

# THÈSE

Présentée devant  
**L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON**

pour obtenir  
le grade de **DOCTEUR**  
**SPÉCIALITÉ ACOUSTIQUE**

par

Edouard SALZE

## **Propagation acoustique non-linéaire en milieu inhomogène avec effets de sol : expériences à l'échelle du laboratoire**

Soutenue le 16 novembre 2012 devant la Commission d'Examen

### **JURY**

Président :	Daniel	JUVÉ	
Examineurs :	Philippe	BLANC-BENON	(Directeur)
	François	COULOUVRAT	(Rapporteur)
	Pierre	NAZ	
	Sébastien	OLLIVIER	(co-Directeur)
	Libor	RUFER	
	Laurent	SIMON	(Rapporteur)



# Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au Centre Acoustique du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA), à l'École Centrale de Lyon. J'aimerais commencer par remercier Michel Roger, Marc Jacob et Faouzi Laadhari, qui, grâce à leurs grandes qualités pédagogiques et humaines, m'ont intéressé à l'acoustique et à la mécanique des fluides lors de leurs cours. J'ai eu beaucoup de plaisir à les côtoyer par la suite au LMFA.

Mes directeurs de thèse Philippe Blanc-Benon et Sébastien Ollivier m'ont fait profiter de leur expérience et de leurs connaissances dans le domaine de l'acoustique. J'aimerais donc leur exprimer toute ma reconnaissance, et en particulier à Sébastien, aussi bien pour ses qualités professionnelles qu'humaines. J'ai pu profiter au jour le jour de son implication, de ses nombreux conseils, de son soutien dans les moments difficiles, et de ses commentaires au moment de relire ce manuscrit.

Je tiens particulièrement à remercier Laurent Simon et François Coulouvrat, rapporteurs de ma thèse, ainsi que les membres du jury, pour leur relecture attentive qui m'ont permis d'améliorer ce manuscrit. Un grand merci en particulier à Daniel Juvé, qui en plus de m'avoir accueilli au sein du Centre Acoustique du LMFA, a accepté de présider mon jury de thèse.

Ce travail de thèse a bénéficié de l'implication de nombreuses personnes au LMFA. En premier lieu, j'aimerais vivement remercier Jean-Michel Perrin, qui a réalisé toutes les pièces mécaniques indispensables à la réalisation des expériences. En plus d'avoir toujours l'idée qui marche, sa bonne humeur et sa motivation font que c'est vraiment un plaisir de travailler avec lui. J'aimerais dire également un grand merci à Emmanuel Jondeau, Nathalie Grosjean, Pascal Souchotte et Pierre Roland, qui m'ont aidé à réaliser les expériences et à utiliser le matériel de mesure du laboratoire. J'aimerais enfin remercier Petr Yuldashev, dont la thèse s'est déroulée en partie pendant la mienne. Nous avons réalisé ensemble les mesures des chapitres 3 et 4, et j'ai pu utiliser un code de résolution numérique développé lors de sa thèse.

Le dispositif de strioscopie utilisé dans le chapitre 5 a été en grande partie développé par Thomas Castelain et Benoit André, c'est pourquoi je les remercie chaleureusement. Une partie des mesures de ce chapitre a été réalisée avec Maria Karzova, avec qui j'ai beaucoup apprécié travailler. Enfin, j'aimerais remercier Ivan Graumann, qui a mis en œuvre lors de son stage de DUT le banc de déplacement utilisé pour la calibration des microphones dans le chapitre 2.

Pendant ces trois années, j'ai pu avoir une expérience d'enseignement au sein du département Mécanique des Fluides, Acoustique et Énergétique (MFAE) de l'École Centrale de Lyon, en travaux dirigés et travaux pratiques. J'aimerais dire un grand merci à toutes les personnes qui

---

m'ont fait profiter de leur expérience : Gilles Robert pour m'avoir accueilli au sein de l'équipe d'enseignement, Olivier Marsden pour ses bons conseils, Dominique Échampard qui était toujours disponible pour débloquer un TP en urgence, et toute l'équipe du MFAE.

Mes remerciements vont également à toutes les personnes qui ont fait de mes trois années au LMFA une excellente expérience : Evelyne Roche et Marie-Gabrielle Perriaux, Frédéric Sturm, Mathieu Creyssels, et les thésards et post-doc avec qui j'ai partagé une coinche, un bridge ou un baby-foot, suivant la mode du moment : Arthur, Adrien, Didier, François, Damien, Gaël, Marion, les deux Benoît, Gaëlle, Aroune, les deux Nicolas, Arnulfo, Florence, Véronique, Aurélien, Korcan etc.

Je remercie enfin ma famille de m'avoir encouragé et soutenu pendant ces trois années. En particulier, un grand merci à mon épouse Céline, qui a été formidable pendant les moments difficiles. Et enfin, je pense fort à Antonin qui est maintenant un solide petit garçon.

# Abstract

Long range sound propagation in the atmosphere is influenced by several effects : atmospheric turbulence, sound-speed gradients, ground properties (impedance, rugosity) etc. In the context of supersonic aircraft, nonlinear propagation of the sonic boom has to be taken into account. To evaluate the influence of these different effects, a statistical analysis is needed. However, field measurements suffer from a lack of control on atmosphere characteristics, and the statistical analysis remains circumscribed by the limited number of aircraft flight tests. An alternative to outdoor measurements is to perform experiments under well-controlled laboratory conditions. These experiments allow to study the effects purely related to the turbulent layer and to the sound-speed gradient.

The propagation of high amplitude and short duration  $N$ -waves through thermal turbulence is studied. In particular, the influence of a rigid boundary and a negative sound-speed gradient resulting in a shadow-zone near the boundary, are pointed out. An experimental setup has been designed :  $N$ -waves are generated using a spark source. Thermal turbulence is obtained with a grid of electrical resistors, and the shadow-zone is obtained used a curved boundary. Measurements are performed using 1/8" microphones, and a schlieren shadowgraphy technique.

The real pressure waveform (different from the ideal  $N$ -wave) delivered by the spark source has been obtained using the striaoscopy technique, up to a multiplicative constant. Weak-shock theory enables to estimate the pressure level under the assumption that the pressure waveform is an ideal  $N$ -wave. This method has been modified to take into account the real pressure waveform. Because of the geometrical scaling, laboratory-scale experiments lead to a shift to a higher frequency domain : typically, 10 kHz – 1 MHz. In this frequency range, no calibration method is available up to now. A new method has been proposed and successfully applied.

Free-field propagation of high-amplitude  $N$ -waves through the turbulent layer leads to a mean attenuation of the pressure level. However, random focus of the pressure waves can be observed, up to factor of 3. Probability densities of the shock overpressure have been described with an excellent agreement by a generalized Gamma probability distribution. With a rigid boundary, irregular reflections of shockwaves can be observed because of the high pressure level. This type of irregular reflections has been outlined either with a plane or a cylindrical boundary.

Propagation in an acoustical "shadow zone" lead to an amplification of the pressure, contrary to the free-field observations. An important result of the experiment is that the probability to observe an attenuation of the pressure level is null, for every single wave propagating in the "shadow zone". This result suggests that, with turbulence, the dominant propagation mechanism into the shadow-zone is scattering by sound-speed inhomogeneities. In the context of sonic boom exposure on the ground, this would lead to an extension of the primary carpet of the aircraft.

# Résumé

La modélisation de la propagation acoustique longue distance du bang sonique dans l'air nécessite de prendre en compte la complexité des phénomènes en interaction : turbulence atmosphérique, gradients de célérité du son, impédance et rugosité du sol, et propagation non-linéaire. L'évaluation des nuisances sonores, et la validation des modèles par la comparaison avec des mesures en extérieur est délicate, car les conditions atmosphériques ne peuvent être ni suffisamment contrôlées ni caractérisées de façon extensive. Une alternative est la réalisation d'expériences à l'échelle du laboratoire où le milieu de propagation, la source sonore et les récepteurs peuvent être contrôlés et caractérisés.

Ce travail porte sur la propagation à travers la turbulence d'ondes dites 'en  $N$ ', de forte amplitude et de courte durée, en champ libre ou en présence d'une paroi plane, avec un gradient de célérité du son causant une "zone d'ombre" près du sol. Les impulsions sonores sont expérimentalement générées par claquage électrique entre deux électrodes. La turbulence est créée par convection libre au-dessus d'une grille de résistances chauffées, et la zone d'ombre acoustique est obtenue au moyen d'une paroi cylindrique. La mesure est réalisée à l'aide de microphones 1/8".

Pour l'étude de la source, une technique de strioscopie a été mise en œuvre afin de déterminer la forme d'onde. Le niveau de pression doit cependant être déterminé par une analyse complémentaire, basée sur la théorie des chocs faibles avec une forme d'onde différente de l'onde en *Nidéale*.

Un des facteurs limitant des expériences à l'échelle du laboratoire est la transposition vers une gamme ultrasonore, afin que le rapport longueur d'onde - distance de propagation reste du même ordre de grandeur que pour l'atmosphère. Constatant qu'il n'existe pas de méthode de calibration adaptée dans une gamme de fréquence de 10 kHz à 1 MHz (typique des expériences à l'échelle du laboratoire), une nouvelle méthode de calibration a été proposée et appliquée avec succès.

En champ libre, la turbulence thermique cause en moyenne une atténuation du pic de pression. Des zones de focalisation aléatoire existent néanmoins, où l'amplitude de l'onde est multipliée par 3. Les répartitions statistiques du pic de pression ont été décrites avec un excellent accord par une loi de probabilité de type Gamma généralisée. La présence d'une frontière peut en outre donner lieu à des réflexions irrégulières, en raison des niveaux de pression importants. Nous avons mis en évidence ce phénomène dans l'air avec une paroi plane ou cylindrique.

Pour l'étude de la propagation en zone d'ombre acoustique, un résultat important de la thèse est que, contrairement à la propagation en champ libre, la probabilité que la turbulence atténue le pic de pression en zone d'ombre est nulle. Cette observation suggère qu'avec turbulence, le mécanisme dominant de propagation est la diffusion acoustique par les structures turbulentes. Ceci aurait pour conséquence dans le cas du bang sonique l'extension de la zone d'exposition sonore sous la trace de l'avion (carpette primaire).

# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>1</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>3</b>
<b>1 Caractérisation d'une source à arcs électriques générant des ondes de choc</b>	<b>11</b>
1.1 Introduction . . . . .	11
1.1.1 Exemples d'utilisation de sources sonores à arcs électriques . . . . .	11
1.1.2 Problèmes rencontrés . . . . .	13
1.1.3 Objectifs . . . . .	14
1.2 Éléments d'acoustique non-linéaire . . . . .	15
1.2.1 Formation de l'onde de choc . . . . .	15
1.2.2 Effets dissipatifs et nombre de Gold'berg . . . . .	16
1.2.3 Équation de Burgers généralisée . . . . .	17
1.3 Simulation de la propagation d'ondes en N de durée variable . . . . .	18
1.3.1 Description des simulations réalisées . . . . .	18
1.3.2 Analyse des résultats . . . . .	21
1.3.3 Influence de la bande passante limitée du microphone . . . . .	23
1.3.4 Simulation de la propagation : synthèse des résultats . . . . .	26
1.4 Étude expérimentale de la source : mesures microphoniques et strioscopie . . . . .	27
1.4.1 Description des expériences réalisées . . . . .	27
1.4.2 Résultats préliminaires obtenus avec le système optique . . . . .	29
1.4.3 Traitement des images schlieren . . . . .	30
1.4.4 Détermination du niveau de pression des ondes de choc . . . . .	35
1.4.5 Etude de la source dans l'axe ( $\theta = 0^\circ$ ) . . . . .	40
1.4.6 Etude de la source hors axe ( $\theta \neq 0^\circ$ ) . . . . .	44
1.4.7 Répétabilité de la source . . . . .	47
1.5 Conclusion et perspectives . . . . .	50
<b>2 Mesure d'ondes de choc : caractérisation des microphones de mesure en hautes fréquences</b>	<b>53</b>
2.1 Introduction . . . . .	53
2.1.1 Méthodes de calibration . . . . .	53
2.1.2 Motivations . . . . .	55
2.2 Mesure d'ondes de choc : influence du montage et de l'angle d'incidence . . . . .	57
2.2.1 Description des expériences réalisées . . . . .	57
2.2.2 Résultats des mesures microphoniques . . . . .	59
2.2.3 Exploitation des mesures : estimation de fonctions de correction . . . . .	65

2.2.4	Mesures d'ondes de choc : synthèse des résultats . . . . .	66
2.3	Estimation de la fonction de réponse du microphone à partir de la mesure d'ondes de choc . . . . .	67
2.3.1	Principe de la méthode de calibration . . . . .	68
2.3.2	Simulation du processus de calibration . . . . .	70
2.3.3	Hypothèses effectuées et sources d'erreur . . . . .	73
2.3.4	Applications de la méthode : microphones 1/4" et 1/8" . . . . .	76
2.4	Microphones MEMS : estimation de la réponse en fréquence . . . . .	77
2.4.1	Premier prototype de microphone MEMS . . . . .	78
2.4.2	Second prototype de microphone MEMS . . . . .	80
2.5	Conclusion . . . . .	82
<b>3</b>	<b>Caractérisation de la turbulence thermique</b>	<b>85</b>
3.1	Introduction . . . . .	85
3.2	Description des expériences réalisées . . . . .	87
3.2.1	Configurations de mesure . . . . .	87
3.2.2	Instrumentation et positionnement . . . . .	87
3.3	Modélisation de la turbulence thermique . . . . .	89
3.3.1	Fluctuations de température et indice de réfraction . . . . .	89
3.3.2	Echelle intégrale des fluctuations de température . . . . .	89
3.3.3	Spectre de la turbulence . . . . .	90
3.3.4	Calcul de la vitesse de l'écoulement moyen $U_z$ . . . . .	91
3.4	Résultats . . . . .	92
3.4.1	Calcul de la vitesse moyenne $U_z$ . . . . .	92
3.4.2	Calcul de l'échelle intégrale $L_x$ . . . . .	92
3.4.3	Spectre de turbulence . . . . .	94
3.4.4	Cartographies de température . . . . .	95
3.5	Conclusion . . . . .	99
<b>4</b>	<b>Propagation d'ondes de choc en champ libre : analyse statistique de l'influence de la turbulence</b>	<b>101</b>
4.1	Introduction et objectifs . . . . .	101
4.2	Description des expériences réalisées . . . . .	103
4.3	Distorsion des ondes de choc . . . . .	105
4.4	Paramètres de l'onde de pression : aspects statistiques . . . . .	110
4.4.1	Temps d'arrivée $t_{arr}$ de l'onde de pression . . . . .	110
4.4.2	Angle d'arrivée $\theta$ de l'onde de pression . . . . .	111
4.4.3	Pic de pression $P_{max}$ . . . . .	113
4.4.4	Distance d'apparition de la première caustique . . . . .	117
4.4.5	Temps de montée $\tau$ du choc avant . . . . .	118
4.4.6	Pic de pression $P_{max}$ en fonction du temps de montée $\tau$ . . . . .	119
4.5	Conclusion et perspectives . . . . .	122
<b>5</b>	<b>Mise en évidence de réflexions irrégulières sur une frontière rigide</b>	<b>123</b>
5.1	Introduction et objectifs . . . . .	123
5.2	Description des expériences réalisées . . . . .	125
5.2.1	Expérience avec frontière plane . . . . .	125

5.2.2	Expérience avec frontière cylindrique . . . . .	125
5.3	Résultats . . . . .	127
5.3.1	Réflexions sur frontière plane . . . . .	127
5.3.2	Réflexion sur frontière cylindrique . . . . .	130
5.4	Conclusion . . . . .	132
<b>6</b>	<b>Propagation d'ondes de choc dans une zone d'ombre en atmosphère homogène ou turbulente</b>	<b>135</b>
6.1	Introduction et objectifs . . . . .	135
6.1.1	Motivations . . . . .	135
6.1.2	Travaux précédents . . . . .	135
6.1.3	Synthèse et objectifs de l'étude avec paroi courbe . . . . .	141
6.2	Description de l'expérience . . . . .	142
6.3	Propagation dans une zone d'ombre en atmosphère homogène . . . . .	146
6.3.1	Mesures acoustiques sans turbulence : résultats et discussion . . . . .	146
6.3.2	Comparaison à une solution analytique (somme de résidus) . . . . .	157
6.4	Propagation dans une zone d'ombre en atmosphère turbulente . . . . .	160
6.4.1	Mesures acoustiques avec turbulence : résultats et discussion . . . . .	160
6.4.2	Etude statistique de la propagation en zone d'ombre . . . . .	165
6.5	Conclusion . . . . .	172
	<b>Conclusion générale</b>	<b>172</b>
<b>A</b>	<b>Observations diverses lors de la caractérisation de la turbulence thermique</b>	<b>177</b>
<b>B</b>	<b>Effets liés à la bande passante limitée des microphones lors de mesures dans la turbulence</b>	<b>180</b>
<b>C</b>	<b>Synthèse de différentes expériences de propagation avec paroi courbe ou gradient</b>	<b>182</b>
<b>D</b>	<b>Configurations de mesure : schémas descriptifs et procédures expérimentales</b>	<b>185</b>
D.1	Cartographies de l'onde de pression sans turbulence . . . . .	185
D.2	Hauteur $h$ variable sans et avec turbulence . . . . .	186
D.3	Distance $r$ variable sans et avec turbulence . . . . .	186
D.4	Points de mesure additionnels avec turbulence . . . . .	187
	<b>Bibliographie</b>	<b>202</b>



# Introduction générale

## Le contexte général

La propagation des ondes sonores dans un milieu turbulent donne lieu à des fluctuations importantes en amplitude et phase de l'onde de pression. Ces fluctuations sont liées aux variations locales de la célérité du son. Dans l'air, les fluctuations de célérité du son sont causées par des fluctuations de température ou de vitesse. La modélisation de la propagation longue distance dans l'air du bruit nécessite donc de prendre en compte la complexité des phénomènes en interaction (turbulence atmosphérique, gradients de célérité du son, impédance et rugosité du sol). Des expériences de propagation acoustique combinées à des mesures de température et de vitesse pour plusieurs altitudes ont eu lieu (voir par exemple Naz & Parmentier (1996) qui résument les résultats de différentes expériences réalisées). Cependant, la validation des modèles par la comparaison avec des mesures en extérieur en vue d'une prédiction des niveaux sonores est délicate, car les conditions atmosphériques ne peuvent être ni suffisamment contrôlées ni caractérisées de façon extensive. Une alternative est la comparaison à des expériences à l'échelle du laboratoire où le milieu de propagation, la source sonore et les récepteurs peuvent être contrôlés et caractérisés.

Dans le cadre de l'acoustique linéaire, l'effet de la turbulence cinématique a été étudié à l'échelle du laboratoire au moyen de jets (Blanc-Benon, 1981), et l'effet de la turbulence thermique au moyen d'un réseau de résistances croisées (Blanc-Benon, 1987, Blanc-Benon & Juvé, 1993, Wasier, 1999). L'effet d'un gradient de célérité du son a été reproduit dans une enceinte (Pridmore-Brown, 1955) ou bien en utilisant une frontière courbe (Berry & Daigle, 1988). L'effet combiné du gradient de célérité du son et d'un sol impédant ou rugueux a été modélisé en modifiant les propriétés de la frontière courbe modélisant le gradient (Chambers & Berthelot, 1997, Li *et al.*, 1998b) en la recouvrant d'un matériau absorbant ou rugueux. L'effet combiné du gradient et de la turbulence a été étudié au moyen de la turbulence thermique (Wasier, 1999). Parallèlement, des études numériques ont été réalisées pour décrire ces différents phénomènes : en utilisant l'acoustique géométrique (Karweit *et al.*, 1991, Blanc-Benon & Juvé, 1994) pour étudier la propagation en champ libre dans un milieu turbulent. Des méthodes aux différences finies permettant de résoudre une équation parabolique, couplée à différents modèles d'impédance, ont permis de détailler l'effet combiné de la propagation avec sol plan et de l'impédance (Cotté & Blanc-Benon, 2009, Dragna *et al.*, 2011). L'effet du gradient de célérité du son a été déterminé pour certaines formes de gradient par une solution analytique (Berry & Daigle, 1988, Pierce, 1989), tandis que l'effet combiné du gradient et de la turbulence a été traité numériquement au moyen d'une réalisation figée de la turbulence, et d'une équation parabolique résolue en temps (Blanc-Benon & Juvé, 1996).

Avec le développement de l'aviation supersonique civile (concorde français et Tupolev Tu-144 russe) ou militaire, une difficulté supplémentaire a été ajoutée avec la propagation non-linéaire du bang sonique. Des programmes de recherche récents montrent l'actualité des recherches sur la propagation non-linéaire d'ondes en  $N$  dans l'atmosphère : programmes américain HSCT (High Speed Civil Transport), européens ESRP (European Supersonic Research Program), SOBER (Sonic Boom European Research program), et HISAC (High Speed Aircraft) et japonais NGST (Next Generation Supersonic Transport). Compte tenu de la complexité de mise en œuvre des expériences de propagation du bang sonique en extérieur, des expériences à l'échelle du laboratoire ont été réalisées afin d'étudier l'effet : (1) d'une inhomogénéité simple (Davy & Blackstock, 1970), (2) de la turbulence cinématique (Lipkens & Blackstock, 1998a,b, Averiyarov *et al.*, 2011b), (3) de la turbulence thermique (Yuldashev, 2011), et (4) d'un gradient de célérité du son (Almgren, 1987). Lors de ces expériences, les ondes en  $N$  sont obtenues en générant des ondes de choc par claquage électrique entre deux électrodes. Des expériences ont également été réalisées dans l'eau pour observer l'effet de la focalisation d'ondes de choc, ainsi que les phénomènes de réflexion irrégulière (Thomas *et al.*, 2007, Ganjehi *et al.*, 2008), mais l'étude réaliste de l'influence de la turbulence n'est pas possible dans l'eau.

Dans le cadre du projet de recherche SOBER, des expériences à l'échelle du laboratoire ont été réalisées pour étudier les effets liés au gradient de célérité (paroi courbe), à la turbulence atmosphérique (turbulence thermique ou cinématique), et à la rugosité du sol (Qin *et al.*, 2004, Blanc-Benon & Ollivier, 2004, Ollivier *et al.*, 2007, Ollivier & Blanc-Benon, 2004). L'analyse des résultats de ces expériences s'avère toutefois délicate en raison des incertitudes sur les caractéristiques précises de la source et des microphones de mesure utilisés. Les échelles spatiale et temporelle typiques des expériences à l'échelle du laboratoire et de la propagation dans l'atmosphère du bang sonique sont indiquées dans le tableau 1. L'objectif de ce type d'expérience n'est cependant pas de réaliser une simulation expérimentale de la propagation du bang sonique. Une mise à l'échelle purement géométrique est possible, mais les principaux effets physiques influençant la propagation du bang ne sont pas à l'échelle (notamment, la propagation non-linéaire, les effets dissipatifs et de relaxation). On remarque notamment que les niveaux de pression générés par les sources utilisées sont bien supérieurs à ceux du bang sonique, afin d'obtenir des effets non-linéaires significatifs malgré l'augmentation des effets dissipatifs avec la mise à l'échelle. L'objectif de ce type d'expérience est donc d'étudier à l'échelle du laboratoire la propagation d'impulsions sonores de forte amplitude dans un milieu turbulent d'une manière générale, les nombreuses études sur le bang sonique serviront néanmoins de référence.

À l'heure actuelle, un des facteurs limitant des expériences à l'échelle du laboratoire est la transposition des fréquences vers les hautes fréquences, afin que le rapport longueur d'onde - distance de propagation reste du même ordre de grandeur que lors des expériences à l'échelle de l'atmosphère. La bande passante des microphones de mesure actuels n'est alors pas suffisante pour effectuer une mesure parfaitement fidèle des ondes de pression translatées dans la gamme ultrasonore. Ces constatations ont motivé la mise en place du projet SIMMIC (wideband SILicon Measurement MICrophone for high-frequency acoustics, référence ANR 2010 BLAN 0905 03), soutenue par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR), associant le LMFA et les laboratoires TIMA, LIRMM et la société Microsonics. Ce projet vise à développer et caractériser des microphones large bande et hautes fréquences (typiquement, 10 kHz - 1 MHz), en utilisant les technologies de fabrication MEMS (Micro ElectroMechanical Systems). Une partie du travail réalisé lors de cette thèse s'inscrit dans le cadre de ce projet (en particulier les chapitres 1 et 2).

	Atmosphère	Expériences en laboratoire
Distance de propagation à travers la turbulence	1 km	1 m
Hauteur de la source	10 km	10 cm
Échelle intégrale	100 m	20 cm
Fluctuations d'indice de réfraction	< 5 %	1 %
Pic de pression	100 Pa	100-1000 Pa
Durée de l'onde de pression	100 ms	50 $\mu$ s
Temps de montée	1-10 ms	0.1-10 $\mu$ s

TABLE 1: Facteurs d'échelle pour les expériences à l'échelle du laboratoire de propagation non-linéaire du bang sonique.

## Objectifs de la thèse

On s'intéresse dans cette thèse à la propagation d'impulsions sonores de forte amplitude ( $\simeq 1000$  Pa) et de courte durée ( $\simeq 50$   $\mu$ s) à travers la turbulence, en champ libre ou en présence d'une paroi plane, avec un gradient de célérité du son.

En champ libre, les effets causés par la turbulence sont bien identifiés : distortion des formes d'onde, amplification et atténuation aléatoire du niveau de pression. Les lois statistiques connues en régime de propagation linéaire (Blanc-Benon & Juvé, 1993) ont pu être validées en non-linéaire pour la turbulence cinématique par Averiyarov *et al.* (2011b), mais pas pour la turbulence thermique en non-linéaire. On se propose donc de montrer que cette approche est également valide pour la propagation d'ondes de choc dans la turbulence thermique. On souhaite également disposer de données de référence pour le cas de propagation avec gradient de célérité et turbulence.

La présence d'une frontière peut donner lieu pour des ondes de choc à des réflexions irrégulières. Ce type de réflexion est bien documenté dans la littérature dans le cadre des chocs forts dans l'air, et des chocs faibles dans l'eau. On cherche donc à mettre en évidence les réflexions irrégulières de chocs faibles dans l'air.

Dans une zone d'ombre, obtenue en présence d'un gradient de célérité du son, la propagation sonore a été étudiée de façon complète avec et sans turbulence dans le cadre de l'acoustique linéaire. Les solutions analytiques permettent dans ce cadre une bonne prédiction du niveau sonore dans la zone d'ombre. Dans le cadre de l'acoustique non-linéaire, on sait que le niveau de pression décroît dans la zone d'ombre. Se pose alors la question de savoir si le niveau de pression est suffisamment faible pour que la solution analytique soit prédictive.

