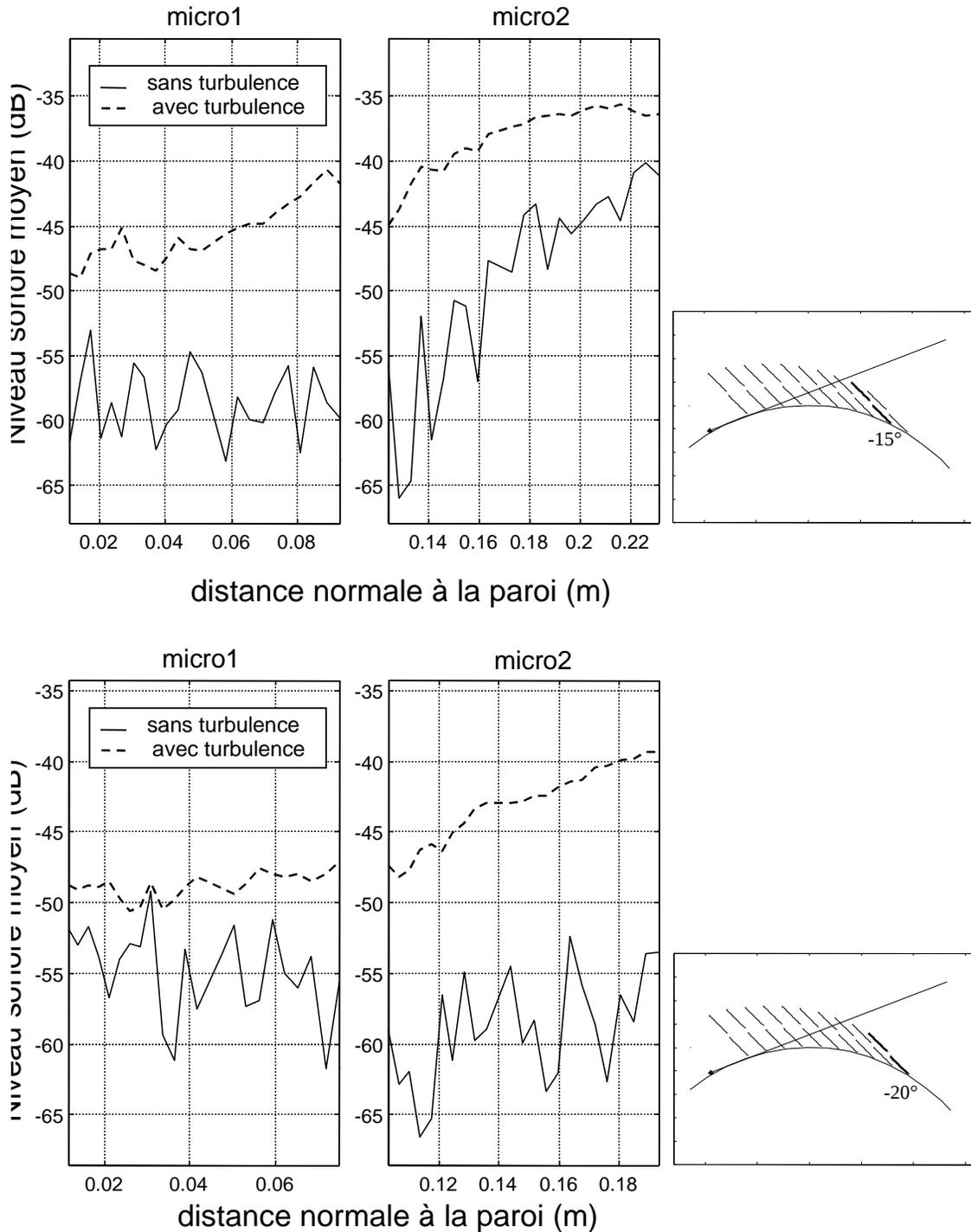


Figure E.13: Comparaison entre les profils expérimentaux mesurés avec et sans turbulence pour les angles respectifs $\Theta = -15^\circ$, $\Theta = -20^\circ$ pour une fréquence $f=75$ kHz et une source placée à $h_s = 2$ cm de la paroi

Bibliographie

- [1] Almgren M., 1986 Acoustic boundary layer influence on scale model simulation of sound propagation: theory and numerical examples. *J. Sound Vib.*, **105**,321-337.
- [2] Almgren M., 1986 Acoustic boundary layer influence on scale model simulation of sound propagation: experimental verification. *J. Sound Vib.*, **110**,247-259.
- [3] Almgren M., 1987 Simulation by using a curved ground scale model of outdoor sound propagation under the influence of a constant sound speed gradient. *J. Sound Vib.*, **118**,353-370.
- [4] Attenborough K., 1983 Acoustical characteristics of rigid fibrous absorbents and granular materials. *J. Acoust. Soc. Am.*, **3**,785-799.
- [5] Berry A. & Daigle G. A., 1988 Controlled experiments of the diffraction of sound by a curved surface. *J. Acoust. Soc. Am.*, **83**,2047-2058.
- [6] Berthelot Y. & Zhou J. X., 1993 Scale model experiments on the validity of the matched asymptotic expansions theory for sound diffraction by curved surfaces of finite impedance. *J. Acoust. Soc. Am.*, **93**,605-608.
- [7] Berthelot Y., 1996 A note on the acoustic penumbra behind a curved surface. *J. Acoust. Soc. Am.*, **99**,2428-2429.
- [8] Berthelot Y. P. & Chambers J.P., 1997 An experimental investigation of the propagation of sound over a curved, rough, rigid surface. *J. Acoust. soc. Am.*,**102**,707-714.
- [9] Blanc-Benon Ph., 1987 *Caractéristiques Statistiques Des Ondes Acoustiques Après Traversée D'une Turbulence Thermique*. Thèse d'Etat n°87-49, Ecole Centrale de Lyon.
- [10] Blanc-Benon Ph., Juvé D., Karweit M. & Comte-Bellot G., 1990, Simulation numérique de la propagation des ondes acoustiques à travers une turbulence cinématique. *Journal d'Acoustique*, **3**, 1-8.
- [11] Blanc-Benon Ph. & Juvé D., 1993 Intensity fluctuations of spherical acoustic waves propagating through thermal turbulence. *Wave in Random Media*,**3**,71-83.
- [12] Blanc-Benon Ph., Juvé D., Louisot A., Roland P. & Wasier J., 1997 Effet d'une frontière sur la propagation des ondes acoustiques en milieu turbulent. Rapport de synthèse finale Convention DRET-ECL n 94-34-083-00-470-75-01.

- [13] Blanc-Benon Ph., Wert K. & Juvé D., 1999 Numerical models for long range sound propagation in a turbulent atmosphere. 6th International congress on sound and vibration, Lyngby, 5-8 july 1999, Ed.F.Jacobsen, CD-Rom ISBN 87-987457-9-4
- [14] Brown W.P., 1972 Fourth moment of a wave propagating in a random medium. *J. Opt. Soc. Am.*, **62**,966-971.
- [15] Chambers J. P., 1994 *Scale Model Experiments on the Diffraction And Scattering of Sound by Geometrical Step Discontinuities and Curved Rough Surfaces*. Ph.D. Thesis, Georgia Institute of Technology.
- [16] Chernov L. A., 1960 *Wave Propagation in a Random Medium*. McGraw-Hill, New York.
- [17] Chevret P., 1994 *Simulation Numérique Des Effets de la Turbulence sur la Propagation Du Son Dans L'atmosphère*. Thèse de Doctorat n°94-18, Ecole Centrale de Lyon.
- [18] Chevret P., Blanc-Benon Ph. & Juvé D., 1996 A numerical model for sound propagation through a turbulent atmosphere near the ground *J. Acoust. Soc. Am.*,**100**,3587-3599.
- [19] Clifford S. F. & Wandzura S. M., 1981 Comments on 'correlation of the phase and amplitude fluctuations between direct and ground-reflected sound' [j. acoust. soc. am. 68, 297-302 (1980)]. *J. Acoust. Soc. Am.*,**70**,240.
- [20] Collins M. D., 1993 A split step Padé solution for the parabolic equation. *J. Acoust. Soc. Am.*,**93**,1736-1742.
- [21] Corrsin S. & Karweit M.J., 1972 The mixing of scalar stripes by an isotropic ensemble of single velocity modes. In *Lect. Notes Phys.*,**Vol.12.**,327-332, Berlin. Springer.
- [22] Cristol X., 1987 *Résolution Numérique Par Transformée de Fourier de L'équation Parabolique, Application À L'acoustique Sous-Marine*. Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
- [23] Daigle G.A., Piercy J.E.& Embleton T.W.F, 1978 Effects of atmospheric turbulence on the interference of sound waves near a hard boundary. *J. Acoust. Soc. Am.*, **64**,622-630.
- [24] Daigle G.A., 1979 Effects of atmospheric turbulence on the interference of sound waves above a finite impedance boundary. *J. Acoust. Soc. Am.*,**65**,45-49.
- [25] Daigle G.A., 1980 Correlation of the phase and amplitude fluctuations between direct and ground-reflected sound. *J. Acoust. Soc. Am.*,**68**,297-302.
- [26] Daigle G.A., Piercy J.E. & Embleton T.F.,1983 Line of sight propagation through atmospheric turbulence near the ground. *J. Acoust. Soc. Am.*,**74**,1505-1513.
- [27] Daigle G.A., Embleton T.W.E & Piercy J.E., 1986 Propagation of sound in the presence of gradients and turbulence near the ground. *J. Acoust. Soc. Am.*,**79**,613-627.