L'influence de la turbulence a pu être étudiée expérimentalement et numériquement en régime linéaire. Cependant, dans le cadre de l'acoustique non-linéaire, ces effets restent méconnus. On sait que des phénomènes de diffusion acoustique par la turbulence peuvent augmenter le niveau sonore dans la zone d'ombre, mais on ne sait pas si c'est le mécanisme dominant de propagation dans la zone d'ombre, ou s'il s'agit d'une contribution mineure. On souhaite évaluer l'importance de ce mécanisme. On cherchera également à déterminer si les répartitions statistiques des paramètres de l'onde de pression sont similaires en zone d'ombre et en zone éclairée.

Pour répondre à ces objectifs, des études expérimentales de la propagation non-linéaire en milieu turbulent, avec effets de sol, ont été réalisées. Afin que ces expériences à l'échelle du laboratoire puissent servir de référence, une étude précise de la source, des microphones de mesure, et du milieu de propagation a été réalisée. Dans le cadre du projet ANR SIMMIC, une nouvelle méthode de calibration adaptée aux microphones large bande et hautes fréquences a été proposée sur la base des travaux effectués au LMFA en collaboration avec le laboratoire d'acoustique de l'Université d'État de Moscou (Ollivier *et al.*, 2012).

## Organisation du mémoire de thèse

Ce mémoire comprend 6 chapitres qui peuvent être regroupés dans deux grandes parties. Les chapitres 1, 2 et 3 proposent une caractérisation des éléments de l'expérience, respectivement la source acoustique (source à étincelles), les récepteurs (microphones) et le milieu de propagation (turbulence thermique). Les chapitre 4, 5 et 6 présentent les résultats des expériences de propagation réalisées.

Dans le premier chapitre, nous étudions en détails la source à étincelles utilisée pour générer des ondes de choc dans l'air. Des simulations numériques de la propagation permettent d'évaluer l'importance relative des différents mécanismes physiques lors de la propagation. Afin de caractériser l'onde de pression émise par la source à étincelle, deux types de résultats expérimentaux sont présentés : des mesures microphoniques et des mesures optiques (technique de strioscopie).

Dans un second chapitre, une caractérisation des microphones de mesure utilisés est réalisée. Les objectifs sont de mettre en évidence l'influence de la bande passante limitée des microphones de mesure, et de proposer une méthode de calibration absolue adaptée aux fréquences supérieures à 10 kHz. La source à arcs électriques caractérisée dans le chapitre précédent est alors utilisée comme source impulsionnelle permettant la calibration absolue des microphones. Cette méthode de calibration devrait permettre de caractériser les nouveaux microphones MEMS très hautes fréquences développés dans le cadre du projet ANR SIMMIC.

Le troisième chapitre est consacré à la caractérisation de la turbulence thermique servant de milieu de propagation. A ce titre, des mesures de température moyenne et fluctuante ont été réalisées. Les caractéristiques de la source, des microphones de mesure et du milieu de propagation étant connues avec précision, on met en œuvre dans la suite de la thèse des expériences de propagation acoustique non-linéaire à l'échelle du laboratoire. En lien avec ce chapitre, des observations diverses ont été reportées dans l'annexe A.

Dans le quatrième chapitre, on s'intéresse à la propagation en champ libre (en l'absence de frontière) de l'onde de choc générée par la source à étincelle à travers une turbulence thermique. La distortion de l'onde de choc initiale au cours de la propagation est étudiée d'un point de vue statistique en réalisant un grand nombre de claquages de la source. Ceci nous permet alors de proposer des lois statistiques connues dans le cadre de l'acoustique linéaire. L'annexe B en lien avec ce chapitre illustre l'influence du microphone de mesure sur les répartitions statistiques de temps de montée.

Le cinquième chapitre aborde le problème de la réflexion des ondes de choc sur une surface rigide, en l'absence de turbulence. Des phénomènes de réflexion irrégulière d'ondes de choc, déjà observés dans l'eau, sont mis en évidence dans l'air.

Enfin, dans le sixième et dernier chapitre, l'expérience "complète" est réalisée, c'est à dire la propagation dans la turbulence thermique d'une onde de choc, en présence d'une frontière rigide et d'un gradient de célérité du son. Un résumé des configurations de mesure utilisés par de précédents auteurs est indiqué dans l'annexe C. Dans un premier temps, la propagation dans la zone d'ombre est étudiée en l'absence de turbulence. Dans un second temps, l'influence de la turbulence est mise en évidence d'un point de vue statistique pour étudier la diffusion acoustique dans la zone d'ombre par les structures turbulentes. Plus de détails concernant les configurations de mesure sont indiqués dans l'annexe D.



# Chapitre 1

## Caractérisation d'une source à arcs électriques générant des ondes de choc

### 1.1 Introduction

Dans cette thèse, une source à arcs électriques est utilisée d'une part pour la calibration de microphones de mesure hautes fréquences, et d'autre part comme source sonore pour étudier la propagation acoustique d'onde de choc avec turbulence et en présence de frontières rigides. Pour ces études, on souhaite effectuer des comparaisons entre les cas avec, et sans turbulence. On souhaite donc disposer de données de référence sur la source utilisée.

Des sources impulsionnelles générant des ondes de courte durée ( $< 100 \mu\text{s}$ ) sont utilisées dans plusieurs domaines de l'acoustique : l'acoustique des salles à échelle réduite, l'étude de l'interaction choc/structure, les études de propagation non-linéaire, les applications médicales utilisant la focalisation d'ondes de choc, ou encore les méthodes de calibration de capteurs de pression. Les caractéristiques recherchées sont un spectre d'émission à bande large et hautes fréquences (typiquement de 10 kHz à 1 MHz), une bonne répétabilité, et une facilité de mise en œuvre. Pour répondre à ces besoins, plusieurs techniques existent : les charges explosives pour les expériences de propagation à l'échelle de l'atmosphère ou à l'échelle du laboratoire (Loubeau *et al.*, 2006, Cudina & Prezelj, 2006), les lasers focalisés pour les expériences à l'échelle du laboratoire (Qin & Attenborough, 2004, Bradley *et al.*, 2004, Sankin *et al.*, 2008), et enfin le claquage électrique entre deux électrodes également pour les expériences à l'échelle du laboratoire. Cette dernière méthode est utilisée dans l'air ou dans l'eau (Davy & Blackstock, 1970, Wright, 1983, Lipkens & Blackstock, 1998a,b, Apazidis *et al.*, 2002, Qin *et al.*, 2010, Rassweiler *et al.*, 2011, Averiyarov *et al.*, 2011b, Yuldashev *et al.*, 2010a).

Des exemples d'utilisation de sources semblables sont donnés dans le paragraphe suivant.

#### 1.1.1 Exemples d'utilisation de sources sonores à arcs électriques

Avec un écart inter-électrodes faible (de l'ordre de quelques millimètres), le claquage d'arcs électriques dans l'air est utilisé comme source à large bande pour étudier sur des maquettes à échelle réduite l'acoustique des salles (Engl, 1939, Grillon *et al.*, 1996, Meynial *et al.*, 1994, Hak

& Bijsterbosch, 2009, Picaut & Simon, 2001, Dammerud & Barron, 2010). Les sources à arcs électriques avec un faible écart inter-électrodes sont également utilisées pour des applications de caractérisation d'écoulements par ultrasons (Martinson & Delsing, 2010). Différentes conceptions possibles pour une source à étincelles ont été détaillées par Fuller (1999).

Avec le développement de l'acoustique non-linéaire, les sources à arcs électriques avec un écart inter-électrodes plus important, de l'ordre du centimètre ou plus, sont utilisées pour produire des ondes de choc dites "en N" de courte durée de l'ordre de  $50 \mu\text{s}$ , avec un choc de surpression de l'ordre du kilo Pascal (Wright & McKittrick, 1967, Wright & Medendorp, 1968, Wright, 1983, Davy & Blackstock, 1970, Lipkens, 1993, Lipkens & Blackstock, 1998a,b, Blanc-Benon & Ollivier, 2004, Ollivier *et al.*, 2007, Averiyarov, 2008, Yuldashev *et al.*, 2008). Les ondes en N émises par le claquage électrique permettent notamment d'étudier, à échelle réduite, la propagation d'une onde en N similaire au bang sonique émis par un projectile ou un aéronef en vol supersonique. Une forme d'onde mesurée au sol lors du passage en vol supersonique d'un avion F18 (Hearing *et al.*, 1995) est indiquée sur la figure 1.1a. L'onde mesurée après claquage d'une source à arcs électriques est indiquée sur la figure 1.1b. Dans les deux cas, la forme d'onde présente un choc avant, une phase de détente, et un choc arrière lors du retour à la pression d'équilibre. La dénomination "choc avant - choc arrière" provient des études sur le bang sonique, où le premier choc correspond au nez de l'avion, tandis que le choc arrière correspond à la queue de l'avion.

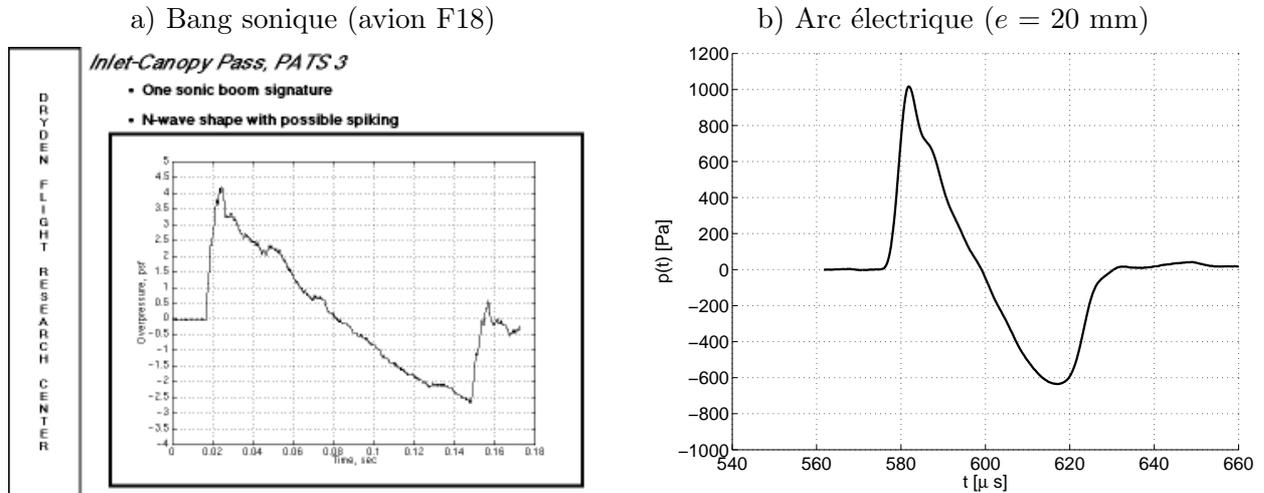


FIGURE 1.1: Formes d'ondes mesurées au sol : (a) lors du passage d'un avion supersonique F18 (d'après Hearing *et al.* (1995)) et (b) après claquage d'une source à arcs électriques, à 20 cm des électrodes.

Avec grand écart inter-électrodes ( $> 1 \text{ cm}$ ), les sources à arcs électriques ont également des applications dans le domaine médical dans l'air ou dans l'eau (Wright & Blackstock, 1997, Sankin *et al.*, 2008, Qin *et al.*, 2010, Rassweiler *et al.*, 2011). Ces dernières sont également utilisées pour la caractérisation des matériaux absorbants acoustiques (Cramond & Don, 1984, Mathew & Alfredson, 1984).

## 1.1.2 Problèmes rencontrés

### Avec un grand écart inter-électrodes

Avec un écart inter-électrodes important ( $> 1$  cm), les caractéristiques des ondes de choc émises ont été étudiées par de précédents auteurs : Wright & Medendorp (1968), Wright (1983), Nezan (1993), et Lipkens (1993). Les premières études sur les sources à arcs électriques (Wright & McKittrick, 1967, Klinkowstein, 1974) ont montré que le claquage électrique fournit des impulsions en forme de "N" de courte durée, appelées "ondes en N". Le claquage électrique entre les deux électrodes produit un fort échauffement local, ce qui permet d'initier la propagation d'une impulsion sonore de forte amplitude. En raison de la propagation acoustique non-linéaire, un choc acoustique est formé à quelques centimètres des électrodes. Un second choc, appelé choc arrière, est également formé par la suite (voir la figure 1.1b). La formation du choc arrière a pu être mise en évidence au moyen de simulations numériques de la propagation d'une forme d'onde explosive, avec un choc avant et une phase de détente sans choc (Sparrow & Rasper, 1991).

Des études plus récentes (Averiyanov, 2008, Yuldashev *et al.*, 2008, 2010a,b, Ollivier *et al.*, 2010) ont permis de mesurer et calculer les paramètres (pic de pression, temps de montée, durée etc.) de l'onde en N en fonction de la distance de propagation : la décroissance du niveau de pression est due aux effets d'expansion sphérique du front d'onde, et aux effets dissipatifs. Les effets non-linéaires causent également une atténuation supplémentaire. L'allongement de l'onde de pression est causé exclusivement par les effets non-linéaires, comme on le verra par la suite. Enfin, à grande distance de la source (de l'ordre de 4 m), la relaxation moléculaire cause une dissymétrie de la forme de l'onde et une augmentation du temps de montée du choc (Hatanaka & Saito, 2011). Expérimentalement, le choc avant a pu être étudié en détails au moyen de la technique d'ombroscopie (Yuldashev *et al.*, 2010a). Le temps de montée est inférieur à  $1 \mu\text{s}$  à 1 m de la source.

Les auteurs utilisant une source à étincelles supposent généralement qu'il s'agit d'un point source émettant des ondes sphériques (Honma *et al.*, 1991, Lipkens, 1993, Yuldashev *et al.*, 2008). Dans l'axe de la source, cette hypothèse est raisonnable si la distance de propagation est largement supérieure à l'écart inter-électrodes. Pour de grands écarts inter-électrodes la source est plutôt vue comme une ligne source. Une modélisation de la directivité de la source a été effectuée par Wright & Medendorp (1968), en supposant qu'il s'agit d'une ligne source émettant en phase des ondes en N sphérique. Cependant, leur hypothèse de propagation linéaire effectuée n'est pas compatible avec les grands écarts inter-électrodes, engendrant de forts niveaux de pression.

### Avec un petit écart inter-électrodes

Avec un écart inter-électrodes faible (de l'ordre de 1 à 5 mm), les caractéristiques de la source à arcs électriques sont moins connues. La contribution de chacun des effets de propagation (propagation non-linéaire, absorption, relaxation et expansion sphérique) s'en trouve donc modifiée. On sait a priori que le niveau de pression décroît avec l'écart inter-électrodes. Il est donc généralement admis, sans qu'une limite claire soit posée, que les effets de propagation non-linéaires deviennent négligeables quand l'écart inter-électrodes est réduit. Réduire l'écart inter-électrodes a également pour conséquence de diminuer la durée de l'onde émise par la source. Les effets de dissipation viscothermique sont donc relativement plus importants, comparés aux effets non-linéaires.

Plusieurs auteurs ont pu montrer, aussi bien avec une source à étincelles utilisant un écart inter-électrodes supérieur à 1 cm, qu'avec des sources explosives, que les formes d'onde en sortie des microphones capacitifs sont fortement influencées par la réponse en fréquence du microphone (Wright, 1983, Averiyarov, 2008, Loubeau *et al.*, 2006, Gee *et al.*, 2006, Ollivier *et al.*, 2010). Dans ce cas, le maximum du spectre se situe environ à 20 kHz, largement en-dessous de la fréquence de coupure des microphones de mesure actuellement disponibles, à 150 kHz environ. Si l'écart inter-électrodes est inférieur à 1 cm, le maximum du spectre est situé plus haut en fréquence, par exemple à 80 kHz pour un écart de 1 mm entre les électrodes. Une modification plus importante des formes d'onde est donc attendue, sans que cela soit clairement étudié à notre connaissance.

### 1.1.3 Objectifs

L'objectif général de ce chapitre est de déterminer les caractéristiques de l'onde de pression émise par la source à étincelle, avec un écart inter-électrodes variable et un angle d'émission variable. En fonction de l'écart inter-électrodes, on souhaite trouver au-delà de quelle valeur d'écart inter-électrodes les effets de propagation non-linéaire sont à considérer. Un second objectif est la détermination de la forme d'onde, en fonction de l'écart inter-électrodes, de la distance à la source et de l'angle d'émission. Enfin, on souhaite déterminer les paramètres de la source (pic de pression, durée de l'onde) afin de pouvoir fixer des limites angulaires d'utilisation de ce type de source. On souhaite pouvoir utiliser ces données comme points de référence pour les autres chapitres de cette thèse.

Pour répondre à ces objectifs, on propose de mettre en œuvre plusieurs méthodes différentes : des simulations numériques de la propagation de l'onde, des visualisations optiques avec la technique d'ombroscopie schlieren, et des mesures microphoniques.

Dans un premier temps, des éléments d'acoustique non-linéaire sont présentés afin d'expliquer la formation des ondes de choc. Dans un second temps, on souhaite déterminer les contributions des effets non-linéaires par rapport aux effets de dissipation, avec un écart inter-électrodes variable. Pour cela, on effectue des simulations numériques de la propagation de l'onde de pression, en utilisant une équation de Burgers modifiée dont le code de résolution numérique a été écrit par Yuldashev dans le cadre de sa thèse (Yuldashev *et al.*, 2008, Yuldashev, 2011). Cette série de simulations est également utilisée pour mettre en évidence les effets de filtrage liés à la bande passante limitée des microphones de mesure, pour différents écarts inter-électrodes.

Dans une troisième partie, les résultats expérimentaux sont analysés. La méthode de strioscopie (schlieren) a été utilisée afin d'obtenir les formes de l'onde de pression. Afin de déterminer le niveau de pression de l'onde émise par la source, nous avons utilisé les résultats des visualisations optiques et des mesures microphoniques dans l'axe de la source. Les paramètres en fonction de l'angle d'émission sont obtenus à l'aide de mesures microphoniques, ce qui nous permet alors de déterminer des limites angulaires d'utilisation pour ce type de source, en fonction de l'écart inter-électrodes.

## 1.2 Éléments d'acoustique non-linéaire

On présente dans cette partie des éléments d'acoustique non-linéaire, essentiellement d'après Hamilton & Blackstock (1998), Pierce (1989) et Bruneau (1998).

### 1.2.1 Formation de l'onde de choc

Pour des ondes de pression dont l'amplitude n'est plus suffisamment faible devant la pression atmosphérique, alors la vitesse du son n'est plus constante mais dépend de la vitesse particulière  $u$  selon l'équation (1.1) :

$$c = c_0 + \beta u \quad (1.1)$$

où  $\beta = (\gamma + 1)/2$  est le coefficient de non-linéarité, et  $\gamma = C_p/C_v$  est le rapport des capacités thermiques de l'air  $C_p$  et  $C_v$ . L'équation de propagation des ondes s'écrit alors, en prenant comme variable la vitesse particulière  $u$  :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (c_0 + \beta u) \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (1.2)$$

En faisant apparaître explicitement le terme non-linéaire dans le membre de droite et en réécrivant en fonction de la pression  $p$  et du temps retardé  $t_r = t - x/c_0$ , on obtient alors l'équation de Burgers, où les effets dissipatifs ont été négligés devant les effets non-linéaires :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\beta p}{\rho_0 c_0^3} \frac{\partial p}{\partial t_r} \quad (1.3)$$

La solution implicite, nommée "solution de Poisson", est obtenue à une distance  $x$  en fonction du temps par l'équation (1.2) :

$$p = f\left(t - t_r + \frac{\beta x}{\rho_0 c_0^3} p\right) \quad (1.4)$$

où  $f$  désigne la forme d'onde initiale et  $p$  la forme d'onde obtenue après propagation.

Une solution explicite, nommée "solution de Fubini", permet de calculer la forme d'onde sous la forme d'harmoniques (Blackstock, 1966). Elle s'exprime selon l'équation (1.5) :

$$\frac{u(x, t)}{u_{max}(0, t)} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{J_n(n\bar{\sigma})}{n\bar{\sigma}} \sin(nk(x - c_0 t)) \quad (1.5)$$

où  $u$  est la vitesse particulière,  $u_{max}$  le maximum de vitesse de l'onde initiale,  $k = \omega/c_0$  le nombre d'onde acoustique,  $J_n$  la fonction de Bessel de première espèce et d'ordre  $n$ , et  $\sigma = x/\bar{x}$  est la distance normalisée par la distance de formation du choc  $\bar{x} = 1/\beta k M_a$ , où  $M_a = p/\rho_0 c_0^2$  est le nombre de Mach acoustique.

Par exemple, si l'on fixe comme forme d'onde initiale un sinus de période  $20 \mu\text{s}$ , modulé par une fonction fenêtre, avec une amplitude de  $10\,000 \text{ Pa}$ , les formes d'onde peuvent être calculées après quelques centimètres de propagation en utilisant l'équation (1.4) (voir la figure 1.2). En raison de la dépendance de la célérité en fonction du niveau de pression, l'effet de la propagation non-linéaire est de raidir les phases de compression. À  $x = 10 \text{ mm}$  environ, un choc est formé (voir la figure 1.2). Pour des distances  $x$  supérieures à  $10 \text{ mm}$ , la solution ainsi obtenue n'est plus physique puisque pour une valeur de  $t$  sont associées plusieurs valeurs de la pression (voir par exemple sur la figure 1.2 la forme d'onde obtenue pour  $x = 30 \text{ mm}$ ). Avec les valeurs données

précédemment, on obtient  $\bar{x} = 10.4$  mm, comme attendu d'après la figure 1.2. Même si le niveau de pression exact n'est pas connu, ces valeurs correspondent en ordre de grandeur au cas de l'onde de pression émise par une source à étincelle avec un écart inter-électrodes de 20 mm.

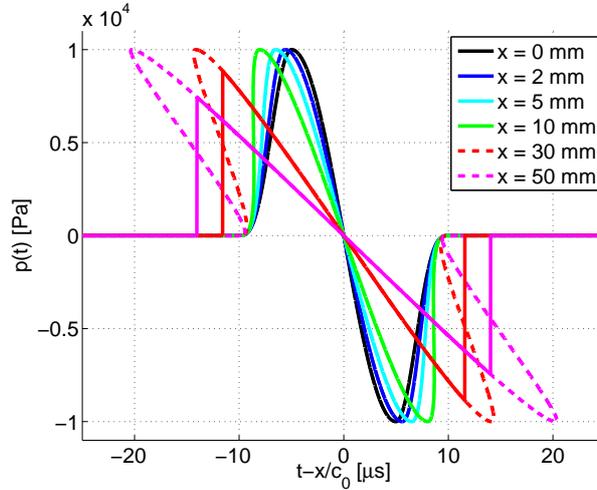


FIGURE 1.2: Formes d'onde obtenues après propagation non-linéaire sur une distance  $x$  d'une arche de sinus d'amplitude 10 000 Pa.

Une fois le choc formé, c'est à dire si  $x > \bar{x}$ , la solution de Poisson n'est plus valide : comme on l'a vu sur la figure 1.2, à une valeur de  $t$  sont associées plusieurs valeurs de la pression. Le caractère multivalué de cette solution peut cependant être corrigé au moyen de la "loi des aires" (Landau & Lifshitz, 1987), qui stipule que la position du choc est telle que l'aire sous la courbe est égale de part et d'autre du choc. Pour des distances de propagation supérieures à la distance de formation des chocs, le résultat est tracé sur la figure 1.2 ( $x = 30$  mm et  $x = 50$  mm). On constate que l'onde de pression prend la forme d'un  $N$ , et que le niveau de pression subit une atténuation propre aux effets non-linéaires. Une méthode numérique où les équations sont exprimées en potentiel a été proposée par Coulouvrat (2009) afin traiter le cas des formes d'onde complexes, avec des chocs multiples.

Dans cette partie, la prise en compte des effets non-linéaires uniquement a permis d'expliquer la formation des chocs. Les chocs ainsi obtenus sont des chocs droits, c'est à dire avec un temps de montée nul. En réalité, l'existence (et l'épaisseur) du choc est déterminée par une compétition entre les effets non-linéaires qui tendent à raidir le choc, et les effets dissipatifs qui tendent à l'adoucir. La prise en compte des effets dissipatifs est détaillée dans le paragraphe suivant.

### 1.2.2 Effets dissipatifs et nombre de Gold'berg

La prise en compte des effets dissipatifs permet en particulier de lever l'ambiguïté liée à la solution de Poisson pour des distances supérieures à la distance de formation du choc. Une mesure des effets de propagation non-linéaire, par rapport aux effets de dissipation est donnée par le nombre de Gold'berg  $\Gamma$ . Si  $\Gamma \gg 1$ , on se situe alors dans un régime non-linéaire, où les chocs se forment. Si  $\Gamma \ll 1$ , le régime est dissipatif. Le nombre de Gold'berg (également appelé 'nombre de Reynolds acoustique') est obtenu par l'équation (1.6) :

$$\Gamma = \frac{1/\bar{x}}{\alpha} \quad (1.6)$$

où  $\alpha = \delta k^2 / 2c_0$  est le coefficient d'atténuation,  $k$  est le nombre d'onde acoustique et  $c_0$  la vitesse du son adiabatique. De plus,  $\delta = \nu(4/3 + \mu_B/\mu + (\gamma-1)/P_r)$  représente le coefficient de diffusivité acoustique,  $\nu$  est la viscosité cinématique de l'air,  $\mu$  sa viscosité dynamique,  $\mu_B = 0.57\mu$  sa viscosité de volume, et  $P_r$  le nombre de Prandtl.

Pour les ondes planes, la distance de formation des chocs est  $\bar{x} = 1/\beta k M_a$ , où  $M_a = p/\rho_0 c_0^2$  est le nombre de Mach acoustique. Pour le cas des ondes sphériques, Hamilton & Blackstock (1998) proposent d'effectuer le changement de variable  $x \leftrightarrow r_0 \ln(r/r_0)$ , où  $r$  est la distance radiale de propagation, et  $r_0$  une distance de référence où l'onde de pression est connue. La distance de formation des chocs peut alors calculée pour une onde sphérique comme  $\bar{r} = r_0 \exp(1/\beta k M_a r_0)$ . Une estimation du nombre de Gold'berg en  $r_0 = 20$  cm est fournie en figure 1.3 à partir des données expérimentales présentées dans la suite de ce chapitre. Sur cette figure,  $\Gamma$  est tracé en fonction de la durée de la phase positive  $T_0$  en  $r_0$ . Comme on le verra dans la suite de ce chapitre, une variation de  $T_0$  permet de représenter l'effet d'une variation de l'écart inter-électrodes  $e$ , dans le cadre de l'étude de la source à étincelles. Une valeur généralement admise en terme de nombre de Gold'berg, pour considérer les effets non-linéaires dominants devant les effets dissipatifs, est  $\Gamma > 10$ . D'après la figure 1.3, pour une onde sphérique, cette condition est vérifiée si  $T_0 > 8 \mu\text{s}$  environ. Comme on le verra dans la suite de ce chapitre (voir en particulier la figure 1.5), cette valeur correspond à un écart inter-électrodes supérieur à 3 mm.

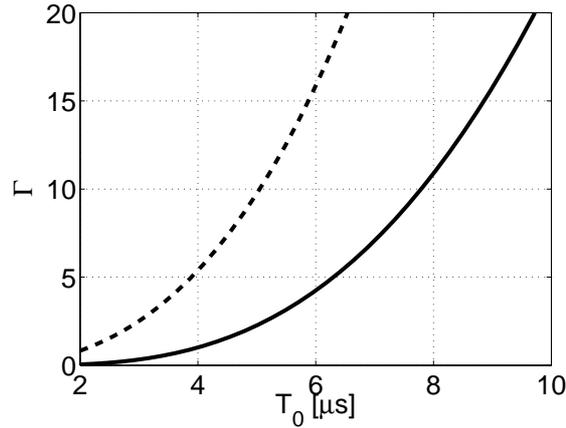


FIGURE 1.3: (—) : nombre de Gold'berg  $\Gamma$  d'une impulsion sonore sphérique à la distance  $r_0 = 20$  cm, en fonction de la durée de la phase positive  $T_0$  de l'impulsion sonore en  $r_0$ . Le calcul sous l'hypothèse d'onde plane est indiqué (----)

### 1.2.3 Équation de Burgers généralisée

Dans les chapitres 2 et 3 de cette thèse, une équation de Burgers généralisée est utilisée afin d'étudier la propagation d'ondes de choc. Cette équation, valable si le produit du nombre d'onde par la distance de propagation est grand devant 1 ( $kr \gg 1$ ), permet de prendre en compte les effets dissipatifs, de relaxation moléculaire, et d'expansion sphérique selon l'expression indiquée dans l'équation 1.7 :

$$\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{p}{r} = \frac{\beta}{\rho_0 c_0^3} p \frac{\partial p}{\partial t_r} + \frac{b}{2\rho_0 c_0^3} p \frac{\partial^2 p}{\partial t_r^2} + \sum_{\nu=1}^N d_\nu \frac{\partial}{\partial t_r} \int_{-\infty}^{t_r} \exp\left(-\frac{t_r - t'_r}{t_\nu}\right) \frac{\partial p}{\partial t'_r} dt'_r \quad (1.7)$$

Dans cette équation, le second terme du membre de gauche représente les effets d'expansion

sphérique du front d'onde. Dans le terme de droite, le premier terme représente les effets de propagation non-linéaire, le second terme permet de tenir compte des effets d'absorption visqueuse, et enfin le dernier terme permet de décrire les effets de relaxation moléculaire. En ce qui concerne la relaxation moléculaire,  $N$  est le nombre d'espèces dans le milieu, et  $\nu$  indique l'espèce dont la relaxation est considérée. Chaque processus de relaxation  $\nu$  est caractérisé par deux paramètres : le temps de relaxation  $t_\nu$  et le coefficient  $d_\nu = (c_\infty^\nu - c_0)/c_0$  où  $c_\infty^\nu$  est une vitesse caractéristique de la relaxation de l'espèce  $\nu$ . Dans le cas de l'air, seuls l'oxygène et l'azote peuvent être prise en compte.

Pour la résolution de l'équation de propagation de l'équation (1.7), on utilise un code de propagation acoustique écrit par Yuldashev dans le cadre de sa thèse (Yuldashev, 2011). Le code numérique utilise une méthode à pas fractionnés permettant de calculer chacun des termes de l'équation (1.7) séparément. Le terme non-linéaire est traité dans le domaine temporel en utilisant un schéma aux différences finies du second ordre en temps et du premier ordre dans l'espace. Le terme de dissipation visqueuse est traité à l'aide d'un schéma centré explicite du second ordre. Enfin, le terme de relaxation moléculaire est traité avec un schéma de Crank-Nicholson du second ordre en temps et en espace. La propagation est initialisée à la première distance  $r = r_0$  à l'aide d'une forme d'onde connue en temps. L'équation (1.7) est valide si l'on est loin de la source, c'est à dire si  $r$  est grand devant la longueur d'onde de la source. Pour les expériences réalisées avec un écart inter-électrodes de 2 cm, cette condition est respectée à partir d'une distance  $r_0 = 20$  cm environ.

### 1.3 Simulation de la propagation d'ondes en N de durée variable

Dans la partie précédente, nous avons vu qu'en raison de la propagation non-linéaire, une onde de choc est formée à environ  $r = 1$  cm. L'objectif de cette partie est de déterminer l'importance relative des différents effets physiques (propagation non-linéaire et effets dissipatifs notamment) en fonction de l'écart inter-électrodes. Une telle étude a été réalisée précédemment par Yuldashev *et al.* (2008) avec un écart inter-électrode  $e = 17$  mm. Par rapport à cette étude, nous étudions l'effet d'un écart inter-électrode variable entre 1 mm et 20 mm. Pour représenter l'effet d'un écart inter-électrode variable, nous avons réalisé des simulations numériques de la propagation d'ondes en  $N$  de durée initiale variable.

#### 1.3.1 Description des simulations réalisées

La simulation de la propagation doit être initialisée à la première distance ( $r_0 = 20$  cm) par une forme d'onde connue en temps. On effectue pour cela l'hypothèse d'onde en  $N$ , qui est très répandue dans la littérature (Wright, 1983, Wright & McKittrick, 1967, Lipkens & Blackstock, 1998a,b, Yuldashev *et al.*, 2008, Averiyanov *et al.*, 2011b). Comme on le verra dans la suite de ce chapitre, l'onde de pression réellement émise par la source à étincelle est sensiblement différente d'une onde en  $N$ . Toutefois, nous souhaitons dans ce paragraphe étudier l'influence de chacun des effets physiques au moyen de l'équation de Burgers (propagation non-linéaire, dissipation, relaxation etc.). Cette étude peut donc être faite en initialisant la propagation par une onde en  $N$ , ce qui permet un contrôle plus simple de chacun des paramètres initiaux de l'onde de pression. Une modélisation de l'onde a été proposée (Averiyanov *et al.*, 2011a, Yuldashev *et al.*, 2008) en utilisant des fonctions en tangente hyperbolique. L'onde de pression est représentée par l'équation (1.8) :

$$p(t) = P_{max} \left[ \tanh \left( 2.2 \frac{t - t_0 - T}{\tau} \right) - \tanh \left( 2.2 \frac{t - t_0 + T}{\tau} \right) \right] \frac{t - t_0}{2T} \quad (1.8)$$

où  $t \in [t_0 - T/2; t_0 + T/2]$ ,  $P_{max}$  étant le pic de pression,  $T$  la demi-durée,  $t_0$  le passage par zéro de l'onde, et  $\tau$  le temps de montée défini entre 10% et 90% du pic de pression. Un exemple d'onde en  $N$  est tracé sur la figure 1.4. Sur les spectres, la position fréquentielle des premiers minima est notée  $f_i$ .

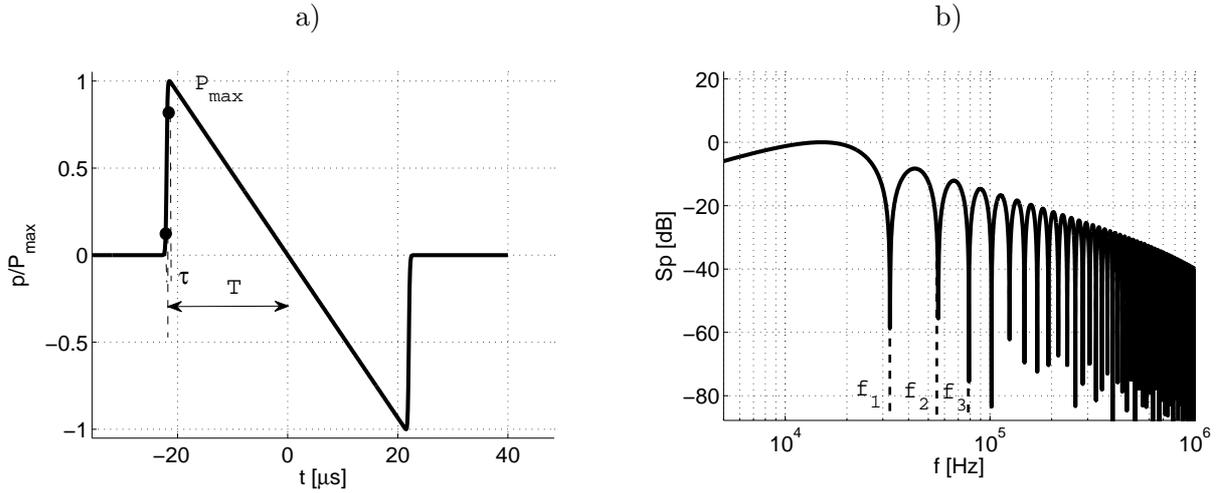


FIGURE 1.4: Onde en  $N$  : a) forme d'onde et b) spectre.

Il s'agit d'une forme d'onde symétrique par rapport au passage par zéro de l'onde, présentant un choc avant, une phase de détente linéaire et un choc arrière permettant le retour à la pression atmosphérique. Dans la suite, on nommera 'onde en  $N$ ' une onde de pression construite à partir de l'équation 1.8. L'expression analytique du spectre des ondes en  $N$  a été obtenue par Klinckowstein (1974), avec l'hypothèse que les temps de montée sont nuls (chocs droits). Le spectre prend la forme de l'équation (1.9) :

$$Sp(f) = 2iT P_{max} j_1(2\pi f T) \quad (1.9)$$

où  $f$  est la fréquence,  $j_1$  la fonction de Bessel sphérique de première espèce,  $T$  la durée de la phase positive de l'onde et  $P_{max}$  le pic de pression.

On souhaite reproduire lors de la simulation numérique un écart inter-électrodes variable. Réduire l'écart inter-électrodes a pour conséquences la réduction de la durée de l'onde, ainsi que la diminution du niveau de pression. On fait donc varier la durée de la phase positive de l'onde entre  $2 \mu s$  et  $25 \mu s$ , à la première distance  $r_0$ . Dans la suite de ce chapitre, la durée  $T$  de la phase positive de l'onde en  $r_0$  est notée  $T_0$  :  $T(r_0) = T_0$ . De même, le niveau de pression en  $r_0$  sera noté  $P_0$  :  $P_{max}(r_0) = P_0$ .

La valeur du temps de montée  $\tau$  de l'onde initiale en  $r_0$  est déterminée à partir de la théorie des chocs faibles par  $\tau = 4\rho_0\delta/\beta P_{max}$ , où  $\rho_0$  est la masse volumique,  $\delta$  le coefficient d'atténuation,  $\beta$  le coefficient de non-linéarité, et  $P_{max}$  le pic de pression de l'onde (Hamilton & Blackstock, 1998). Le niveau de pression  $P_0$  de l'onde initiale en  $r_0$  est fixé à partir des données expérimentales présentées dans la suite de ce chapitre (voir le paragraphe 1.4 en particulier). Pour obtenir les valeurs de  $P_0$  aux valeurs de  $T_0$  où l'on ne dispose pas de mesure, un polynôme d'ordre 2 a été utilisé, comme on peut le constater sur la figure 1.5. D'après les données expérimentales, on peut

faire le lien entre  $T_0$  et l'écart inter-électrodes  $e$  : par exemple,  $T_0 = 11 \mu\text{s}$  correspond à  $e = 4 \text{ mm}$ .

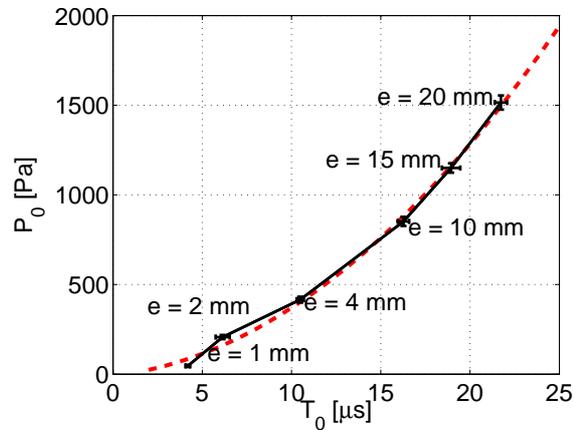


FIGURE 1.5: (—) : relation en  $r_0 = 20 \text{ cm}$  entre le pic de pression  $P_0$  et la durée  $T_0$  de la phase positive. L'écart inter-électrodes  $e$  correspondant est également indiqué. (---) : un polynôme d'ordre 2 est utilisé entre chaque point de mesure. Les barres d'erreur indiquent les écart-types de  $T_0$  et  $P_0$  pour chaque point de mesure.

Chaque simulation a donc été initialisée à la distance  $r_0 = 20 \text{ cm}$  avec une onde en  $N$  (voir l'équation (1.8)). Comme le montre le schéma de la figure 1.6, une simulation de la propagation est alors réalisée entre  $r_0 = 20 \text{ cm}$  et  $r = 3 \text{ m}$ , pour chaque couple de valeurs initiales  $(T_0, P_0)$ .

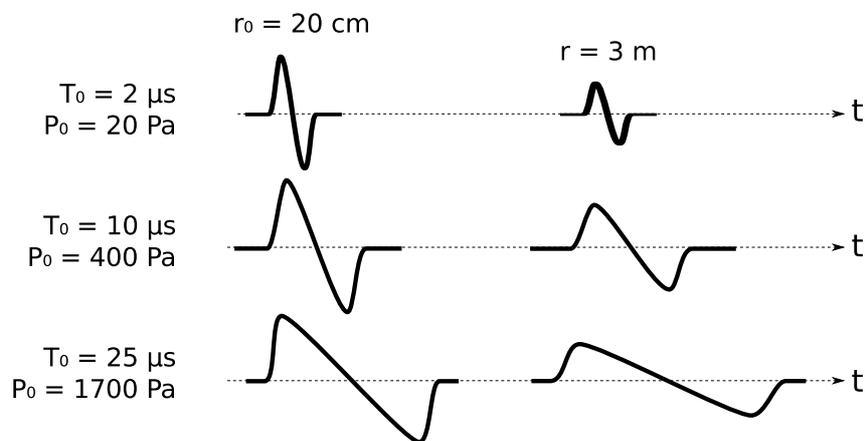


FIGURE 1.6: Principe de la série de simulation réalisée : chaque simulation est initiée avec une onde en  $N$  dont la demi-durée  $T_0$  et le niveau de pression  $P_0$  sont choisis pour représenter au mieux les données expérimentales.

Pour chaque onde en  $N$  paramétrée en  $r_0$ , on effectue quatre simulations différentes de la propagation : (1) tout d'abord en ne prenant en compte aucun effet (excepté l'expansion sphérique du front d'onde), (2) en ne prenant en compte que les effets non-linéaires, (3) en ne prenant en compte que les effets dissipatifs (absorption et relaxation moléculaire), et (4) en prenant en compte tous ces effets simultanément. Il est à noter qu'afin de compenser l'atténuation en  $1/r$  due à l'expansion sphérique du front d'onde, le niveau de pression a été multiplié par  $r/r_0$ .

### 1.3.2 Analyse des résultats

#### Formes d'onde en fonction de la distance $r$

Dans cette partie, on s'intéresse aux formes d'onde en fonction de la distance. Ces formes d'onde ont été obtenues en prenant en compte tous les effets dans l'équation de Burgers généralisée. Les formes d'ondes obtenues pour les distances  $r = 23$  cm, 37 cm, 67 cm, 123 cm, 225 cm et 305 cm sont tracées sur la figure 1.7. On constate que pour  $T_0 = 2.9$   $\mu$ s (soit  $e < 1$  mm), les formes d'onde sont arrondies et ne présentent pas de chocs. A mesure que la distance  $r$  augmente, le niveau de pression décroît. On ne constate pas d'augmentation de la durée de l'onde avec la distance de propagation (voir la figure 1.7a). A l'inverse, pour  $T_0 = 18$   $\mu$ s (soit  $e = 15$  mm), les formes d'onde issues de la simulation numérique présentent des chocs. Une augmentation de la distance de propagation induit une diminution du niveau de pression et une augmentation de la durée de l'onde. Une dissymétrie de la forme d'onde avec la distance est également observée : le retour à la pression atmosphérique est modifié à grande distance de la source ( $r > 225$  cm, voir la figure 1.7d).

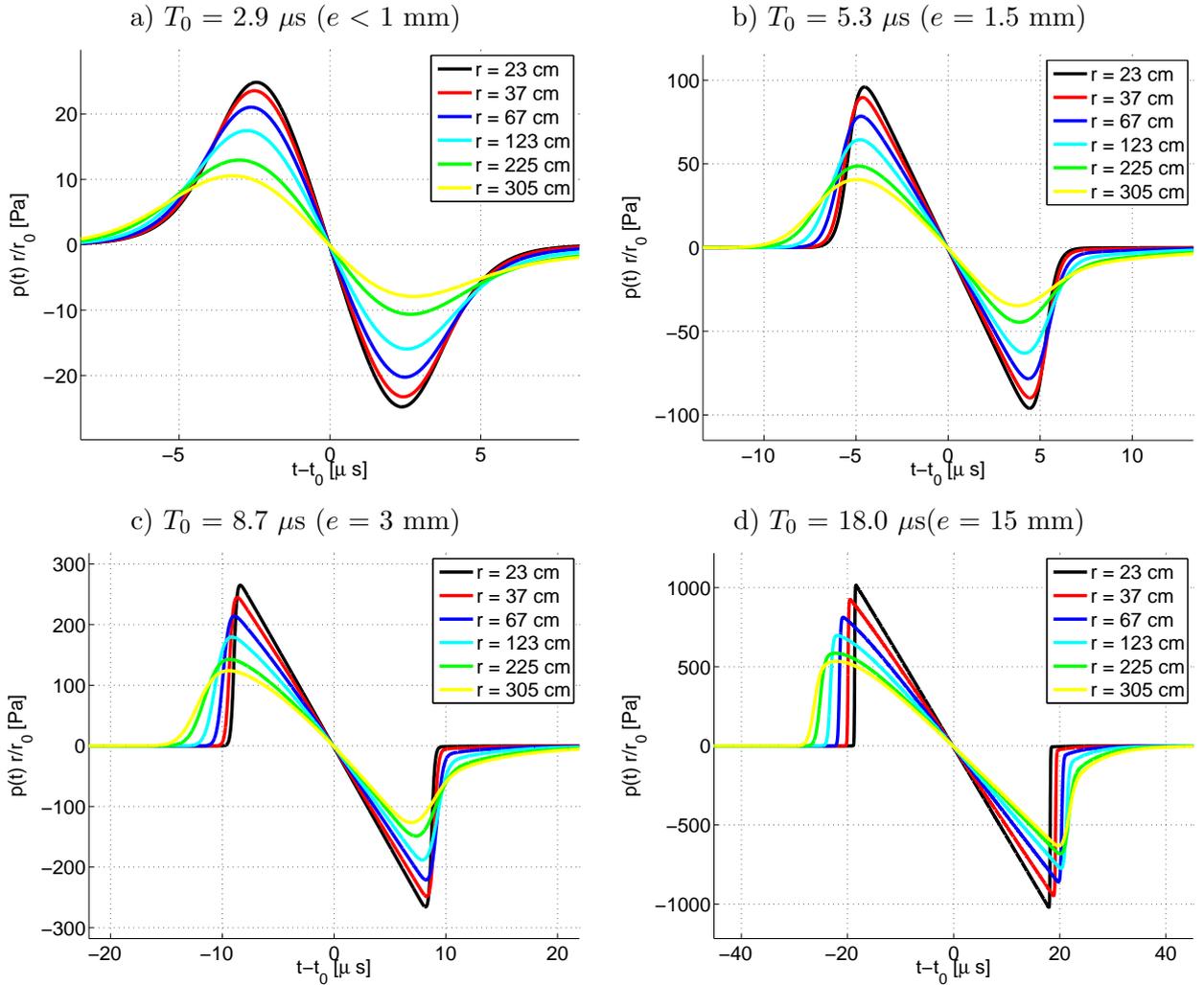


FIGURE 1.7: Formes d'ondes à plusieurs distance  $r$  de la source à étincelle. (a)  $T_0 = 2.9$   $\mu$ s ( $e < 1$  mm) (b)  $T_0 = 5.3$   $\mu$ s ( $e = 1.5$  mm) (c)  $T_0 = 8.7$   $\mu$ s ( $e = 3$  mm) (d)  $T_0 = 18$   $\mu$ s ( $e = 15$  mm)

Les formes d'onde issues de la simulation numérique de la propagation montrent des caracté-

ristiques différentes suivant la valeur de l'écart inter-électrodes. Ces caractéristiques proviennent du fait qu'en fonction de l'écart inter-électrodes, les différents effets physiques (propagation non-linéaire, effets dissipatifs etc.) n'ont pas la même influence. On s'intéresse dans la partie suivante à caractériser chacun de ces effets sur la propagation d'ondes en  $N$  pour plusieurs écarts inter-électrodes.

### Influence de la propagation non-linéaire et des effets dissipatifs

Dans cette partie, la contribution de chacun des effets physiques est analysée : non-linéarité, dissipation viscothermique, et relaxation moléculaire. Les formes d'onde ont été tracées sur la figure 1.8 à la distance  $r = 1.2$  m. Cette distance a été choisie en raison des dimensions des expériences de propagation à l'échelle du laboratoire. Sur la figure 1.8, nous avons tracé en pointillés noirs l'onde de pression issue de la simulation sans aucun effet physique (excepté la divergence sphérique), en pointillé rouge l'onde de pression obtenue en prenant en compte tous les effets physiques, en trait bleu l'onde de pression en ne prenant en compte que les effets de propagation non-linéaire, et en trait vert l'onde de pression obtenue en prenant en compte les effets dissipatifs et de relaxation uniquement.

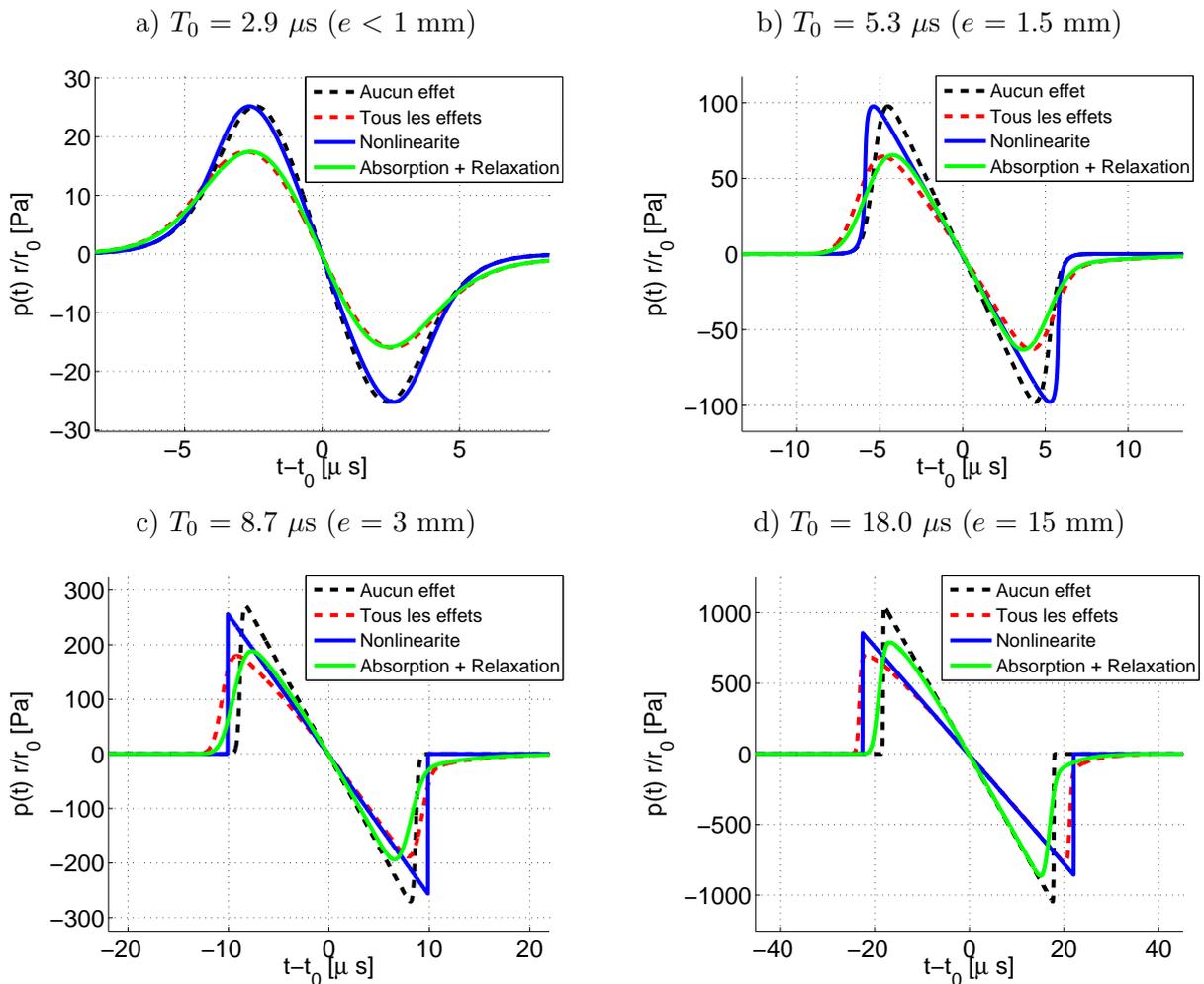


FIGURE 1.8: Formes d'ondes en  $r = 1.2$  m, obtenue en prenant en compte différents effets physiques dans l'équation de Burgers. (a)  $T_0 = 2.9 \mu\text{s}$  ( $e < 1$  mm); (b)  $T_0 = 5.3 \mu\text{s}$  ( $e = 1.5$  mm); (c)  $T_0 = 8.7 \mu\text{s}$  ( $e = 3$  mm); (d)  $T_0 = 18 \mu\text{s}$  ( $e = 15$  mm)

Avec  $T_0 = 2.9 \mu\text{s}$  ( $e < 1 \text{ mm}$ ), l'onde de pression obtenue en prenant en compte tous les effets (pointillés rouges) peut être obtenue avec un excellent accord en ne prenant en compte que les effets dissipatifs et de relaxation (trait vert) (voir la figure 1.8a). L'écart entre ces deux courbes est alors de l'ordre de 1 Pa, soit 4% du pic de pression. Pour une durée de l'onde plus importante  $T_0 = 18 \mu\text{s}$  ( $e = 15 \text{ mm}$ ), on observe un comportement différent. On constate dans ce cas sur la forme d'onde obtenue en prenant en compte tous les effets (voir la courbe rouge pointillée de la figure 1.8d) une augmentation de la durée de 4  $\mu\text{s}$  environ. Cette augmentation peut être calculée avec un excellent accord en prenant en compte les effets non-linéaires (courbe bleue). Cependant, la prise en compte des effets non-linéaires uniquement induit une surestimation du niveau de pression de 150 Pa environ (soit 20 % du pic de pression). Comme on le constate sur la figure 1.8d, le bon niveau de pression (c'est à dire, celui obtenu en prenant en compte tous les effets) peut être calculé en prenant en compte les effets dissipatifs et de relaxation.