- [28] Delany M.E. & Bazley E.N., 1970 Acoustical properties of fibrous absorbent materials. *Applied Acoustics*,**3**,105-116.
- [29] Delrieux Y., 1991 *Analyse de la propagation acoustique à basse altitude par l'équation parabolique tridimensionnelle*. Thèse de Doctorat n°91-20, Ecole Centrale de Lyon.
- [30] Di X. & Gilbert K. E., 1994 The effects of turbulence and irregular terrain on outdoor sound propagation. 6th International Symposium on Long Range Sound Propagation. pages 315-333.
- [31] Embleton T.F., 1985 Analogies between nonflat ground and nonuniform meteorological profiles in outdoor sound propagation. *J. Acoust. Soc. Am.*,**78**. Suppl. 1, S86.
- [32] Flatté S.M., Dashen R., Munk W.H. & Watson K.M., 1979 *Sound Transmission Through a Fluctuating Ocean*. Cambridge University Press, Cambridge.
- [33] Fock V. A., 1965 *Electromagnetic Diffraction and Propagation Problems*. Pergamon, New York.
- [34] Gabillet Y., 1990 Etude théorique et expérimentale de la propagation acoustique à longue distance sur un terrain à relief Rapport de synthèse finale Convention DRET-CSTB n 90-062.
- [35] Gauvreau B., Berengier M., Blanc-Benon Ph. & Depollier C., 1998 Impedance discontinuity and range dependent refraction profile: a numerical study. 8th International Symposium on Long Range Sound Propagation., pages 225-240
- [36] Gozani J., 1985 Numerical solution for the fourth-order coherence function of a plane wave propagating in a two-dimensionnal kolmogorovian medium. *J. Opt. Soc. Am.*, **2**,2144-2151.
- [37] Hinze J.O., 1975, *Turbulence*, McGraw-Hill International Book Company, New York.
- [38] Hugon-Jeannin Y., 1992 *Simulation Numérique de la Propagation Des Ondes Acoustiques En Milieu Turbulent*. Thèse de Doctorat n°92-37, Ecole Centrale de Lyon.
- [39] Hugon-Jeannin Y., Blanc-Benon Ph., Juvé D., 1992 Propagation of acoustic waves through thermal turbulence: a numerical study of intensity fluctuations. *European Conf. on Underwater Acoustics ED.M. Weydert, Elsevier*, pages 284-287.
- [40] Ingard U. & Maling C.G.Jr., 1963 On the effect of atmospheric turbulence on sound propagated over ground. *J. Acoust. Soc. Am.*,**35**,1056-1058.
- [41] Ishimaru A., 1978 *Wave Propagation and Scattering in Random Media*. Academic, New York.
- [42] Karavainikov V.N., 1957 Fluctuations of amplitude and phase in spherical waves. *Akust. Zh.*,**3**,165-176.
- [43] Kraichnan R.H., 1970 Diffusion by a random velocity field. *Phys. Fluids*,**13**,22-31.