Afin de définir une limite d'écart inter-électrodes à partir de laquelle les effets non-linéaires doivent être pris en compte, le pic de pression  $P_{max}$  a été tracé sur la figure 1.9 en fonction de  $T_0$ . Chaque courbe correspond à la prise en compte de différents effets physiques dans l'équation de Burgers. On observe que si  $T_0 < 8 \mu\text{s}$ , le niveau de pression peut être obtenu en ne prenant en compte que les effets dissipatifs. Si  $T_0 > 8 \mu\text{s}$  (soit  $e > 3 \text{ mm}$ , voir la figure 1.5), alors le niveau de pression final est obtenu par une contribution des effets non-linéaires et des effets dissipatifs. Négliger les effets dissipatifs conduit à une erreur sur l'estimation du niveau de pression inférieure à 0.01 % si  $T_0 = 3 \mu\text{s}$  ( $e = 1 \text{ mm}$ ), une erreur de 1.2 % si  $T_0 = 5 \mu\text{s}$  ( $e = 1.5 \text{ mm}$ ), une erreur de 8 % si  $T_0 = 13 \mu\text{s}$  ( $e = 7 \text{ mm}$ ) et une erreur de 13 % si  $T_0 = 20 \mu\text{s}$  ( $e = 17 \text{ mm}$ ).

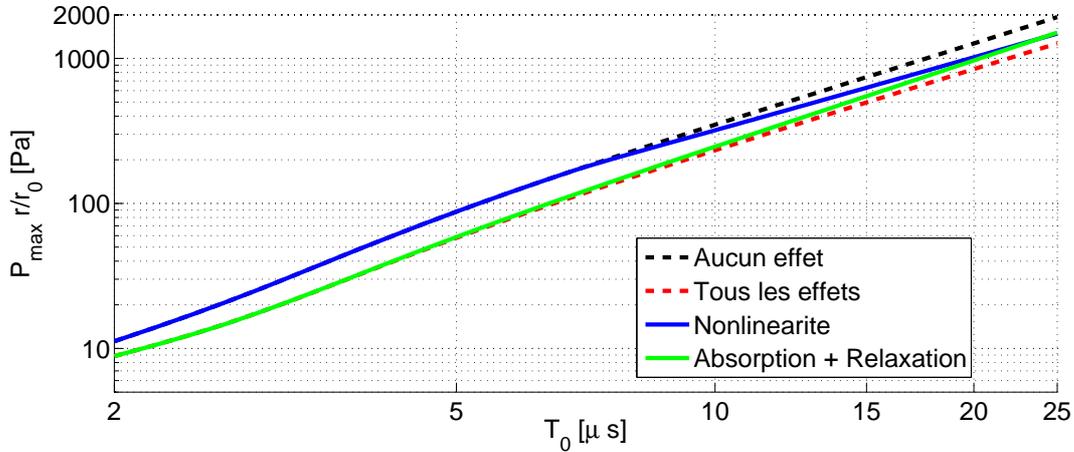


FIGURE 1.9: Pic de pression  $P_{max}$  en fonction de la durée initiale  $T_0$  de la phase positive de l'onde. Chaque courbe correspond à la prise en compte de différents effets physiques dans l'équation de Burgers.

### 1.3.3 Influence de la bande passante limitée du microphone

Comme l'avait mentionné Wright (1983), la bande passante limitée des microphones de mesure ne permet pas d'obtenir une image fidèle de l'onde de pression. Cet effet a été mis en évidence avec un écart inter-électrodes  $e$  supérieur à 10 mm (Averiyanov, 2008, Yuldashev *et al.*, 2010a, Salze *et al.*, 2011), ainsi que lors de mesures d'ondes issues d'explosions (Loubeau *et al.*, 2006). Un premier effet est la sur-estimation du temps de montée de l'onde : d'après Yuldashev *et al.* (2010a), il est mesuré à 2.59  $\mu\text{s}$  alors qu'il est de l'ordre de 0.4  $\mu\text{s}$  at  $r = 1 \text{ m}$ . De plus, la

résonance de la membrane du microphone produit des oscillations sur la forme d'onde. Avec un écart inter-électrodes plus faible, une plus grande partie du spectre est en-dehors de la bande passante des microphones.

Pour évaluer les conséquences du filtrage par les microphones, on construit un filtre  $H(f)$  qui simule la fonction de réponse d'une chaîne de mesure constituée d'un microphone 1/8" et de son amplificateur adapté. Ce filtre est constitué de deux filtres passe-bas du second ordre  $H_1(f)$  et  $H_2(f)$  en cascade, représentant la fonction de réponse du microphone  $H_1(f).H_2(f)$ , et un filtre passe-bande  $H_3(f)$ , simulant la fonction de réponse de l'amplificateur. Les expressions analytiques de ces filtres sont :

$$H_1(f) = \frac{1}{1 + \frac{i}{q_1} - \left(\frac{f}{f_1}\right)^2} \quad (1.10)$$

$$H_2(f) = \frac{1}{1 + \frac{i}{q_2} - \left(\frac{f}{f_2}\right)^2} \quad (1.11)$$

$$H_3(f) = \frac{i\frac{f}{f_3}}{\left(1 + i\frac{f}{f_3}\right)\left(1 + i\frac{f}{f_4}\right)} \quad (1.12)$$

Les paramètres  $q_i$  et  $f_i$  de chacun des filtres ont été choisis afin de reproduire au mieux les fonctions de transfert fournies par Brüel & Kjær (1995). Nous avons utilisé les valeurs  $f_1 = 60$  kHz,  $f_2 = 140$  kHz,  $f_3 = 1$  kHz,  $f_4 = 200$  kHz,  $q_1 = 0.8$ , et  $q_2 = 7$ . La réponse en fréquence  $H$  (amplitude et phase) a été tracée sur la figure 1.10. Chacune des formes d'onde issues de la simulation numérique de la partie 1.3 a été filtrée en utilisant le modèle de fonction de réponse  $H$ . Une comparaison est proposée avec les formes d'onde issues des mesures, dans la partie 1.4.5 de ce chapitre.

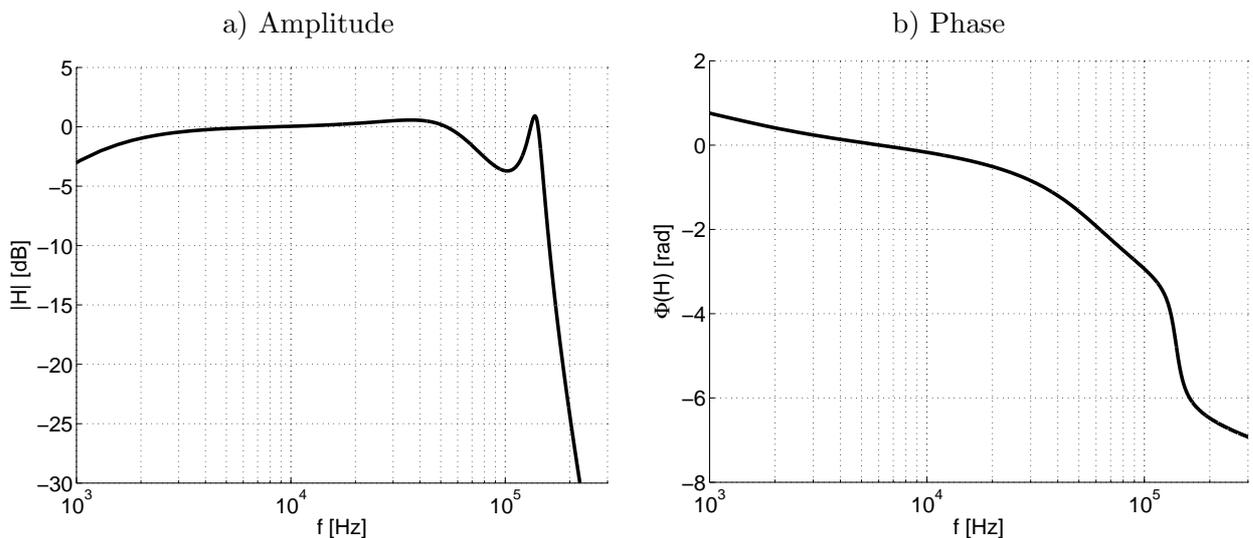


FIGURE 1.10: (a) Amplitude  $|H|$  (en dB) et (b) Phase  $\Phi(H)$  (en radians) du filtre  $H$  simulant la réponse en fréquence de la chaîne de mesure.

Deux formes d'ondes sont indiquées sur la figure 1.11, à la distance de  $r = 1$  m, où les formes d'onde issues de la simulation sont tracées en rouge, et les formes d'onde filtrées sont tracées en noir. Les formes d'onde filtrées présentent des oscillations à la période de résonance du filtre.

On constate également qu'en raison de la coupure en hautes fréquences, le temps de montée est surestimé. Le tracé des spectres indique que, pour des écarts inter-électrodes faibles, une part importante du spectre se situe en-dehors de la bande passante du microphone. En conséquence, le pic de pression mesuré par le microphone  $P_{max}$  est différent du niveau de pression déduit des simulations numériques, noté  $P^{th}$ .

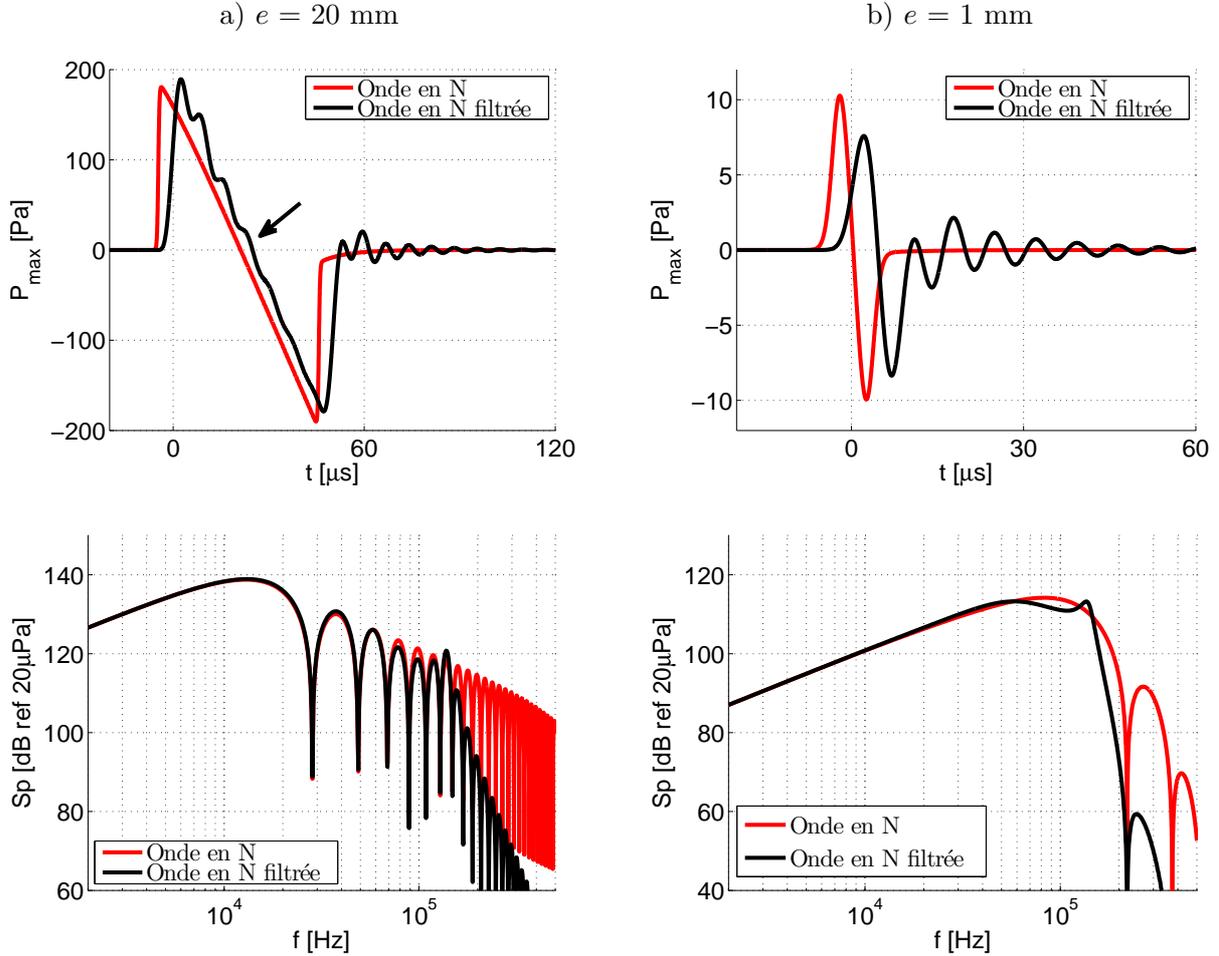


FIGURE 1.11: Ondes de pression et spectres, à la distance  $r = 1$  m de la source et deux écarts inter-électrodes (a)  $e = 20$  mm et (b)  $e = 1$  mm. (—) : ondes en  $N$ . (—) : ondes en  $N$  filtrées.

Le rapport  $P_{max}/P^{th}$ , illustrant l'effet de la bande passante limitée du microphone, a été estimé pour différentes valeurs de  $T$ , et tracé sur la figure 1.12a. Pour des valeurs de  $T > 25$   $\mu$ s, cette bande passante limitée cause une sur-estimation de la valeur du pic de pression. À l'inverse, pour des valeurs  $T < 25$   $\mu$ s, on observe une sous-estimation du pic de pression. En particulier, pour  $T = 5$   $\mu$ s ( $e = 1$  mm),  $P_{max}/P^{th} = 60$  %, tandis que  $P_{max}/P^{th} = 95$  % pour  $T = 18$   $\mu$ s ( $e = 10$  mm).

L'effet du filtrage sur la durée  $T$  de la phase positive de l'onde est illustré sur la figure 1.12b, où la phase positive des ondes issues de la simulation et celle des ondes filtrées ont été tracées respectivement en rouge et en noir. On constate que les courbes de  $T$  en fonction de la distance présentent des différences. En particulier, on observe une rupture de pente en  $r = 700$  mm pour  $e = 20$  mm, et en  $r = 400$  mm pour  $e = 10$  mm. Cette rupture de pente est due à la résonance du filtre, qui cause des oscillations sur les formes d'onde filtrées, et en particulier près du passage

par zéro permettant l'évaluation de  $T$  (voir la flèche noire sur la figure 1.11a). De plus, pour  $e = 1$  mm, le filtrage cause une surestimation de  $T$ .

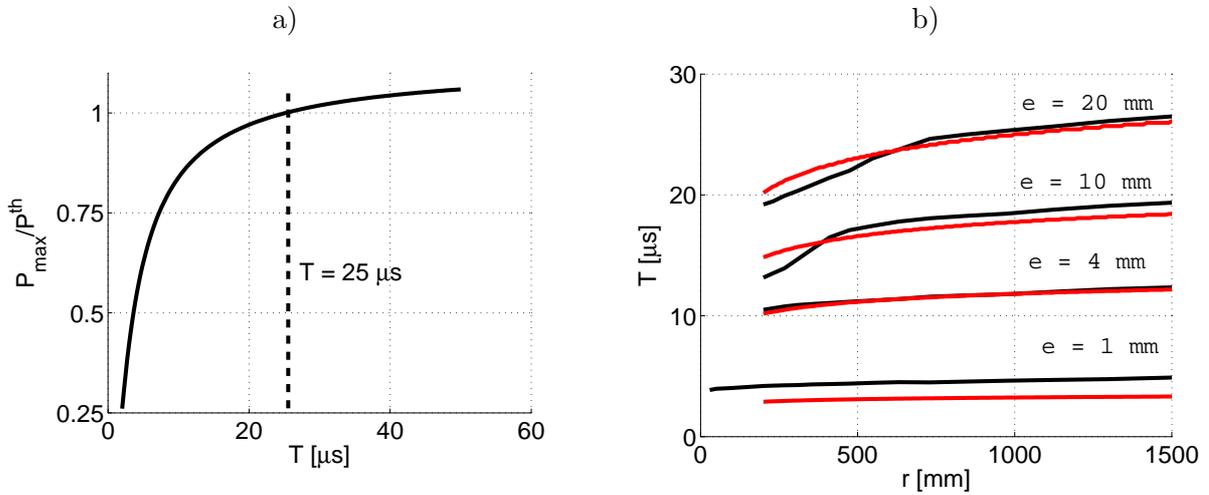


FIGURE 1.12: (a) Rapport  $P_{max}/P^{th}$  illustrant l'effet du filtrage par la réponse en fréquence du microphone, pour différentes valeurs de  $T$ . (b) Durée  $T$  de la phase positive de l'onde, en fonction de la distance  $r$ , pour plusieurs écarts inter-électrodes  $e$ . (—) : ondes en  $N$ . (—) : ondes en  $N$  filtrées.

### 1.3.4 Simulation de la propagation : synthèse des résultats

Dans cette partie, nous avons effectué une simulation numérique de la propagation d'ondes issues de la source à étincelle. Les variations d'écart inter-électrodes ont été reproduites en faisant varier le niveau de pression et la durée de l'onde. Nous avons pu mettre en évidence l'importance des effets non-linéaires pour les grands écarts inter-électrodes, tandis que pour les petits écarts inter-électrodes, les effets dissipatifs dominent. En pratique, avec un écart inter-électrodes inférieur à 3 mm, les effets non-linéaires deviennent négligeables devant les effets dissipatifs.

Les données issues de la simulation numériques ont été utilisées pour mettre en évidence l'effet du filtrage par la réponse en fréquence des microphones de mesure. Les données de simulation numérique ont été filtrées au moyen d'une réponse en fréquence qui reproduit les fonctions de réponse indiquées par le fabricant. La bande passante limitée et la résonance du microphone entraînent une surestimation du temps de montée, et des oscillations sur la forme d'onde. Ces oscillations sont responsables des différences constatées entre la durée de la phase positive mesurée et celle déduite des simulations numériques. Pour de faibles écarts inter-électrodes, une part importante du spectre est en-dehors de la bande passante du microphone, c'est pourquoi le pic de tension mesuré ne correspond plus au pic de pression simulé.

## 1.4 Étude expérimentale de la source : mesures microphoniques et strioscopie

L'étude numérique menée dans le paragraphe précédent a permis de quantifier l'importance de différents effets physiques, tout en précisant certaines limites du système de mesure. Les expériences reportées dans cette partie permettent d'obtenir des informations que nous n'avons pas pu obtenir au moyen des simulations numériques, comme la forme d'onde réelle et la directivité de la source.

### 1.4.1 Description des expériences réalisées

#### Source à étincelle utilisée

La source à étincelle est constituée de deux électrodes de tungstène séparées par un écart  $e$ , qui est compris dans cette expérience entre 1 mm et 20 mm. Comme indiqué sur le schéma de la figure 1.13a, les électrodes sont connectées à une source électrique de haute tension  $V$  appliquée aux bornes de la capacité  $C$  reliée aux électrodes. Le claquage électrique intervient quand la tension aux bornes de la capacité  $C$  atteint la tension de claquage de l'air entre les électrodes. La tension de commande  $V$  est ajustée afin de permettre une décharge spontanée une fois par seconde environ. Pour un écart  $e$  de 20 mm, 15 mm, 10 mm, 4 mm, 2 mm et 1 mm, la tension de commande  $V$  est respectivement fixée à 18 kV, 15 kV, 13 kV, 10 kV, 7 kV et 3 kV.

#### Système de mesure microphonique

Des mesures microphoniques ont été effectuées. Comme l'indique le schéma de la figure 1.14, l'angle d'émission  $\theta$  de la source est variable (ajusté au moyen d'une table tournante). Un microphone 1/8" Brüel & Kjær type 4138 est utilisé pour mesurer l'onde de pression. Le microphone est monté affleurant dans un baffle rectangulaire de dimensions 15 cm x 20 cm, afin de limiter les effets de diffraction sur le microphone, qui ont alors lieu principalement sur les bords du baffle. Au microphone, on associe un préamplificateur Brüel & Kjær type 2670, et un amplificateur Brüel & Kjær Nexus, et dont la réponse en fréquence a été étendue avec une coupure à -3dB à 200 kHz. La tension de sortie de l'amplificateur est numérisée à la fréquence de 10 MHz. La distance  $r$  entre la source et le microphone est contrôlée à l'aide d'un système de déplacement piloté sous Labview (mis en œuvre au cours de cette thèse). L'onde de pression a été mesurée pour des distances  $r$  comprises entre 150 mm et 1500 mm (15 positions, réparties logarithmiquement entre la première et la dernière position), et des angles  $\theta$  entre 0° et 90° avec un pas angulaire de l'ordre de 5°.

#### Dispositif strioscopique

Lors d'une expérience réalisée par Yuldashev *et al.* (2010a), un système d'ombroscopie a été mis en œuvre pour visualiser l'onde de pression, et en particulier le choc de surpression. Cette méthode a permis d'analyser l'épaisseur du choc de surpression et d'en déduire que le temps de montée du choc est inférieur à 1  $\mu$ s pour des distances de propagation inférieures à 1 m. Avec la méthode d'ombroscopie, l'intensité lumineuse formée sur les images est proportionnelle à la dérivée spatiale seconde de la pression. Le choc arrière de l'onde n'était pas visible sur les images, il en a donc été déduit que le choc arrière était probablement moins raide que le choc avant.

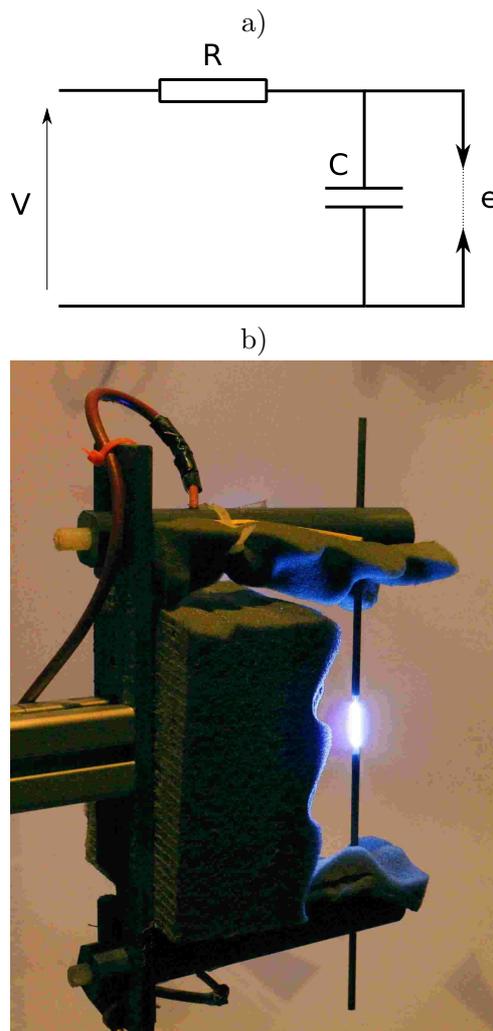


FIGURE 1.13: (a) Schéma électrique permettant le claquage électrique : haute tension  $V$ , résistance  $R$  et capacité  $C$  aux bornes de laquelle se trouvent les électrodes séparées par un espace  $e$ . (b) Photographie de la source à étincelle utilisée. Les montants sont recouverts d'un matériau absorbant pour limiter les réflexions sur les supports.

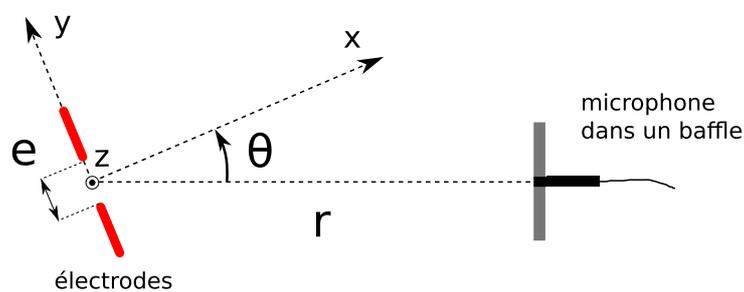


FIGURE 1.14: Schéma des mesures acoustiques

Afin d'obtenir toute la forme d'onde, une nouvelle méthode optique utilisant la technique de strioscopie (également nommée 'ombroscopie schlieren') a été mise en place au LMFA. Nous avons utilisé un système développé dans le cadre de la thèse de Benoit André, destiné à visualiser des ondes de choc dans les jets supersoniques (André *et al.*, 2011). On utilise une source ponctuelle de lumière blanche continue de type QTH (quartz, tungsten, halogen) de puissance

électrique 250 W, dont le faisceau est réfléchi sur un miroir sphérique de rayon 1 m (voir la figure 1.15). Le miroir et la source lumineuse sont positionnés de façon à faire coïncider le point source et son image formée par la réflexion sur le miroir. Un séparateur de faisceau est utilisé pour dévier une partie de l'énergie lumineuse vers une caméra Phantom V12 CMOS avec un temps d'exposition de  $1 \mu\text{s}$ . Une lame de couteau permet de supprimer la partie du faisceau déviée vers le haut (voir la photographie du dispositif expérimental optique sur la figure 1.16). L'intensité lumineuse est alors proportionnelle à la dérivée première de la pression dans la direction perpendiculaire à la lame de couteau. La distance  $r$  entre la source à étincelles et la zone de test est comprise entre  $r = 57 \text{ mm}$  et  $r = 530 \text{ mm}$ . Pour des distances de propagation supérieures, le contraste n'était plus suffisant.

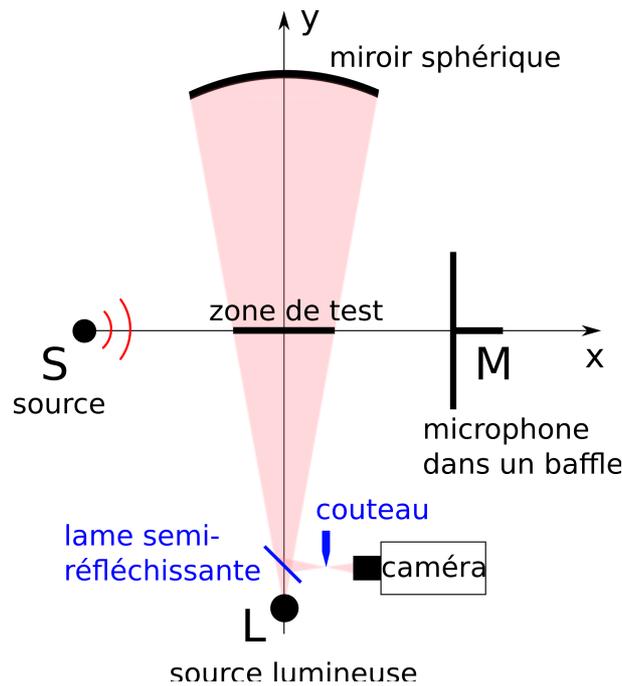


FIGURE 1.15: a) Schéma du dispositif schlieren utilisé pour l'expérience. b) Photographie du dispositif.

### 1.4.2 Résultats préliminaires obtenus avec le système optique

Avec le dispositif ombroscopique schlieren, l'intensité lumineuse obtenue est fonction du gradient d'indice optique du milieu. Au voisinage des électrodes lors du claquage électrique, les variations d'indice optique sont dues, selon la zone et l'instant considéré : (1) à l'ionisation du milieu, dans le plasma avant la décharge électrique, (2) aux effets thermiques, soit dans le plasma soit suite à l'échauffement causé par la décharge électrique, ou (3) à l'onde de pression émise, qui modifie localement la masse volumique et donc l'indice optique. Des images successives de la source ont été reproduites à différents instants  $t$  sur les figures 1.17 et 1.18. L'origine  $t = 0$  correspond au claquage de l'étincelle. Le claquage est détecté par une antenne reliée à un oscilloscope servant de dispositif de déclenchement. L'antenne permet de capter l'onde électromagnétique émise lors du claquage électrique, et l'instant de détection de ce signal sert de référence de temps.

L'ionisation de l'air est visible sur les figures 1.17a et 1.18a, obtenues  $960 \mu\text{s}$  avant le claquage

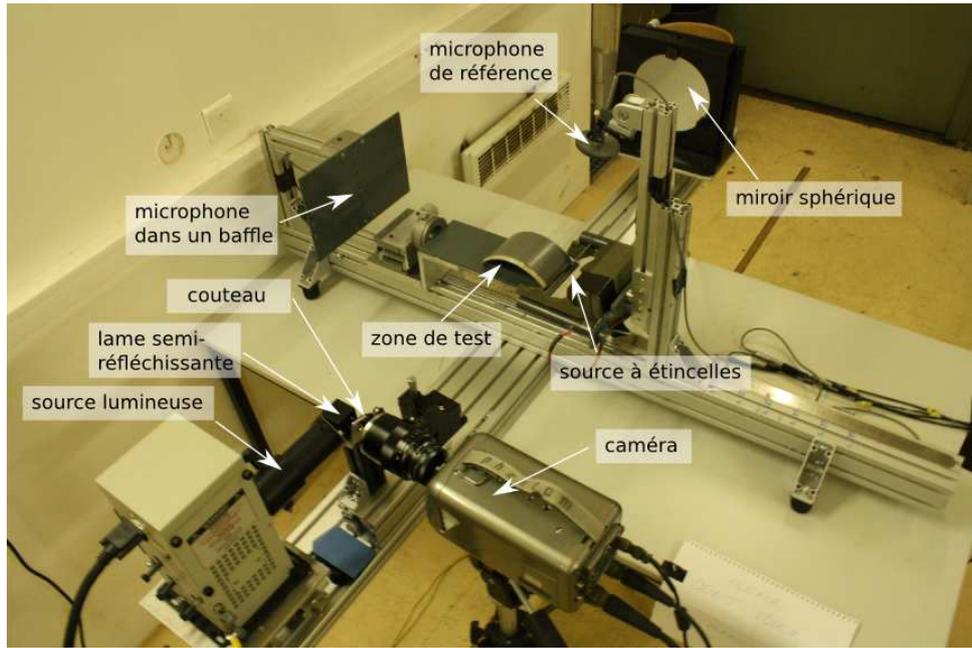


FIGURE 1.16: Photographie du dispositif schlieren.

électrique. Deux formes de plasma très différentes ont pu être observées : très droit, partant de l'électrode du bas et se terminant sur le côté de l'électrode supérieure (voir la figure 1.17a), ou bien formant un nuage entourant l'électrode supérieure (voir la figure 1.18a). Juste après le claquage électrique, une colonne de gaz chauds se forme dans l'espace inter-électrodes (voir la figure 1.18b obtenue  $22 \mu\text{s}$  après le claquage électrique), ce qui initie la propagation d'un choc acoustique également visible sur cette image. Sur les images obtenues  $40 \mu\text{s}$  après le claquage électrique (voir les figures 1.17b et 1.18c), la colonne de gaz chauds s'est étendue, et le choc acoustique s'est propagé. Ces images ont été obtenues avec un écart inter-électrodes  $e = 20 \text{ mm}$ , la forme du choc n'est pas circulaire dans le plan  $(x, y)$ . Très proche des électrodes, le choc obtenu est plutôt cylindrique (voir la figure 1.18b).

Nous avons reproduit sur les figures 1.19a à 1.19d les images de la source obtenues avec de plus petits écarts inter-électrodes  $e = 15 \text{ mm}$  à  $2 \text{ mm}$ . Ces images montrent qu'à mesure que l'on diminue l'écart inter-électrodes, le front d'onde est plus sphérique. Si la distance  $r$  est très grande devant l'écart inter-électrodes  $e$ , le front d'onde peut cependant être considéré comme sphérique, même pour les grands écarts inter-électrodes  $e$ .

Comme nous l'avons observé, le procédé d'ombroscopie schlieren permet de visualiser le front d'onde, ainsi que la partie arrière de l'onde qui n'avait pas pu être détectée en utilisant l'ombroscopie (Yuldashev *et al.*, 2010a). Dans le paragraphe suivant, la procédure permettant d'obtenir les formes d'onde de pression à partir des images d'intensité lumineuse obtenues grâce à l'ombroscopie schlieren est détaillée.

### 1.4.3 Traitement des images schlieren

Le traitement effectué afin d'obtenir l'onde de pression à partir des images schlieren est détaillé dans cette sous-section. L'objectif de ce traitement est d'obtenir les formes d'onde de pression à partir de la mesure de l'intensité optique des images. Dans la zone de test, une modification de masse volumique causée par l'onde de pression induit une modification locale

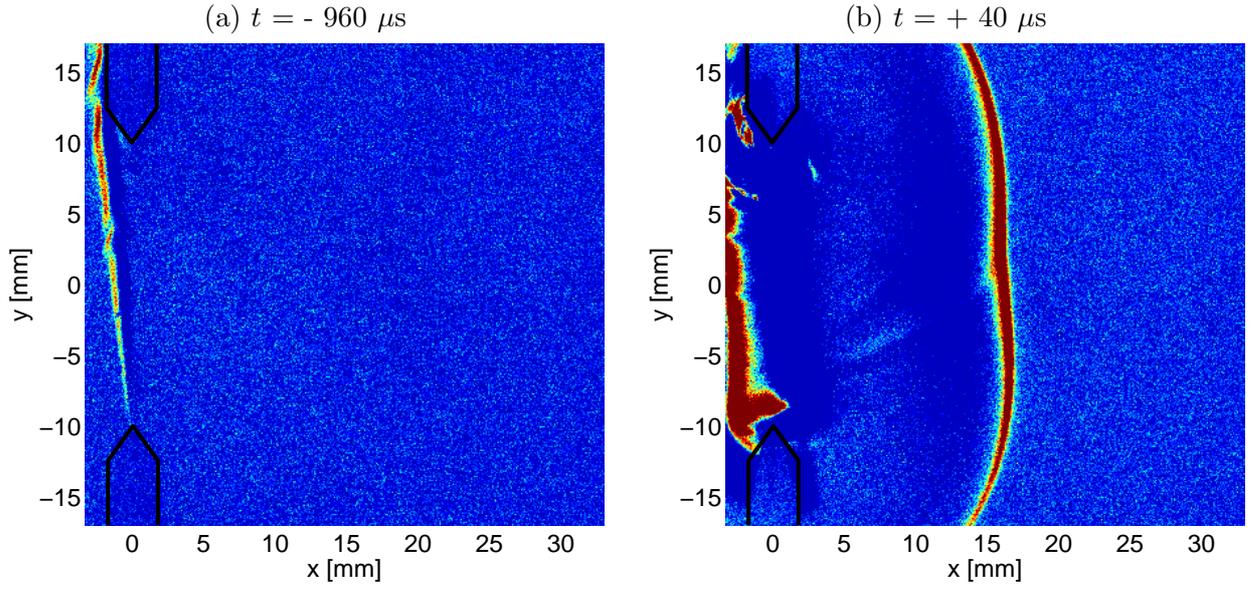


FIGURE 1.17: Images de la source à étincelle, prises à deux instants différents avec un écart inter-électrodes  $e = 20$  mm : (a) Plasma, (b) Gaz chauds et onde de pression.

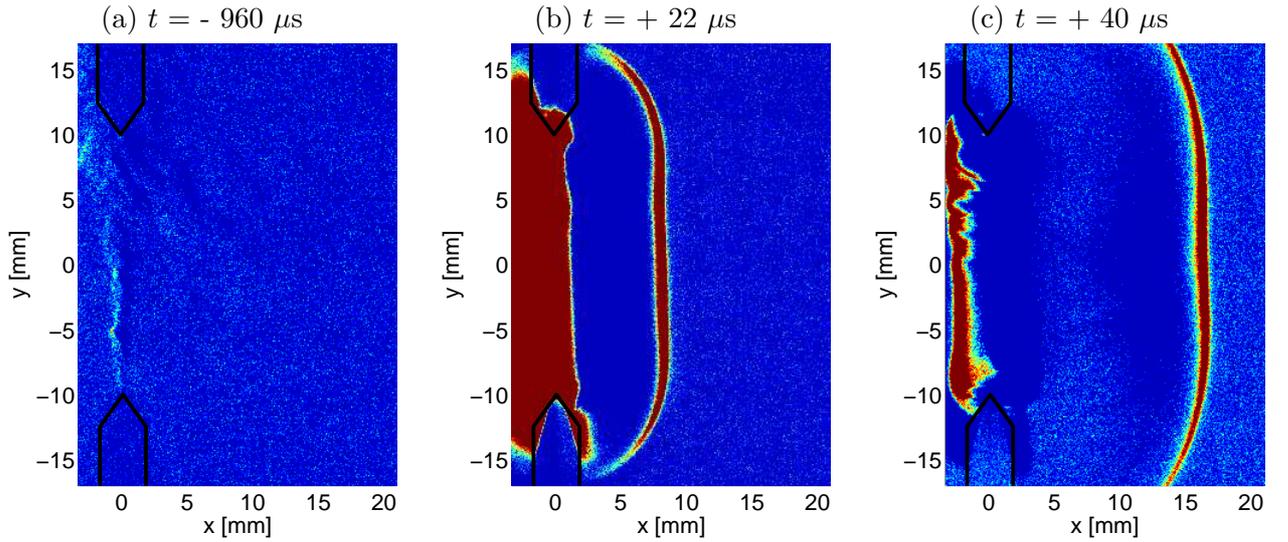


FIGURE 1.18: Images de la source à étincelle, prises à trois instants différents avec un écart inter-électrodes  $e = 20$  mm : (a) Plasma, (b) et (c) Gaz chauds et onde de pression.

de l'indice de réfraction optique. L'indice optique  $n$  dépend de la masse volumique de l'air  $\rho$  via la constante de Gladstone  $\kappa$  (Torrás-Rosell & Barrera-Figueroa, 2012) :

$$n - 1 = \kappa \rho \quad (1.13)$$

et la pression s'exprime pour une compression adiabatique de gaz parfait en fonction de la masse volumique :

$$p/p_0 = (\rho/\rho_0)^\gamma \quad (1.14)$$

où  $p_0$  et  $\rho_0$  représentent la pression et la masse volumique à l'équilibre. Pour déduire le champ

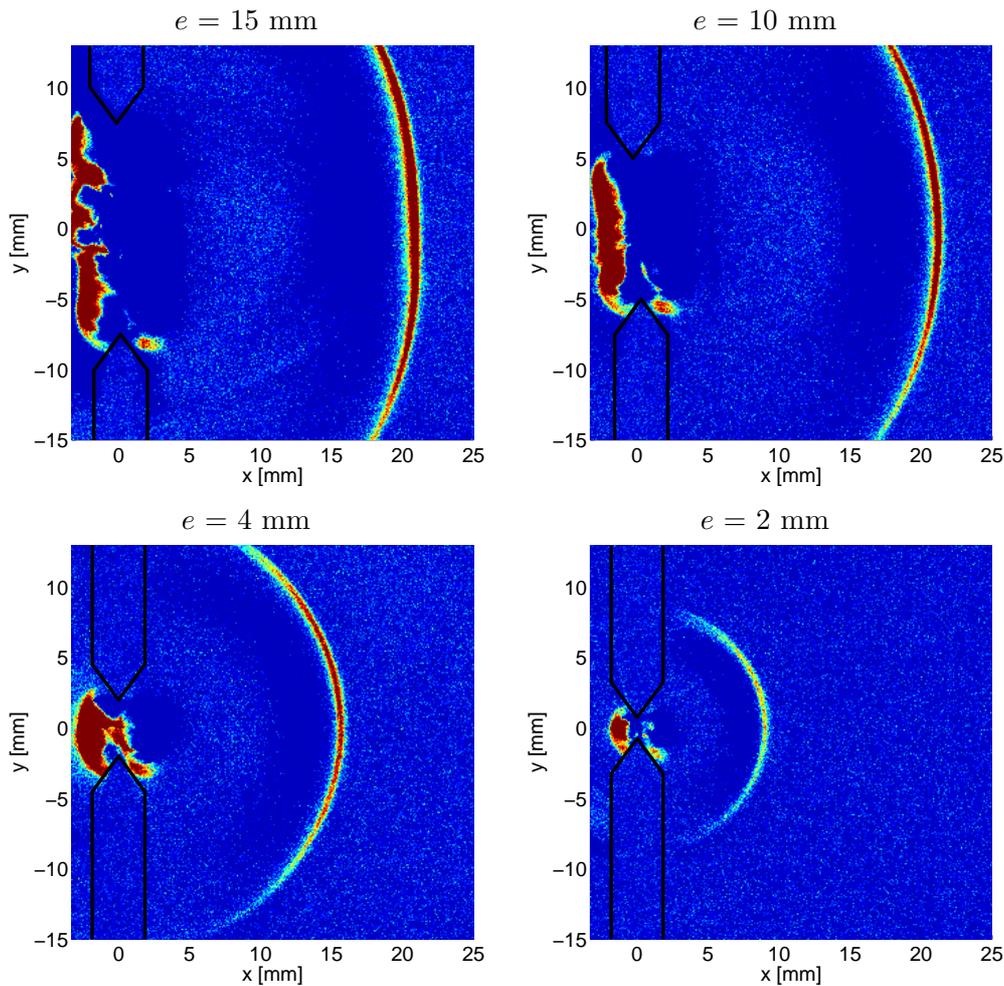


FIGURE 1.19: Images de la source à étincelle, prises avec différents écarts inter-électrodes  $e$  (15 mm, 10 mm, 4 mm et 2 mm), environ à  $t = 50 \mu\text{s}$  après le claquage électrique.

de pression à partir des images, tout le problème réside donc dans la détermination de l'indice optique à partir des images d'intensité lumineuse. En raison de la modification locale de l'indice optique de l'air, les rayons optiques sont réfractés. Une zone où l'intensité lumineuse est plus forte apparaît alors (voir la figure 1.20).

Pour chaque image schlieren, l'arrière-plan (en l'absence de l'onde de pression) a été soustrait afin de ne conserver dans les images que les fluctuations d'indice optique dues à l'onde de pression. Un exemple est reporté sur la figure 1.21. Afin d'améliorer le rapport signal à bruit, l'intensité lumineuse  $I$  est obtenue en effectuant une moyenne selon la coordonnée azimutale  $\theta$ . L'intensité normalisée  $(I - I_0)/I_{max}$ , où  $I_{max}$  désigne le maximum d'intensité et  $I_0$  l'intensité du milieu au repos, est tracée sur la figure 1.22a. La courbe d'intensité présente un maximum local pour le choc avant, et un maximum local pour le choc arrière. La partie négative au centre correspond à la décroissance de l'onde de pression, où le gradient de pression est négatif.

Dans le cas du système optique schlieren, l'intensité lumineuse  $I(r)$  est proportionnelle à l'angle de déviation des rayons optiques, selon l'équation (1.15), où  $C$  est une constante d'intégration et  $s$  est le trajet des rayons lumineux, le signe moins permettant de tenir compte du sens du gradient :

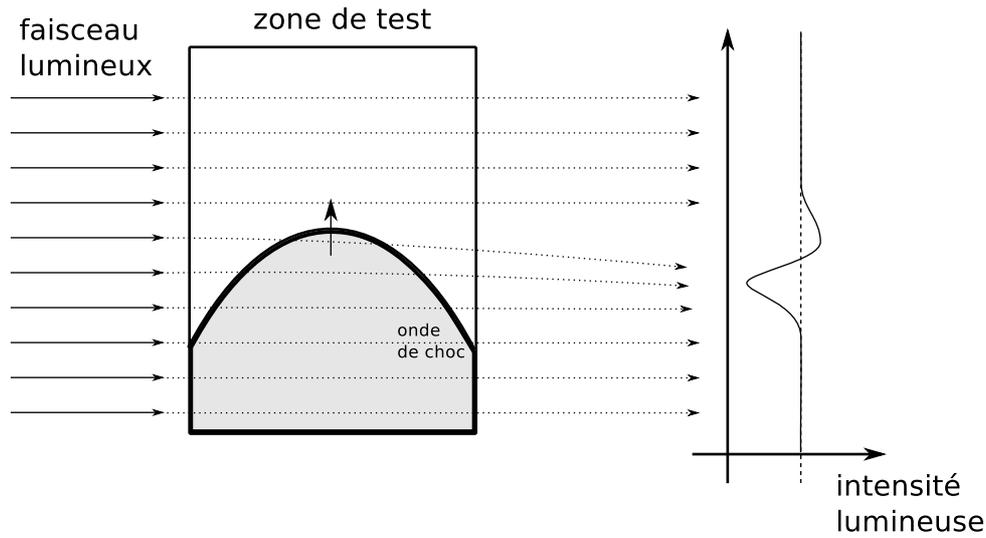


FIGURE 1.20: Formation des images schlieren par déviation des rayons lumineux sur les gradients d'indice optique.

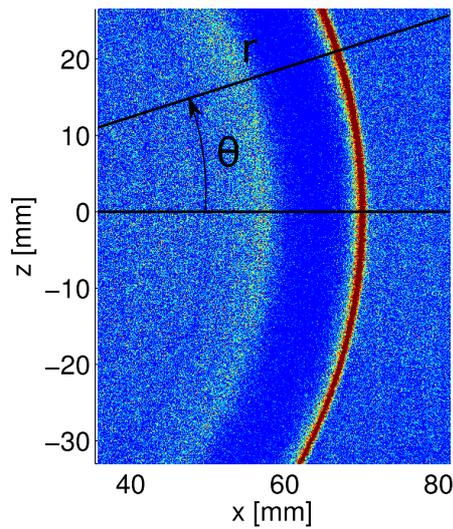


FIGURE 1.21: Image de l'onde de pression à la distance  $r$ . Une moyenne sera effectuée dans la direction  $\theta$ .

$$I(r) = -C \frac{\partial s}{\partial r} \quad (1.15)$$

Le chemin optique  $s(r)$  est donc déterminé en intégrant la relation (1.15) :

$$s(r) = -\frac{1}{C} \int_r^{+\infty} I(r') dr' \quad (1.16)$$

Afin de prendre en compte la contribution à la déviation des rayons lumineux par le front d'onde, la transformée de Abel a été utilisée. Comme le montre le schéma de la figure 1.23, un observateur voit la projection  $F(r)$  d'une fonction  $f(x, y)$ . On peut faire l'hypothèse que le front d'onde est sphérique, le lien entre  $F$  et  $f$  est alors donné par la transformée de Abel de l'équation (1.17)

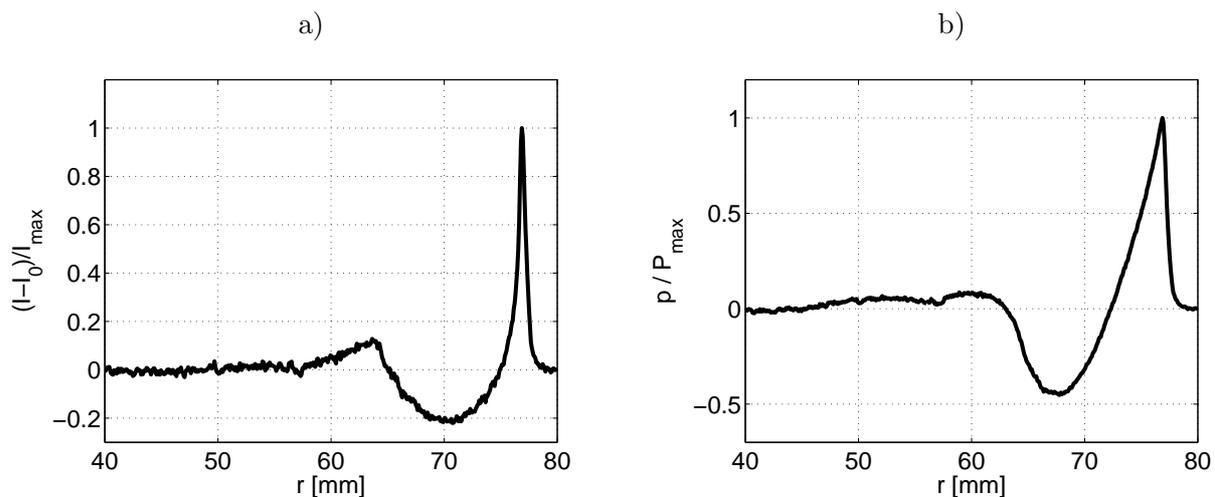


FIGURE 1.22: a) Intensité lumineuse normalisée  $(I - I_0)/I_{max}$ , obtenue en moyennant dans la direction  $\theta$ .  
 b) Forme d'onde de pression obtenue par le traitement de l'intensité lumineuse de la figure 1.22a.

(où  $u$  est une variable d'intégration) :

$$F = 2 \int_r^{+\infty} \frac{u f}{\sqrt{u^2 - r^2}} du \quad (1.17)$$

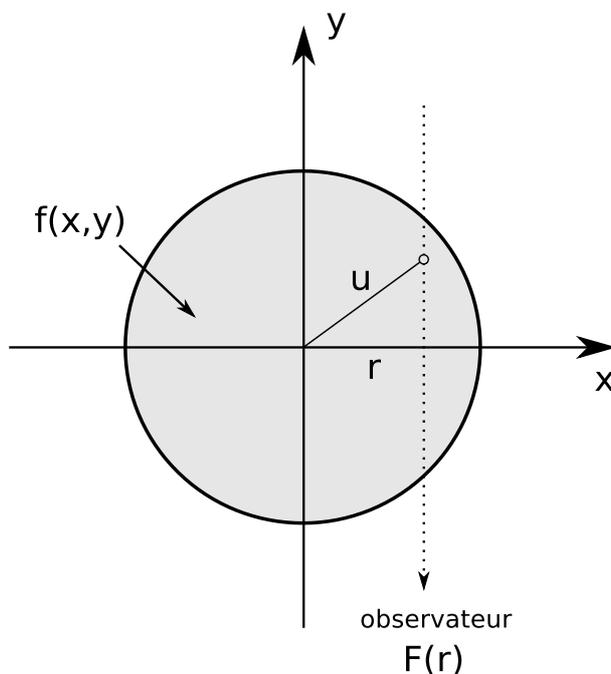


FIGURE 1.23: Transformée de Abel : une fonction  $f(x,y)$  est vue comme  $F(r)$  par un observateur situé en  $r$ .

Pour remonter de  $s(r)$  à l'indice optique  $n(r)$ , la transformée d'Abel inverse est calculée selon l'équation (1.18) :

$$n(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^{+\infty} \frac{\partial s}{\partial u} \frac{du}{\sqrt{u^2 - r^2}} \quad (1.18)$$

Le calcul de l'intégrale de l'équation (1.18) n'est pas trivial en raison de la singularité en  $u = r$ . Le calcul a été effectué analytiquement par Yuldashev, lors de son post-doctorat au LMFA dans le cadre du projet ANR SIMMIC, en utilisant une interpolation de  $I(r)$  par des fonctions spline d'ordre 3. En combinant les équations (1.13), (1.14), (1.16) et (1.18), on peut déduire directement de l'intensité lumineuse (moyennée) la pression à une constante près  $C$ , selon l'équation (1.19).

$$\frac{p}{P_0} = \left[ \frac{-1}{C\kappa\pi\rho_0} \int_r^\infty \frac{I(u)}{\sqrt{u^2 - r^2}} du - \frac{1}{\kappa\rho_0} \right]^\gamma \quad (1.19)$$

Le résultat final est tracé sur la figure 1.22b. Par la suite, afin d'effectuer des comparaisons avec les mesures microphoniques, les formes d'onde déduites des images schlieren ont été tracées en fonction du temps et non plus de l'espace. La transformation  $t = -r/c_0$  est effectuée en utilisant la vitesse du son  $c_0$  déduite de la mesure de la température lors de chacune des expériences.

L'obtention des formes d'onde à partir des images repose sur plusieurs hypothèses. On suppose que le faisceau lumineux est collimaté, ce qui n'est pas parfaitement exact. En effet, une source de lumière ponctuelle et un miroir sphérique de rayon 1 m ont été utilisés, ce qui fait que l'angle de divergence du faisceau n'est pas nul mais reste faible, autour de  $5^\circ$  (voir le schéma de la figure 1.15). On considère d'autre part que l'onde de pression est sphérique. Ainsi, l'indice optique  $n(r)$  est uniquement fonction de la distance  $r$ . Enfin, le procédé d'ombroscopie schlieren est sensible au gradient dans la direction perpendiculaire à la lame de couteau. Dans notre cas, on suppose que le faisceau angulaire utilisé pour effectuer une moyenne d'intensité lumineuse est suffisamment étroit pour que les variations de gradient dues à l'orientation du couteau soient négligeables. Cette méthode présente plusieurs limitations. La première limitation est liée au temps d'ouverture de la caméra, qui est de  $1 \mu\text{s}$  dans notre cas. On sait que le temps de montée du choc avant est plus court, c'est pourquoi le procédé d'ombroscopie schlieren tel que nous l'avons utilisé ne permet pas l'analyse du temps de montée du choc, contrairement au procédé d'ombroscopie décrit par Yuldashev *et al.* (2010a). D'autre part, en raison de l'augmentation du temps de montée du choc avec la distance de propagation (Yuldashev *et al.*, 2010a), le gradient de pression diminue également, ce qui fait que le contraste des images diminue. À partir d'une distance de 50 cm environ, le contraste des images est insuffisant pour en déduire les formes d'onde.

Les paramètres de l'onde de pression et les formes d'onde seront analysés en détails dans la suite de ce chapitre.