- [44] Li K.M., Wang Q. & Attenborough K., 1998 Sound Propagation over Convex Impedance Surfaces *J. Acoust. Soc. Am.*, **104**, 2683-2691.
- [45] McBride W.E., Bass H.E., Raspet R & Gilbert K.E, 1991 Scattering of sound by atmospheric turbulence, A numerical simulation above a complex impedance boundary. *J. Acoust. Soc. Am.*, **90**, 3314-3325.
- [46] Morse P.M. and Feshbach H., 1953 *Methods of Theoretical Physics, Part.* McGraw-Hill, New York. pp 502-504.
- [47] Ostashev V.E., 1997 *Acoustics in Moving Inhomogeneous Media.* E& FN SPON, An imprint of Thomson Professionnal, London.
- [48] Ostashev V.E. & Goedecke G.H., 1998 Interference of direct and ground reflected waves in a turbulent atmosphere. pages 313-325. 8th LRSP.
- [49] Ostashev V.E., Wasier J., Blanc-Benon Ph. & Juvé D., 1999 Propagation of a monochromatic sound wave in a turbulent atmosphere near the ground: Theory and laboratory experiment *J. Acoust. Soc. Am.*, **106**, n°5.
- [50] Parkin P.H. & Scholes W.E., 1964 The horizontal propagation of sound from a jet engine close to the ground, at radlett. *Journal of Sound and Vibration*, **1**, 1-13.
- [51] Parkin P.H. & Scholes W.E., 1965 The horizontal propagation of sounds from a jet engine close to the ground, at hatfield. *Journal of Sound and Vibration*, **2**, 353-374.
- [52] Pierce A. D., 1991 *Acoustics. An Introduction to Its Physical Principles and Applications.* Acoustical Society of America, Woodbury.
- [53] Rudnick I., 1947 The propagation of an acoustic wave along a boundary. *J. Acoust. Soc. Am.*, **19**, 348-356.
- [54] Saad Y. & Lee D., 1988 A new algorithm for solving the wide angle wave equation. In *Computational Acoustics*, pages 119-132. D. Lee, R. L. Sternberg, M. H. Schultz eds.
- [55] Salomons E.M., 1998 The fluctuating field of a monopole source in a turbulent atmosphere above a ground surface. time-averaged sound pressure level and statistical distributions. pages 326-351. 8th International Symposium on Long Range Sound Propagation.
- [56] Stinson M. R., Havelock D. I. & Daigle A. G., 1994 Simulation of scattering by turbulence into a shadow region using the GF-PE method. pages 283-295. 6th International Symposium on Long Range Sound Propagation.
- [57] Tappert F. D., 1979 The parabolic equation method. In *Wave Propagation in Ocean Acoustics*, 224-287. Springer Verlag.
- [58] Tatarski V. I., 1961 *Wave Propagation in a Turbulent Medium.* McGraw-Hill, New York.

- [59] Tatarski V. I., 1971 *The effects of turbulent atmosphere on wave propagation* . I.P.S.T.,Keter Press, Jerusalem.
- [60] Thomson D. J. & Chapman N. R., 1983 A wide angle split-step algorithm for the parabolic equation. *J. Acoust. Soc. Am.*,**74**,1848-1854.
- [61] Wang Q., 1997 *Atmospheric Refraction and Propagation over Curved Surfaces*. Thèse de Doctorat, The Open University.
- [62] Wasier J., 1996 Etude expérimentale de la propagation atmosphérique du son en milieu turbulent. Rapport de DEA., ECL
- [63] Wasier J., Blanc-Benon Ph. & Juvé D., 1997 Experimental observation of sound propagation through thermal turbulence near a boundary *J. Acoust. Soc. Am.*,**101**,n°5, 3041.
- [64] Wert K., Blanc-Benon Ph. & Juvé D., 1998 Effect of turbulence scale resolution on numerical simulation of atmospheric sound propagation *AIAA/CEAS Paper*,n° 98-2245, 4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Toulouse
- [65] Wiener F.M. & Keast D.N., 1959 Experimental study of the propagation of sound over ground. *J. Acoust. Soc. Am.*,**31**,724-733.