#### 1.4.4 Détermination du niveau de pression des ondes de choc

Dans ce paragraphe, on souhaite déterminer le niveau de pression des ondes de choc. La méthode mise en œuvre pour déduire des images schlieren les formes d'onde ne permet d'obtenir les formes d'onde de pression qu'à une constante près. De même, dans le cas des mesures microphoniques, la calibration des microphones n'est pas suffisamment fiable pour obtenir une détermination précise du niveau de pression. On utilise une méthode proposée initialement par Wright (1983) sous l'hypothèse d'onde en  $N$ . On propose dans cette partie une modification de

cette méthode pour prendre en compte les formes d'onde déduites des visualisations schlieren. Dans un premier temps, les différences entre la forme d'onde issue des visualisations schlieren et l'onde en  $N$  sont indiquées. Dans un second temps, nous proposons des modifications à la méthode proposée par Wright (1983) pour prendre en compte cette nouvelle forme d'onde.

### Différences constatées par rapport à l'onde en $N$

Une forme d'onde déduite des visualisations schlieren à  $r = 25$  cm de la source est comparée sur la figure 1.24a à une onde en  $N$  ayant la même durée de la phase positive ( $T = 22 \mu s$ ). Les spectres sont tracés sur la figure 1.24b. On constate que, si la partie positive de l'onde de pression est bien modélisée par une onde en  $N$ , des différences notables existent en ce qui concerne la partie arrière. La partie arrière de l'onde de pression réelle a une durée supérieure à celle de l'onde en  $N$ , le choc arrière est moins raide que celui de l'onde en  $N$ , et la partie arrière de l'onde présente un rebond de pression avant le retour à la pression d'équilibre, qui n'est pas modélisé par les ondes en  $N$ . Au niveau du spectre, on constate que les minima et maxima de l'onde de pression déduite des visualisations sont plus bas en fréquence que ceux de l'onde en  $N$ . Ceci provient du fait que l'onde de pression issue des visualisations a une durée plus importante que celle de l'onde en  $N$  (environ  $72 \mu s$ , contre  $44 \mu s$  pour l'onde en  $N$ ). Le spectre de l'onde de pression présente une succession de lobes, dont le premier présente un maximum situé aux alentours de 20 kHz suivi d'une décroissance de 20 dB/décade pour l'onde en  $N$ , et de 25 dB/décade pour l'onde de pression réelle (déduite des visualisations schlieren).

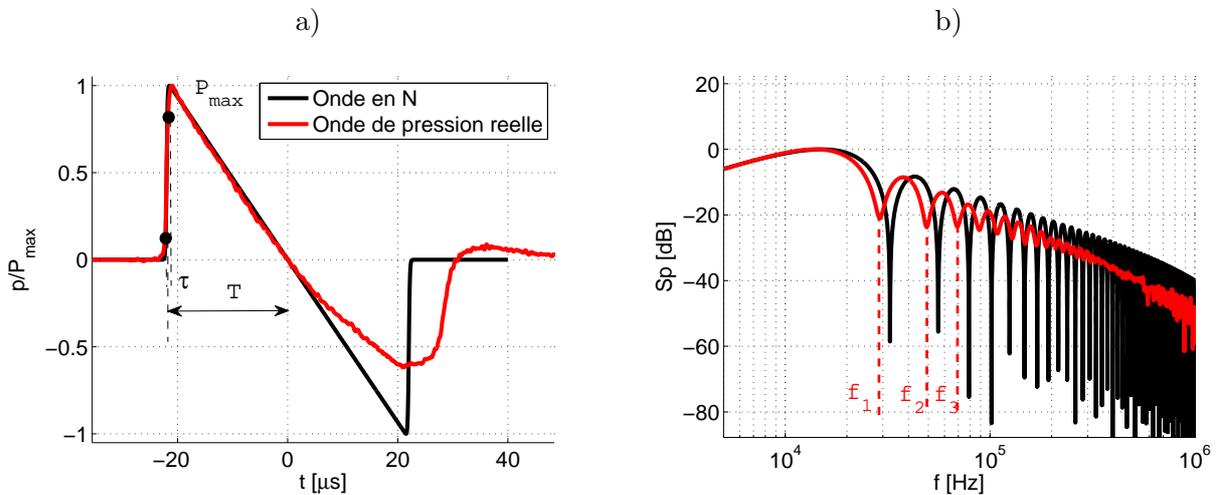


FIGURE 1.24: a) Forme d'onde obtenue par le dispositif schlieren (—), comparée à une onde en  $N$  (—).  
 b) Spectres correspondant.

### Cas des ondes en $N$

Une méthode permettant de calculer le niveau de pression des ondes de choc a été proposée par Wright (1983). En raison des effets de propagation non-linéaire, la vitesse de propagation du choc  $U_{sh}$  dépend du niveau de pression comme  $U_{sh} = c_0 + \beta P_{max}/2\rho_0 c_0$ . Il en résulte que le choc avant de l'onde se propage à une vitesse supérieure à  $c_0$ , et le choc arrière à une vitesse inférieure à  $c_0$ . Avec la distance de propagation, on constate alors un allongement de la forme d'onde dû

aux effets non-linéaires. Cet allongement est obtenu en mesurant la durée  $T$  de la phase positive en fonction de la distance  $r$ . D'après Wright (1983), dans le cas des ondes en  $N$  sphériques, la demi-durée  $T$  est alors liée au niveau de pression  $P_0$  à la distance  $r_0$  par l'équation (1.20) :

$$T(r)/T_0 = \sqrt{1 + \sigma_0 \ln \left( \frac{r}{r_0} \right)} \quad (1.20)$$

avec

$$\sigma_0 = \frac{(\gamma + 1)r_0 P_0}{2\gamma P_{atm} c_0 T_0}$$

Dans ces équations,  $\gamma = 1.4$  est le rapport des chaleurs spécifiques,  $P_{atm}$  est la pression atmosphérique, et  $c_0$  est la vitesse du son. Le niveau de pression  $P_0$  en  $r_0$  est déduit en calculant  $\sigma_0$  comme la pente de la droite obtenue en traçant  $(T(r)/T_0)^2 - 1$  en fonction de  $\ln(r/r_0)$ . Il vient donc  $P_0 = 2\sigma_0 \gamma P_{atm} c_0 T_0 / (\gamma + 1)r_0$ .

Cette méthode de détermination du niveau de pression basée sur l'équation (1.20) est applicable si l'onde de pression est assimilable à une onde en  $N$  de directivité sphérique, et si l'on est capable de mesurer précisément la durée  $T$  de la phase positive de l'onde à différentes distances  $r$ .

Pour ce qui concerne la mesure de la demi-durée  $T$ , nous avons vu au paragraphe 1.3.3 que les oscillations à la fréquence de résonance du microphone peuvent entraîner une erreur dans la détermination de la durée. Wright (1983) n'avait pas cette difficulté car ses microphones ont une fréquence de résonance plus élevée, de l'ordre de 400 kHz. Afin d'obtenir une mesure correcte de la durée  $T$  de la phase positive de l'onde, une estimation à partir de la position fréquentielle des premiers minima  $f_i$  dans le spectre est possible,  $i \in [1; 3]$ . En effet, d'après l'équation (1.9) valable pour une onde en  $N$ , il vient  $a_i = 2\pi f_i T$ , où  $a_i$  est le  $i^{me}$  zéro de la fonction de Bessel sphérique de première espèce. Dans le cas des ondes en  $N$ , le produit de la durée de la phase positive par la fréquence des zéros dans le spectre est constant :  $T f_i = k_i$ . Les trois premiers coefficient  $k_i$  sont :  $k_1=0.7154$ ,  $k_2=1.2296$  et  $k_3=1.7364$ . L'équation 1.20 est donc équivalente à :

$$f_i(r_0)/f_i(r) = \sqrt{1 + \sigma_0 \ln \left( \frac{r}{r_0} \right)} \quad (1.21)$$

L'estimation de la durée  $T$  à partir de la position des minima dans le spectre permet donc d'appliquer la méthode décrite par Wright (1983), dans le cas où la résonance des microphones de mesure empêche une estimation à partir de la tension de sortie du microphone. Il est à noter que la précision de cette méthode est conditionnée par la résolution fréquentielle utilisée pour effectuer la transformée de Fourier. Plusieurs essais nous ont conduit à utiliser  $2^{17}$  points pour estimer  $T$  avec une précision satisfaisante.

Pour ce qui concerne l'assimilation de l'onde de pression à une onde en  $N$ , les résultats des mesures optiques mettent clairement en évidence que cette hypothèse n'est pas vérifiée, comme on l'a montré au paragraphe précédent (voir la figure 1.24a). Une conséquence est que, lors de la propagation non-linéaire, l'allongement de la partie négative de l'onde est plus lent que celui de la partie positive. On s'attend donc à une augmentation de  $T$  plus faible avec la distance  $r$  dans le cas d'une onde non symétrique, par rapport à ce qui est indiqué par l'équation (1.20).

### Cas des ondes de choc obtenues avec le système optique

On cherche dans ce paragraphe à déterminer la relation entre  $T(r)$  et  $P_0$  dans le cas de l'onde de pression déduite des mesures optiques. Deux problèmes se posent alors : (1) Nous avons constaté que, par rapport à l'onde en  $N$ , les minima dans le spectre sont situés plus bas en fréquence (voir la figure 1.24b). L'estimation de la durée  $T$  à partir de la position de ces minima est-elle toujours valable? (2) Avec la nouvelle forme d'onde issue des mesures optiques, on ne sait pas si la caractéristique  $(f_i(r_0)/f_i(r) - 1)^2 = f(P_0)$  est toujours une droite.

(1) Le produit  $T f_i$  a été évalué à partir des formes d'onde déduites des visualisations schlieren, et tracé sur la figure 1.25a. Entre  $r = 50$  mm et  $r = 550$  mm, le produit  $T f_i$  est constant pour les trois premiers minima à  $\pm 6\%$  près environ. On obtient  $k_1=0.6386$ ,  $k_2=1.0855$  et  $k_3=1.5325$ . Les coefficients  $k_i$  sont donc plus petits dans le cas de l'onde non-symétriques que dans le cas de l'onde en  $N$ . Ceci traduit le fait que le support temporel de l'onde non-symétrique est plus étendu que pour une onde en  $N$  qui a la même durée de la phase positive.

(2) Pour déterminer la relation  $(f_i(r_0)/f_i(r) - 1)^2 = f(P_0)$ , on réalise deux simulations numériques de la propagation : avec une onde initiale en  $N$ , et avec une forme d'onde initiale issue des mesures optiques. Le niveau de pression a été fixé à 1000 Pa en  $r_0 = 25$  cm pour ces deux ondes. Le terme  $(f_i(r_0)/f_i(r))^2 - 1$  a été tracé en fonction de  $\ln(r/r_0)$  sur la figure 1.25b. On constate que dans le cas des ondes de choc non symétriques, cette caractéristique est toujours une droite. De plus, la pente de cette droite dépend de la forme de l'onde. Pour obtenir le niveau de pression, un coefficient de 1.42 doit être appliqué. On propose donc d'introduire dans l'équation 1.21 un coefficient  $\zeta$  qui dépend du type de forme d'onde. Pour une onde en  $N$ ,  $\zeta=1$ , et pour les ondes non-symétriques obtenues par les mesures optiques,  $\zeta=1.42$ . Ce qui donne l'équation 1.22.

$$\frac{f_i(r_0)}{f_i(r)} = \sqrt{1 + \zeta \sigma_0 \ln \left( \frac{r}{r_0} \right)} \quad (1.22)$$

En toute rigueur, la forme d'onde est modifiée au cours de la propagation, ce qui fait que le coefficient  $\zeta$  est variable suivant la distance de propagation. Cependant, pour les distances de propagation considérées, nous avons pu vérifier que le coefficient  $\zeta$  pouvait être considéré constant.

### Estimation du niveau de pression : application et résultats

Le niveau de pression des ondes mesurées soit avec le système schlieren (entre  $r = 5.7$  cm et  $r = 46$  cm), soit avec les mesures microphoniques (entre  $r = 20$  cm et  $r = 150$  cm), en prenant en compte les modifications proposées dans le paragraphe 1.4.4. Comme indiqué dans le paragraphe 1.4.4, le niveau de pression à la première distance de mesure a été estimé en traçant  $(f_i(r_0)/f_i(r))^2 - 1$  en fonction de la distance  $\ln(r/r_0)$  (voir la figure 1.26), pour (a) les mesures optiques ( $r_0 = 5.7$  cm) et (b) les mesures microphoniques ( $r_0 = 20$  cm). Il est à noter que, sur la figure 1.26a obtenue à partir des mesures optiques, chaque point représente une onde de pression. La dispersion des points de mesure résulte du fait que, sur chacune des images strioscopiques, la distance  $r$  est légèrement différente. La dispersion des points de mesure provient alors dans ce cas de fluctuations dans la localisation de l'arc électrique d'un claquage à l'autre. A l'inverse, pour la figure 1.26b obtenue à partir de mesures microphoniques, une moyenne est réalisée sur 100 étincelles pour chaque distance  $r$ . Ceci explique la dispersion plus importante des points de mesure sur la figure 1.26a par rapport à la figure 1.26b.

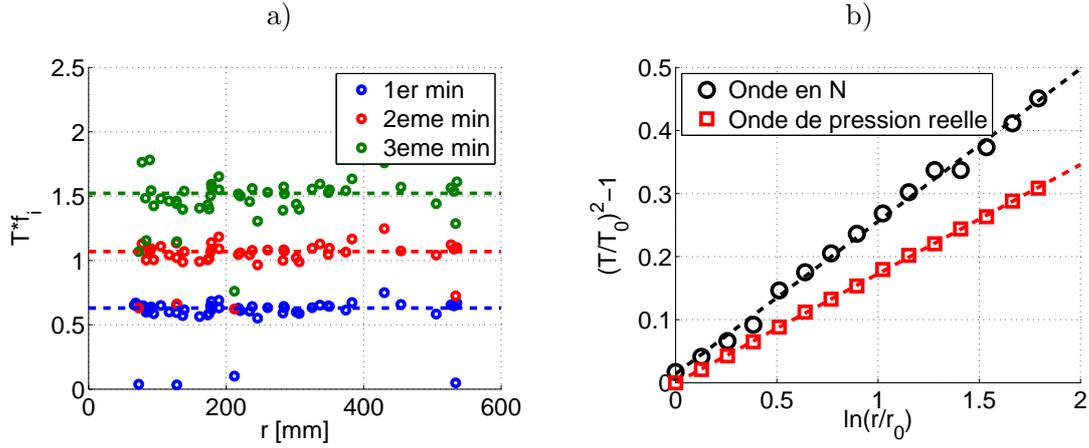


FIGURE 1.25: (a) Produit de la durée de la phase positive et de la position fréquentielle des premiers minima du spectre  $T f_i$  évalué à partir des mesures optiques, en fonction de la distance  $r$ , pour les trois premiers minima  $i = 1$  à 3. (b)  $(f_i(r_0)/f_i(r))^2 - 1$  en fonction de  $\ln(r/r_0)$ . La pente de la droite fournit le niveau de pression initial  $P_0$ .

Dans le cas des mesures optiques, on obtient  $P_{max}(5.7 \text{ cm}) = 10\,200 \text{ Pa}$  et  $P_{max}(20 \text{ cm}) = 1560 \text{ Pa}$ , et dans le cas des mesures microphoniques  $P_{max}(20 \text{ cm}) = 1520 \text{ Pa}$ . Un écart de 3% environ est donc observé en  $r_0 = 20 \text{ cm}$  entre ces deux techniques de mesure.

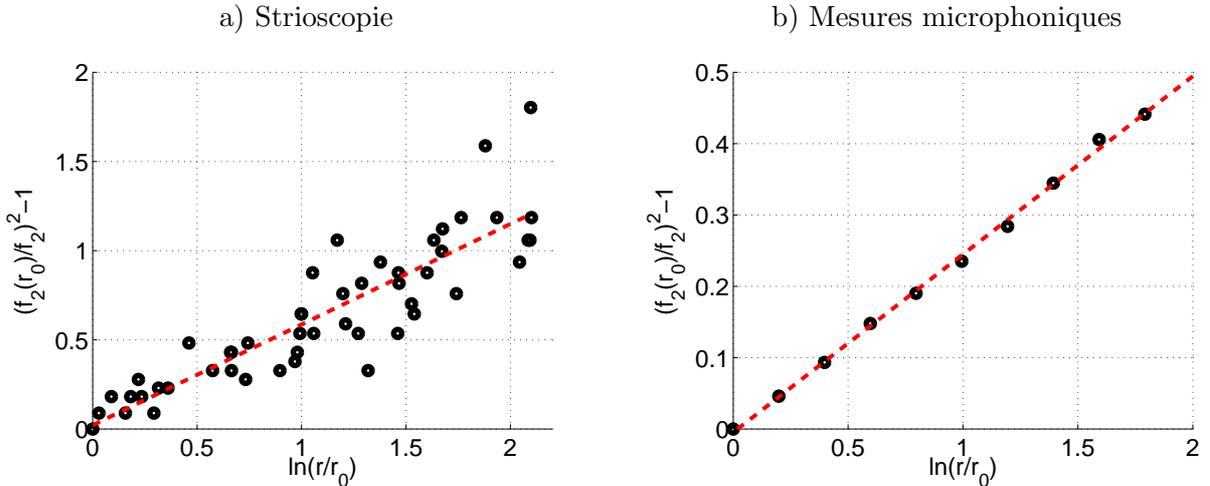


FIGURE 1.26:  $(f_i(r_0)/f_i(r))^2 - 1$  en fonction de  $\ln(r/r_0)$ . (a) Mesures optiques,  $e = 20 \text{ mm}$ ,  $r_0 = 5.7 \text{ cm}$  (b) Mesures microphoniques,  $e = 20 \text{ mm}$ ,  $r_0 = 20 \text{ cm}$ .

Le niveau de pression  $P_{max}$  est tracé sur la figure 1.27 pour plusieurs écarts inter-électrodes  $e$ , en fonction de la distance  $r$ . Dans la zone de recouvrement des mesures optiques et acoustiques, entre  $r = 20 \text{ cm}$  et  $r = 50 \text{ cm}$ , on constate un bon accord entre les mesures optiques et acoustiques (à 5 % près environ), ce qui valide la méthode d'estimation du niveau de pression. On observe une décroissance rapide du niveau de pression, due essentiellement à l'expansion sphérique du front d'onde et, pour les grands écarts inter-électrodes aux effets non-linéaires (Yuldashev *et al.*, 2008). Pour des écarts inter-électrodes faibles, en raison des fréquences plus élevées, une contribution plus importante des effets dissipatifs intervient également. On observe pour  $e = 20 \text{ mm}$  une décroissance du pic de pression proportionnelle à  $r^{-1.2}$ , de façon similaire à Honma *et al.* (1991).

Pour  $e = 1$  mm, cette décroissance est proportionnelle à  $r^{-1.1}$ .

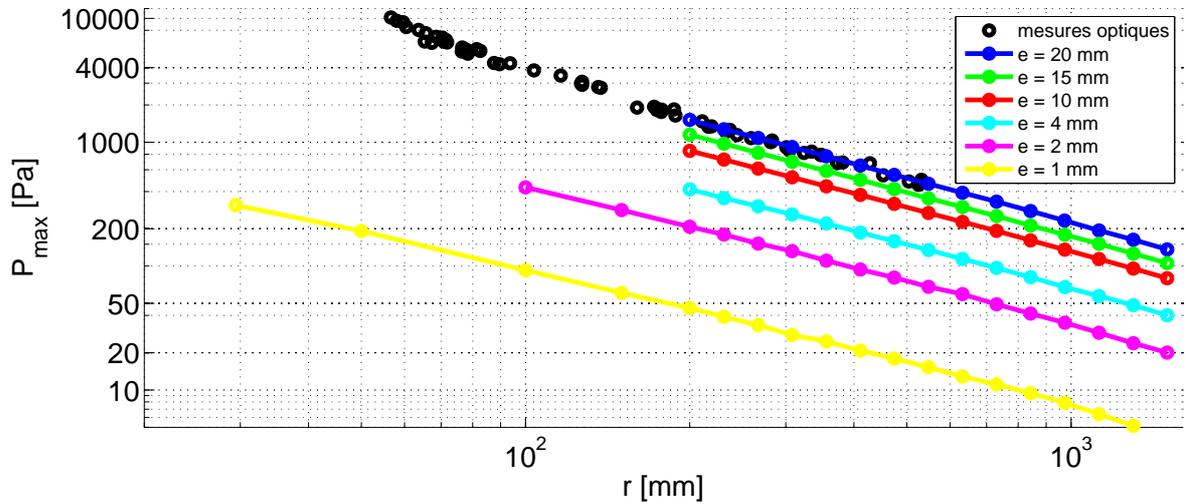


FIGURE 1.27: Pic de pression  $P_{max}$  en fonction de  $r$ , mesuré pour plusieurs écarts inter-électrodes. En points noirs : mesures optiques pour  $e = 20$  mm.

Dans ce paragraphe, la méthode d'estimation du niveau de pression a été revue pour prendre en compte la forme des ondes de pression mesurées par une méthode optique. Proches de la source, les microphones de mesure saturent, et les mesures optiques ont permis d'estimer le niveau de pression. Loin de la source, l'analyse des images de l'onde de pression n'est plus possible en raison d'un faible contraste sur les images. Dans la région où les deux méthodes (optique et microphonique) peuvent être mises en œuvre, on note une bonne concordance entre les niveaux mesurés indépendamment par les deux méthodes. L'écart maximal est d'environ 5%.

La suite de ce chapitre est divisée en deux parties : la première partie est consacrée aux résultats de mesure dans l'axe de la source, c'est à dire pour  $\theta = 0^\circ$ , en faisant varier la distance source-microphone  $r$  et l'écart inter-électrodes  $e$ . Les résultats des mesures optiques et acoustiques sont présentés. La seconde partie est consacrée aux résultats expérimentaux obtenus hors axe ( $\theta \neq 0^\circ$ ).

### 1.4.5 Etude de la source dans l'axe ( $\theta = 0^\circ$ )

#### Formes d'onde en fonction de l'écart inter-électrodes $e$

Les images de l'onde de pression à  $r = 57$  mm de la source sont tracées sur la figure 1.28. La distance entre le choc avant et le choc arrière diminue avec l'écart inter-électrodes. La partie sombre au centre de l'image correspond à la phase de détente de l'onde. La différence d'intensité lumineuse entre la partie avant et la partie arrière de l'onde indique clairement qu'à cette distance de la source, l'onde de pression n'est pas symétrique.

Les formes d'onde obtenues à partir de ces images ont été tracées sur la figure 1.29. On notera que le niveau de pression  $p$  est normalisé par le pic de pression  $P_{max}$  tracé sur la figure 1.27. La base de temps  $t$  est déduite de la distance  $r$  via la vitesse du son déduite de la mesure de la température. On observe que la durée de l'onde diminue si l'écart inter-électrodes est diminué. On remarque également que plus l'écart inter-électrodes est réduit, plus le pic négatif diminue.

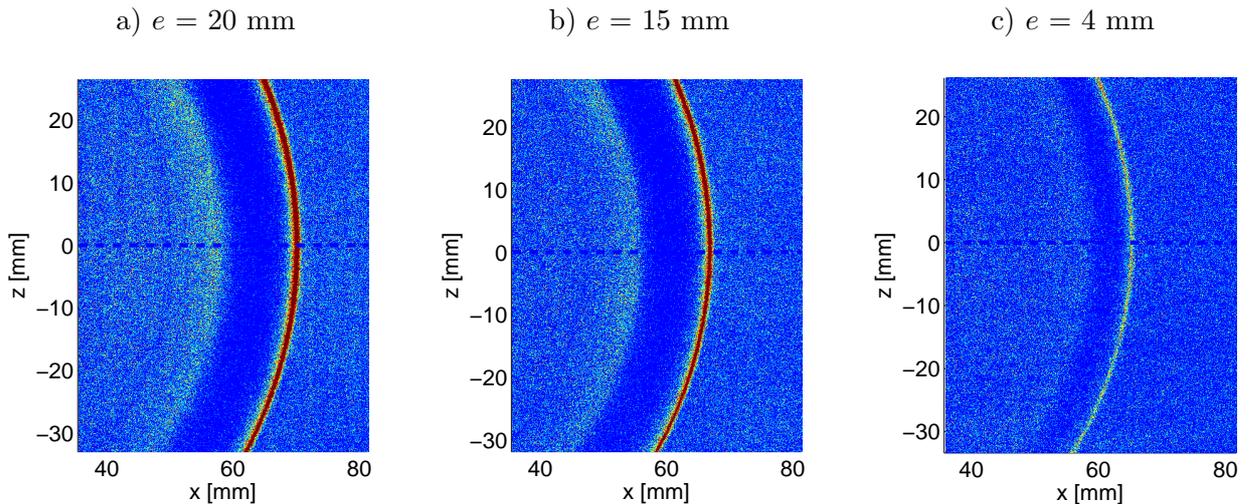


FIGURE 1.28: Images de l'onde de pression obtenues en  $r = 57$  mm avec le système schlieren, dans le plan  $(x, z)$ .

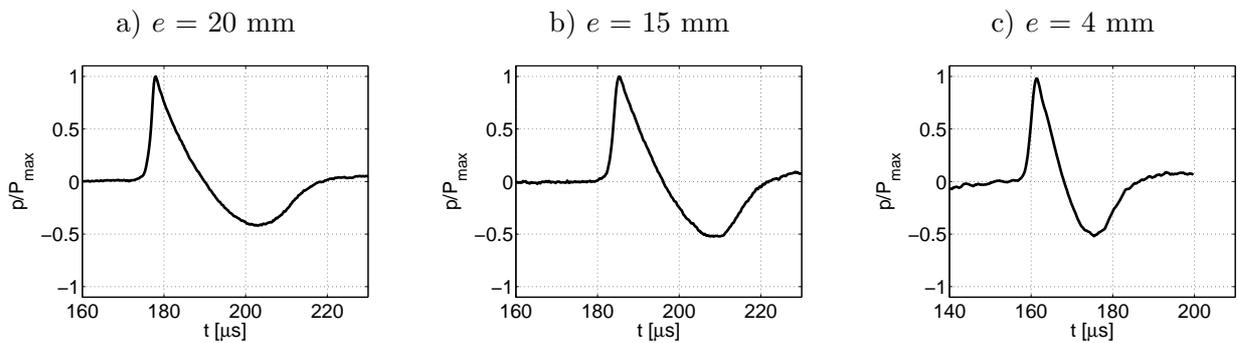


FIGURE 1.29: Formes d'onde, déterminées à partir des images de la figure 1.28, pour différents écart inter-électrodes  $e$ , à la distance  $r = 57$  mm.

Les formes d'onde mesurées avec le microphone à  $r = 1$  m de la source sont tracées sur la figure 1.30, et les spectres correspondant ont été tracés sur la figure 1.31. La durée du pulse décroît avec l'écart inter-électrodes, comme déjà observé avec les mesures optiques. Les spectres mettent en évidence le décalage du spectre vers les hautes fréquences quand  $e$  diminue. L'effet de filtre passe-bas dû à la bande passante limitée du microphone est particulièrement visible sur les spectres. La fréquence de coupure du microphone restant fixe, aux alentours de 150 kHz, une part de plus en plus importante du spectre de l'onde se situe en-dehors de la bande passante des microphones. La situation devient critique pour des écarts inter-électrodes  $e$  inférieurs à 2 mm, pour lesquels le lobe principal est partiellement coupé. On observe également sur les formes d'onde l'apparition d'oscillations dans le domaine temporel. Ce phénomène est particulièrement visible pour les écarts inter-électrodes  $e$  faibles, pour lesquels le lobe principal du spectre est proche de la fréquence de résonance des microphones.

Pour  $e = 20$  mm et  $e = 1$  mm, une comparaison est proposée en figure 1.32 entre les ondes mesurées et les ondes obtenues dans la partie 1.3.3 au moyen de simulations numériques et d'un filtre reproduisant la réponse en fréquence du microphone et de son amplificateur. On constate un bon accord général entre les ondes en  $N$  filtrées (lignes noires pleines) et les ondes issues

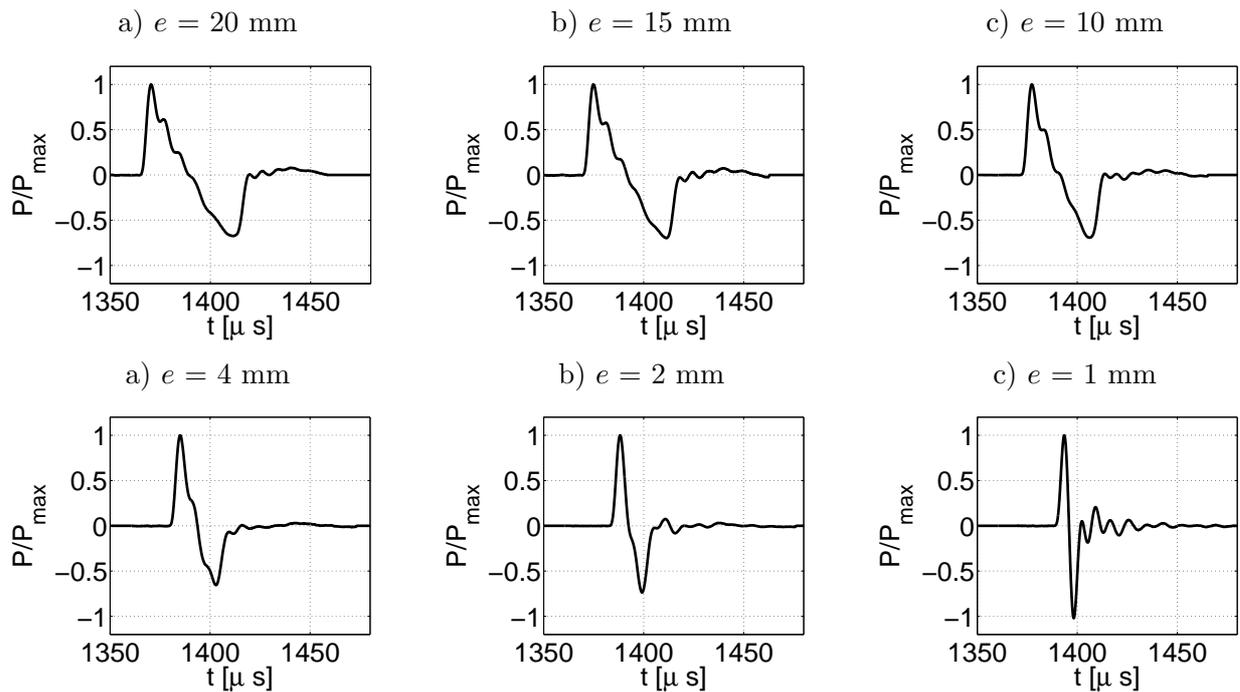


FIGURE 1.30: Formes d'onde mesurées dans l'axe de la source par le microphone, à une distance de  $r = 1$  m, pour plusieurs écarts inter-électrodes  $e$ .

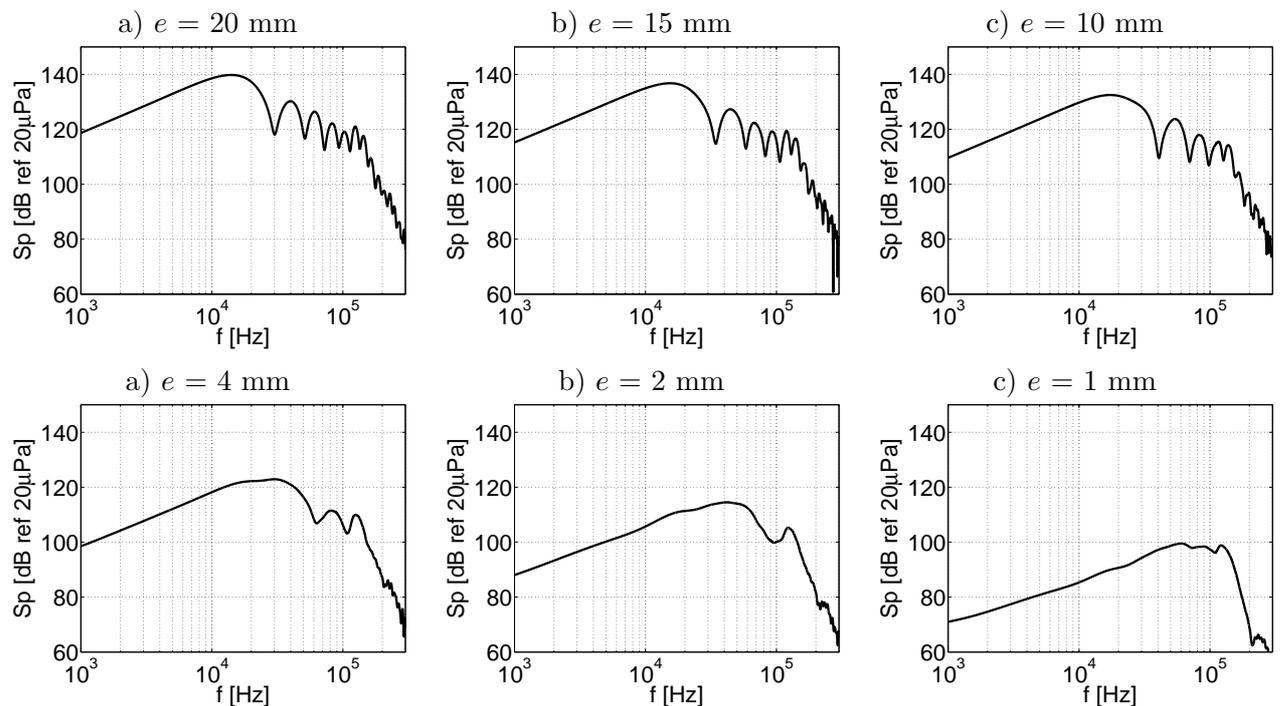


FIGURE 1.31: Spectres des formes d'onde de la figure 1.30.

de mesures microphoniques (lignes bleues). Les différences qui subsistent sont dues (1) au fait que le filtre  $H(f)$  (voir la figure 1.10) ne décrit pas parfaitement la réponse en fréquence de la chaîne de mesure, et (2) à l'hypothèse d'onde en  $N$  effectuée. En effet, nous avons vu que les formes d'onde réellement émises par la source à étincelle diffèrent sensiblement de l'onde en  $N$

idéale. Dans les deux cas, les oscillations présentes sur les formes d'onde mesurées sont dues à la résonance du microphone, et la surestimation du temps de montée est due à la bande passante limitée du microphone. Un bon accord est également obtenu sur les spectres, ce qui confirme que les différences observées entre les expériences et les simulations sont dues au filtrage par la réponse en fréquence de la chaîne de mesure.

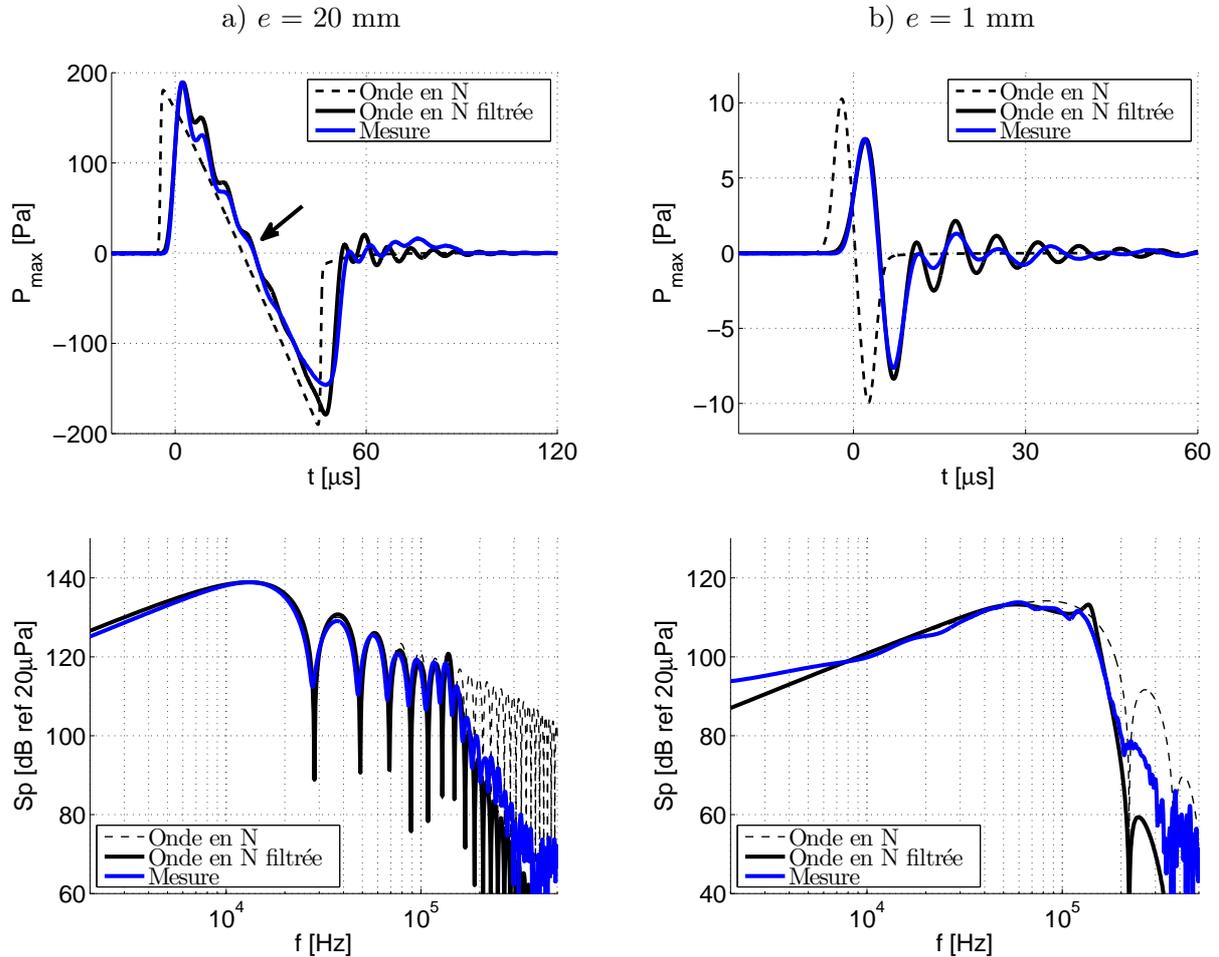


FIGURE 1.32: Ondes de pression et spectres, à la distance  $r = 1$  m de la source et deux écarts inter-électrodes (a)  $e = 20$  mm et (b)  $e = 1$  mm. (---) : ondes en  $N$ . (—) : ondes en  $N$  filtrées par la réponse en fréquence du microphone. (—) : mesures microphoniques.

### Formes d'onde en fonction de la distance $r$

Avec un écart inter-électrodes  $e = 20$  mm, quatre formes d'onde déduites des mesures optiques aux distances  $r = 65$  mm,  $r = 88$  mm,  $r = 237$  mm et  $r = 335$  mm sont tracées sur la figure 1.33. Proche de la source (figure 1.33a), on observe une très forte dissymétrie de l'onde, avec un pic négatif de pression égal à moins de la moitié en valeur absolue du pic positif de pression. Avec la distance  $r$ , la valeur du pic de pression diminue. On constate également, de façon similaire à Sparrow & Raspet (1991) la formation du choc arrière, qui se forme donc de façon plus tardive que le choc avant. A grande distance de la source, la forme d'onde évolue donc vers une onde en  $N$ . Ces modifications sont dues à la transition d'un choc fort proche de la source, où l'onde de choc est cylindrique, vers un choc faible sphérique loin de la source. A

ce titre, les formes d'onde obtenues présentent de fortes ressemblances à celles obtenues numériquement et expérimentalement par de précédents auteurs Brode (1955), Plooster (1970, 1971). De plus, après le retour à la pression d'équilibre, on observe autour de  $t = 250 \mu\text{s}$  un "rebond" de pression. Avec la propagation, la forme d'onde est modifiée : en plus de la diminution du pic négatif de pression, et du raidissement du choc arrière, on constate une disparition progressive du "rebond" de pression.

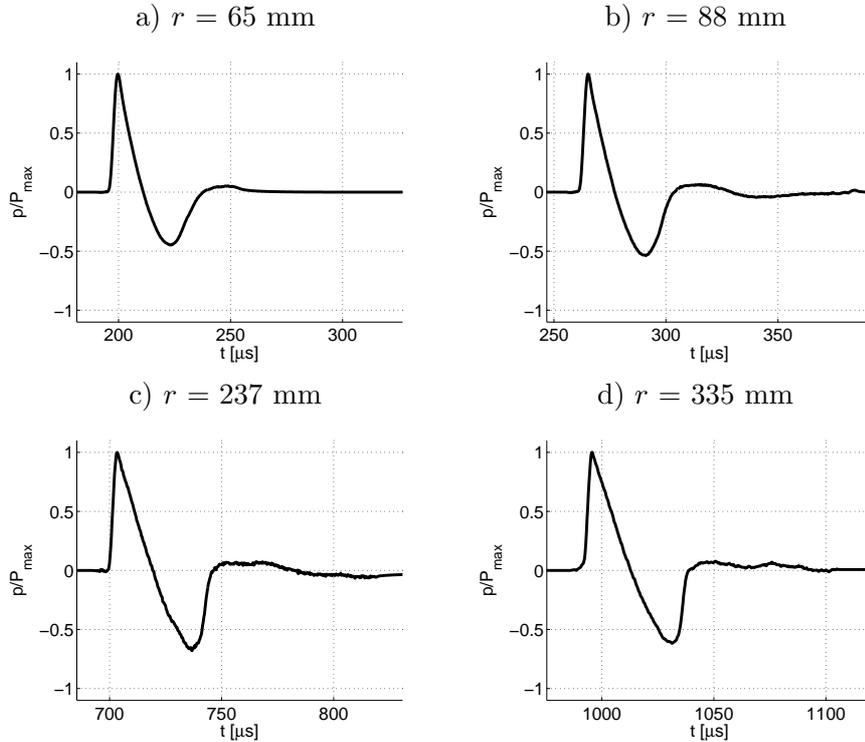


FIGURE 1.33: Formes d'onde, mesurées avec le système optique schlieren, pour plusieurs distances  $r$ .

#### 1.4.6 Etude de la source hors axe ( $\theta \neq 0^\circ$ )

Dans cette partie, les formes d'onde émises hors de l'axe de la source ( $\theta \neq 0^\circ$ ) sont analysées.

##### Formes d'onde en fonction de l'angle $\theta$

Dans le plan  $(x, y)$  (voir la figure 1.14), des images de l'onde sont tracées sur la figure 1.34 pour différents écart inter-électrodes  $e$ , à une distance de 57 mm de la source à étincelles. Contrairement aux images de la figure 1.28, on constate que le front d'onde n'est pas circulaire. La distance  $L$  entre les chocs avant et arrière n'est pas constante et dépend de l'angle  $\theta$ . En conséquence, la moyenne azimutale de l'intensité lumineuse n'est plus possible et on ne peut donc pas obtenir les formes d'onde par ce moyen optique. En revanche la distance  $L$  entre le choc arrière et le choc avant a été estimée à partir des images et tracée sur la figure 1.35. Un premier effet de directivité de la source est l'augmentation de la longueur de l'onde avec l'angle  $\theta$ , comme le montre la figure 1.35.

Les formes d'onde mesurées avec le microphone en  $r = 1 \text{ m}$  ont été tracées sur la figure 1.36 pour différents angles  $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 50^\circ$  and  $70^\circ$  avec un écart inter-électrodes  $e$  fixé à 20 mm. De façon similaire aux observations de Wright & Medendorp (1968), quand l'angle  $\theta$  augmente, la

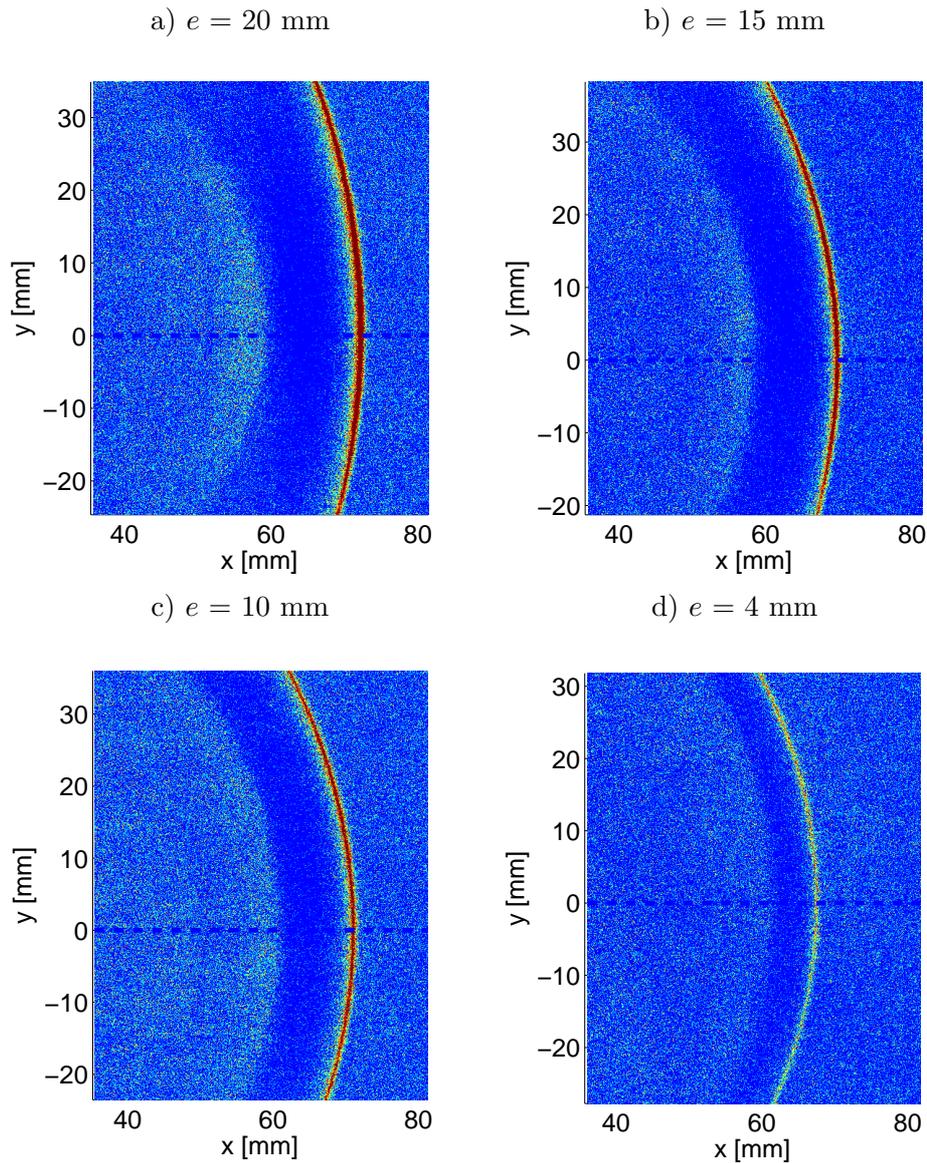


FIGURE 1.34: Images de l'onde de pression obtenues en  $r = 57$  mm avec le système schlieren, dans le plan  $(x, y)$ .

forme d'onde évolue d'une forme en  $N$  à  $\theta = 0^\circ$  vers une forme d'onde comprenant un intervalle de pression quasi-nulle au centre de la forme d'onde. Ce plateau de pression nulle est visible sur les images schlieren. Sur la figure 1.34a, ce plateau se situe autour du point de coordonnées  $(60, 30)$ . Enfin, il est à noter que, lors de l'expérience, une grande disparité de formes d'onde a été mesurée. Ceci provient de la différence de forme de l'arc électrique d'une étincelle à l'autre, qui modifie la forme de l'onde hors de l'axe de la source.

#### Pic de pression $P_{max}$ et durée $T$ de la phase positive en fonction de l'angle $\theta$

On souhaite dans ce paragraphe fixer une limite angulaire d'utilisation pour la source à étincelle. Le pic de pression à  $r = 1$  m, adimensionné par la valeur mesurée dans l'axe ( $\theta = 0^\circ$ ), est tracé sur la figure 1.37a en fonction de  $\theta$ . On observe une décroissance du niveau de pression en fonction de l'angle, qui est différente selon l'écart inter-électrode  $e$ . La décroissance du niveau

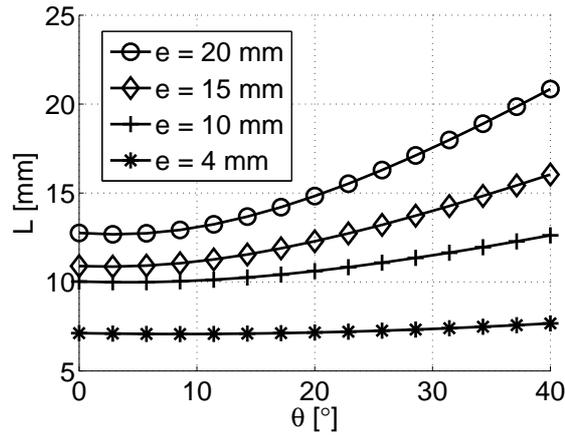


FIGURE 1.35: Distance  $L$  entre le choc avant et arrière, en fonction de l'angle  $\theta$  pour différents écarts  $e$  entre les électrodes.

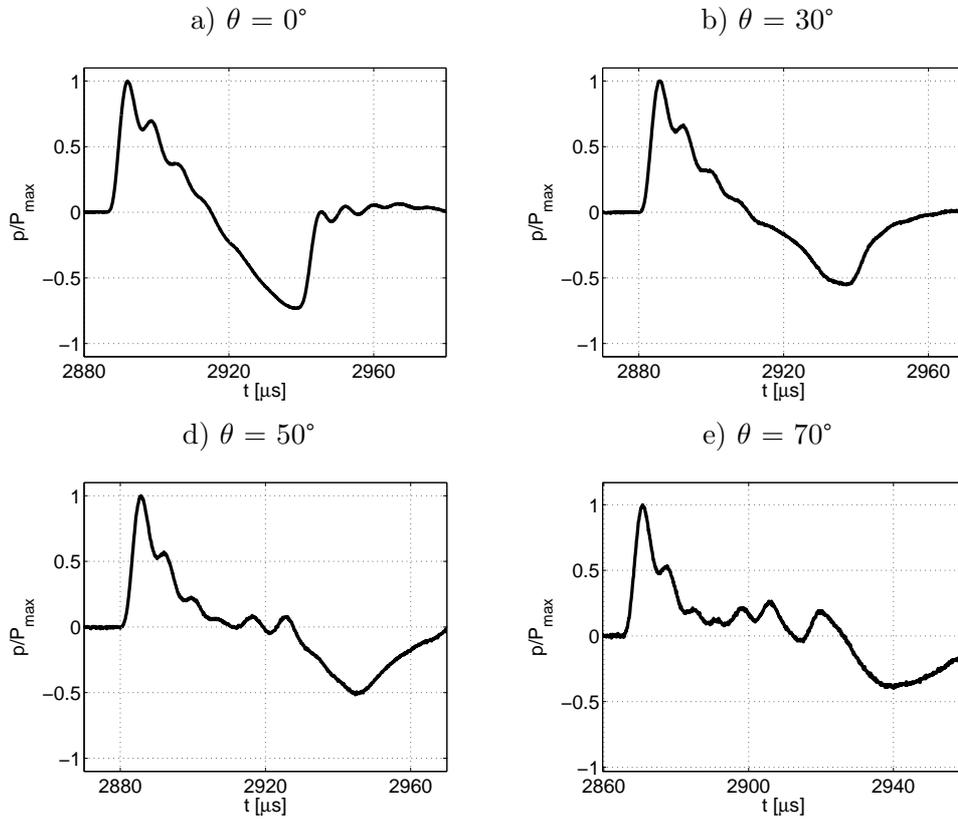


FIGURE 1.36: Formes d'onde mesurées par le microphone en  $r = 1$  m, pour différents angles  $\theta$ .

de pression en fonction de l'angle est liée pour partie au fait que la source n'est pas ponctuelle, et pour partie à la présence des barres de support des électrodes. Si l'on fixe un seuil à -3 dB (soit une baisse de 30 % de pression), alors la limite d'utilisation est de 30° pour  $e = 20$  mm, 40° pour  $e = 10$  mm, 65° pour  $e = 4$  mm et 75° pour  $e = 1$  mm. De façon similaire, la durée  $T$  de la phase positive, adimensionnée par la valeur mesurée dans l'axe ( $\theta = 0^\circ$ ), est tracée sur la figure 1.37b en fonction de l'angle  $\theta$ . Nous avons observé une modification importante de la forme d'onde qui ne présente plus un profil d'onde en  $N$ . Une estimation de  $T$  à partir du spectre

de l'onde n'est donc plus possible, c'est pourquoi  $T$  a été mesurée sur la forme d'onde entre le milieu du choc avant et le premier passage par zéro de l'onde de pression. On constate que  $T$  augmente avec l'angle  $\theta$ , et que cette augmentation est plus importante pour de grands écarts inter-électrodes  $e$ . On note par exemple une augmentation de 30% à  $\theta = 60^\circ$  si  $e = 20$  mm.

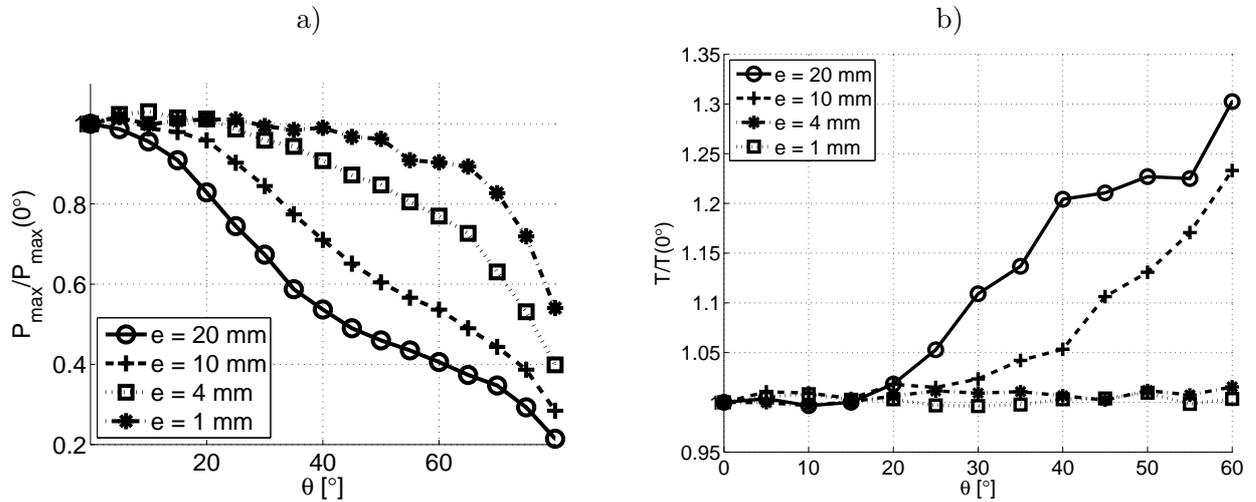


FIGURE 1.37: Pic de pression  $P_{\max}$  (a) et durée  $T$  de la phase positive (b), en fonction de l'angle  $\theta$  pour différents écarts inter-électrodes.

### 1.4.7 Répétabilité de la source

#### Incertitude sur la position de la source

On souhaite dans ce paragraphe déterminer par les mesures optiques l'incertitude sur la position apparente de la source, qui fixe pour partie l'incertitude sur la distance de propagation  $r$ . Pour chaque écartement inter-électrodes  $e$ , nous avons enregistré 2 ou 3 images successives de l'onde de pression dans le plan  $(x, y)$  pour 10 tirs différents de la source. Toutes les images ont été analysées afin d'en déduire la position du choc avant. La position apparente est ensuite déduite par la méthode des tangentes en faisant l'hypothèse que le front d'onde est circulaire dans le plan  $(x, y)$ . On trace sur les figures 1.38a à 1.38d les fronts les différentes positions détectées du choc avant ainsi que la position apparente de la source. L'incertitude sur la position de la source est de l'ordre de 2 à 5 mm, suivant la valeur de l'écart inter-électrodes. L'incertitude sur la position de la source est donc de l'ordre du quart de l'écart inter-électrodes. Ceci indique que l'arc électrique n'est pas parfaitement rectiligne, et que la décharge électrique se produit dans un fuseau d'épaisseur égale à l'incertitude sur la position réelle de la source.

#### Fluctuations des formes d'onde

Afin de visualiser les fluctuations de la forme d'onde mesurée en un point fixe, nous avons tracé sur la figure 1.39 toutes les formes d'onde mesurées à 1 m dans l'axe de la source (sous-figure a) et hors axe, pour  $\theta = 60^\circ$  (sous-figure b). Dans l'axe de la source, on constate une excellente répétabilité de la forme de l'onde. En revanche, des fluctuations de temps d'arrivée de l'ordre de  $15 \mu\text{s}$  sont observées d'une étincelle à l'autre. Ces fluctuations proviennent principalement de différences dans la localisation de l'arc électrique d'une étincelle à l'autre, de l'ordre de 5 mm

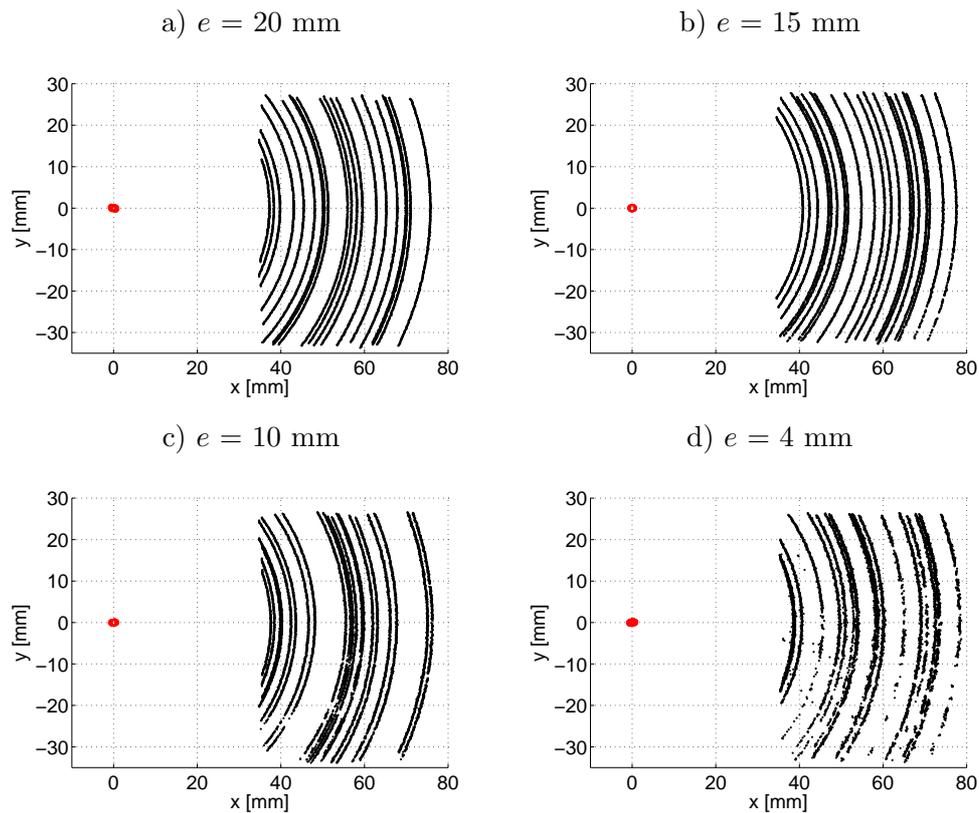


FIGURE 1.38: Positions du choc avant et de la source pour plusieurs claquages de la source, obtenues à partir des images schlieren dans le plan  $(x, y)$  (en noir).

maximum, ce qui augmente ou diminue aléatoirement les temps d'arrivée de l'onde dans l'axe. Hors axe, nous pouvons observer des effets inverses : il existe une grande variabilité de la forme de l'onde, et en particulier de la partie arrière, alors que les fluctuations de temps d'arrivée sont quasi-nulles.

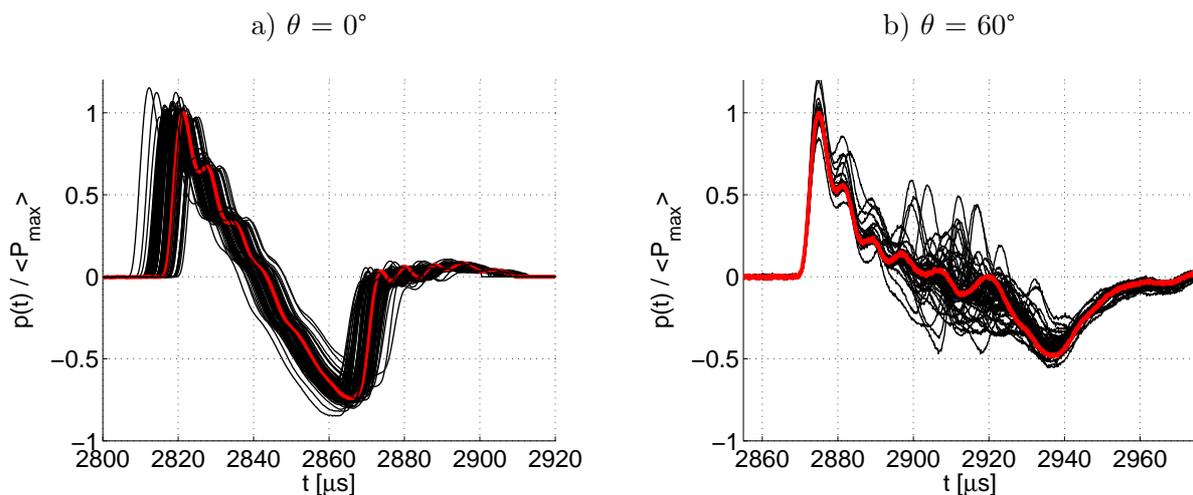


FIGURE 1.39: (—) : formes d'ondes mesurées en un point fixe : (a) dans l'axe de la source (100 étincelles) et (b) hors axe (50 étincelles). (—) : forme d'onde présentant un pic de pression, une durée et un temps d'arrivée les plus proches des paramètres moyens.

### Fluctuations du pic de pression et de la durée de la phase positive

Les écart-types  $\sigma_{P_{max}}$  du pic de pression et  $\sigma_T$  de la durée de la phase positive, évalués pour 50 tirs de la source, sont tracés sur la figure 1.40. Pour le pic de pression, l'écart-type est de l'ordre de 4 à 10 %, et augmente avec l'angle  $\theta$ . Pour la durée de la phase positive, l'écart-type est d'environ 2 à 3%. Pour les grands écarts  $e = 20$  mm et  $e = 10$  mm, une augmentation de  $\sigma_T$  intervient en  $\theta=30^\circ$ . Lors de précédentes études à l'échelle du laboratoire (Lipkens & Blackstock, 1998a, Ollivier & Blanc-Benon, 2004), des fluctuations du pic de pression, dues à la turbulence, étaient de l'ordre de 20% à 30% avec un écart inter-électrode de 20 mm. Dans l'axe, les fluctuations propres à la source sont de l'ordre de 3 %, largement inférieures aux fluctuations qui peuvent être causées par la turbulence. La reproductibilité de la source nous permet donc d'étudier la propagation à travers la turbulence.

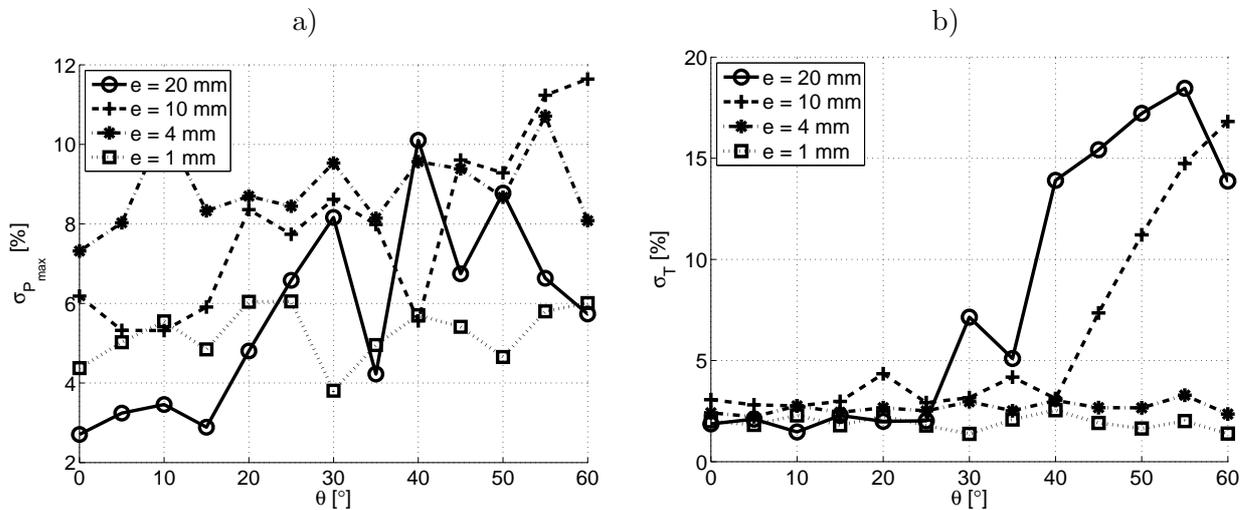


FIGURE 1.40: a) Ecart-type  $\sigma_{P_{max}}$  du pic de pression, en %. b) Ecart-type  $\sigma_T$ , en %.

## 1.5 Conclusion et perspectives

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'onde de pression émise par une source acoustique utilisant le claquage électrique entre deux électrodes. A cet effet, nous avons mis en œuvre des simulations numériques de la propagation, une méthode optique d'ombroscopie schlieren, et des mesures microphoniques.

Les simulations numériques ont été initialisées par des ondes en  $N$ . Cette forme d'onde particulière est issue de travaux antérieurs (Klinkowstein, 1974, Wright, 1983). Un code de résolution numérique de l'équation de Burgers développé dans le cadre de la thèse de Yuldashev *et al.* (2008) a été utilisé. Nous avons pu montrer que si l'écart inter-électrodes est inférieur à 3 mm, le niveau de pression est déterminé par les effets dissipatifs et l'expansion sphérique du front d'onde. Pour des écarts inter-électrodes supérieurs à 3 mm, les effets de propagation non-linéaire sont à prendre en compte, en plus des effets dissipatifs et d'expansion sphérique du front d'onde.

Si l'on cherche à comparer les résultats de simulation et les mesures microphoniques, le filtrage causé par la bande passante limitée du microphone doit être pris en compte. Cet effet a été mentionné par Wright (1983) puis par la suite par d'autres auteurs (Ollivier & Blanc-Benon, 2004, Ollivier *et al.*, 2007, Averiyanov, 2008, Yuldashev *et al.*, 2010a) utilisant un écart inter-électrodes  $e > 15$  mm. Dans ce chapitre, nous avons cherché à illustrer l'effet de la bande passante limitée du microphone pour un écart inter-électrodes quelconque. Sur la base des données fournies par le fabricant, nous avons construit un filtre reproduisant la réponse en fréquence de la chaîne de mesure. Les données issues de la simulation numérique ont été filtrées, et on constate que les formes d'onde filtrées présentent des différences importantes par rapport aux ondes en  $N$ . On note par exemple une large surestimation du temps de montée du choc, l'apparition d'oscillation dues à la résonance du filtre. De plus, le pic de pression déduit des mesures microphoniques ne correspond pas au pic de pression réel. Ces effets de filtrage pourraient en principe être corrigés par une opération de filtrage inverse jusqu'à la fréquence de coupure du microphone. Cependant, il est à noter qu'une telle opération nécessite de connaître parfaitement la réponse en fréquence de toute la chaîne de mesure, en particulier la phase, qui généralement est inconnue.

En raison du filtrage causé par la bande passante limitée des microphones de mesure, il est nécessaire de développer des méthodes alternatives pour déterminer les formes d'onde exactes de la pression. Lors d'une expérience précédemment réalisée par Yuldashev *et al.* (2010a), la technique d'ombroscopie a été utilisée, ce qui a permis de déterminer le choc avant de l'onde. Afin d'obtenir toute la forme d'onde, nous avons dans ce chapitre mis en œuvre la technique d'ombroscopie schlieren, qui présente une plus grande sensibilité que l'ombroscopie. Les formes d'onde obtenues en fonction de la distance  $r$  ou de l'écart inter-électrode  $e$  présentent des différences importantes par rapport à l'onde en  $N$ . Nous avons observé que le pic de pression négatif est plus faible en valeur absolue que le pic positif, que le choc arrière se raidit au cours de la propagation, et que le retour à la pression d'équilibre se fait après un "rebond" de pression dont l'amplitude diminue avec la distance de propagation.

Dans le cas des mesures optiques, les formes d'onde de pression sont obtenues à un facteur multiplicatif près. Dans le cas des mesures microphoniques, les effets de filtrage imposent l'estimation du niveau de pression par une analyse complémentaire. Nous avons donc détaillé

une méthode permettant d'obtenir le niveau de pression absolu de l'onde. Cette méthode a été proposée par Wright (1983) avec l'hypothèse d'onde en  $N$ . Elle consiste à évaluer la durée de la phase positive, dont l'augmentation en fonction de la distance est causée par les effets de propagation non-linéaires. Dans le cadre de notre étude, deux problèmes se posent : d'une part, la résonance des microphones rend délicate la mesure de la durée de la phase positive de l'onde, et, d'autre part, la forme d'onde réelle diffère notablement d'une onde en  $N$  idéale. Nous avons donc proposé deux modifications à cette méthode. La première modification consiste à évaluer la durée de la phase positive à partir de la position d'un minimum dans le spectre, comme l'a proposé Averiyarov *et al.* (2011b), afin que la mesure de la durée de la phase positive ne soit pas perturbée par la bande passante limitée des microphones de mesure. La seconde modification permet de tenir compte du fait que la forme d'onde n'est pas un  $N$ . Cette méthode a été utilisée pour les mesures optiques, aussi bien que pour les mesures microphoniques. L'accord obtenu aux distances pour lesquelles les 2 mesures (microphonique et strioscopique) sont possibles valide cette approche.

Pour la caractérisation de la source à étincelle hors axe, nous avons effectué des mesures microphoniques où l'onde de pression a été mesurée en fonction de l'angle d'émission. Hors axe, les formes d'onde présentent un plateau de pression quasi-nulle au centre de la forme d'onde, ce qui confirme les observations de Wright & Medendorp (1968). Le niveau de pression a été analysé en fonction de l'angle  $\theta$ . On observe une décroissance du niveau de pression, la source n'est donc pas omnidirectionnelle pour les grands écarts inter-électrodes. Nous avons obtenu des limites angulaires dépendant de l'écart inter-électrode, à partir desquelles la source ne peut plus être considérée comme omnidirectionnelle.

Afin de pouvoir comparer les données expérimentales à des résultats issus de modèles, il serait intéressant de disposer d'une modélisation de la source à étincelle comme une ligne source. Un modèle a été précédemment développé par Wright & Medendorp (1968), où les auteurs supposent que la source à étincelle est une ligne source constituée de points sources émettant en phase des ondes en  $N$  sphériques. Une sommation linéaire en champ lointain permet d'obtenir les formes d'onde et le niveau de pression en fonction de l'angle d'émission. Toutefois leurs hypothèses sont contradictoires : la propagation est considérée comme linéaire, or, si la source n'est plus un point source mais une ligne source, alors le niveau de pression est tel que les effets non-linéaires ne sont plus négligeables. Nous avons, sans l'indiquer dans ce chapitre, effectué une comparaison entre les résultats de cette modélisation et les mesures réalisées dans ce chapitre. Des différences trop importantes existent pour que ce modèle puisse être prédictif. Une première perspective de ce travail serait d'effectuer une simulation numérique directe en trois dimensions de la propagation de l'onde issue d'une ligne source, sur la base des travaux effectués au LMFA (Marsden *et al.*, 2008).

Une seconde perspective à ce travail serait de développer des moyens de mesure adaptés aux ondes de choc. Un travail a déjà été effectué pour mettre en œuvre des méthodes optiques : la technique d'ombroscopie (Yuldashev *et al.*, 2010a) a permis d'étudier le temps de montée du choc avant, et l'ombroscopie schlieren dans ce chapitre a permis d'obtenir les formes d'onde à l'exception du choc avant. Pour obtenir toute la forme d'onde, la mise en œuvre de la technique d'interférométrie semble prometteuse (Yuldashev *et al.*, 2010b). Une autre perspective serait de développer des microphones de mesure large bande et très hautes fréquences (10 kHz - 1 MHz typiquement). C'est l'objectif du projet ANR SIMMIC dans le cadre duquel le travail du cha-

pitre 1 a été effectué.

Dans la suite de cette thèse, la source à étincelle est utilisée de deux façons différentes. Elle sert d'abord comme source impulsionnelle permettant la calibration des microphones de mesure dans le chapitre 2. On utilise à cet effet les formes d'onde déterminées précisément au moyen de l'ombroscopie schlieren afin d'obtenir une calibration absolue des microphones de mesure. D'autre part, la source est utilisée pour mettre en œuvre des expériences de propagation à l'échelle du laboratoire : propagation à travers un milieu turbulent (chapitre 4), réflexion sur une paroi rigide (chapitre 5) et propagation dans une zone d'ombre avec turbulence (chapitre 6).

## Chapitre 2

# Mesure d'ondes de choc : caractérisation des microphones de mesure en hautes fréquences

### 2.1 Introduction

On s'intéresse dans ce chapitre à la mesure d'ondes de choc dans le but de caractériser les microphones de mesure. Ce travail est motivé par l'étude de la source à étincelles effectuée dans le chapitre 1, par une combinaison de méthodes numériques, optiques et de mesures microphoniques. On constate que, dans une gamme de fréquences de 10 kHz à 1 MHz, il n'existe pas de méthode de calibration adaptée pour des microphones large bande. On propose donc dans ce chapitre d'utiliser la source à étincelle pour caractériser les microphones de mesure.

Après avoir présenté les principales méthodes permettant la calibration des microphones de mesure utilisés en acoustique, on présente des résultats de mesures microphoniques d'ondes de choc. Ces mesures ont été effectuées avec des microphones différents, utilisés avec plusieurs montages différents et sous des angles d'incidence variables. Les résultats de toutes ces mesures sont variables, et illustrent la dépendance de la réponse en fréquence vis à vis du montage du microphone, de l'angle d'incidence et du type de microphone. La seconde partie de ce chapitre utilise les mesures effectuées afin de proposer une méthode de calibration absolue, en utilisant la caractérisation de la source à étincelle détaillée au chapitre 1.

#### 2.1.1 Méthodes de calibration

Il existe plusieurs méthodes pour calibrer les microphones. Ces méthodes sont généralement classées en deux grandes catégories : les méthodes par comparaison, où le capteur à calibrer est comparé à un capteur de référence précédemment étalonné, et les méthodes absolues, qui ne nécessitent pas de capteur de référence.

##### Méthode par comparaison

Une méthode comparative peut être mise en œuvre en chambre anéchoïque avec deux microphones (Pfretzschner & Moreno, 1981, Kim *et al.*, 2004), dont l'un a subi un étalonnage absolu. Dans ce cas, une bonne connaissance de la source est primordiale (Vorländer & Raabe, 1995).

Les limites fréquentielles sont fixées par le contenu spectral de la source et par la bande passante du capteur de référence.

### **Calibration par calcul analytique de la pression incidente**

L'obtention d'une méthode de calibration absolue est du plus grand intérêt, et de nombreux exemples sont référencés dans la littérature. On peut citer quelques méthodes développées au début du siècle dernier, comme celle du disque de Rayleigh, où une mesure du couple exercé sur un disque suspendu dans un tube à onde stationnaire permet d'en déduire la pression, et donc d'étalonner un microphone placé dans le tube (West *et al.*, 1967, Brüel & Kjær Technical Review, 1964, 1965). On peut également citer le thermophone, où le microphone placé dans une cavité cylindrique mesure l'onde de pression générée par une feuille métallique chauffée par un fort courant alternatif à moyenne non nulle (Brüel & Kjær Technical Review, 1964, 1965). Enfin, il existe également la méthode du pistonphone, largement utilisée de nos jours en raison de sa simplicité, où le microphone, placé dans une cavité, mesure l'onde de pression générée par un piston comprimant le volume de cette cavité (Brüel & Kjær, 1995). Ces trois méthodes ont en commun de permettre le calcul analytique de l'onde de pression que mesure le microphone. Pour les deux premières, disque de Rayleigh et thermophone, la complexité d'utilisation a conduit à les abandonner presque totalement. Ces méthodes sont adaptées en basses fréquences inférieures à 2 kHz, et ne permettent en outre de mesurer la sensibilité du microphone que pour une fréquence fixée.

### **Méthode de réciprocité**

Une méthode de réciprocité peut être mise en œuvre si le capteur est basé sur un principe de transduction réversible. Deux microphones, l'un utilisé comme émetteur, et l'autre comme récepteur, sont placés face à face dans une cavité cylindrique de diamètre égal au diamètre des diaphragmes. En utilisant trois microphones, successivement couplés deux à deux, on peut obtenir les sensibilités des trois microphones (Brüel & Kjær Technical Review, 1964, 1965, Wolde, 2010). Pour cela, il faut d'une part mesurer la fonction de transfert électrique entre le microphone émetteur et le microphone récepteur (Torr & Jarvis, 1982, Horiuchi *et al.*, 2003), et d'autre part connaître la fonction de transfert de la cavité, obtenue par modélisations (Delany & Bazley, 1980). La répartition de pression dans la cavité dépend de la fréquence, ce qui fixe les limites fréquentielles de la méthode (Delany, 1969). Pour des microphones 1/2" couplés dans une cavité de même diamètre, la gamme de fréquences est typiquement 60 Hz - 10 kHz. Des corrections existent pour étendre le domaine de validité en hautes fréquences (Delany & Rennie, 1969). La modélisation de la fonction de transfert acoustique de la cavité a donné lieu à de nombreux travaux théoriques afin de mieux prendre en compte les effets thermiques et visqueux dans la cavité (Delany, 1969, Jarvis, 1987, Guianvarc'h *et al.*, 2006, Rodrigues *et al.*, 2008). Une telle méthode a également été mise en œuvre en champ libre (Vorländer & Bietz, 1994). La méthode de réciprocité avec cavité de couplage est aujourd'hui considérée comme une référence pour l'étalonnage primaire des microphones, selon la norme IEC-1094-3 (International Electrotechnical Commission, 1995).

## Méthode de la grille électrostatique

La méthode de la grille électrostatique permet, au moyen d'une grille métallique chargée électriquement, d'appliquer une force électrostatique directement sur la membrane du microphone. On applique une tension à moyenne non nulle sur la grille, qui est positionnée à une distance très faible de la membrane. Cette distance est typiquement de l'ordre de 1 à 5 mm, suivant le diamètre du microphone à étalonner. Les forces électrostatiques qui s'exercent sur le diaphragme simulent alors une force de pression fluctuante à moyenne nulle (Brüel & Kjær Technical Review, 1964, 1965). Cette méthode permet d'obtenir la réponse en fréquence du microphone sur une gamme de fréquences étendue. Pour un microphone 1/2", on obtient avec la méthode de la grille électrostatique une réponse fréquentielle identique à moins de 1 dB près à celle obtenue par la méthode de réciprocité (Jarvis, 1988), dans une gamme fréquentielle similaire (100 Hz à 10 kHz environ). Cependant, la méthode de la grille électrostatique ne peut pas être totalement considérée comme une méthode d'étalonnage absolue. En effet, les forces électrostatiques dépendent de l'inverse de la distance au carré entre la grille et la membrane. S'il est possible de calculer analytiquement la force de pression exercée (Jarvis, 1988), les incertitudes sur la mesure de la distance effective font que cette méthode permet de calculer la réponse en fréquence du microphone de façon relative. Les courbes doivent alors être recalées par rapport à une sensibilité mesurée pour une fréquence. Une solution possible est de déterminer la sensibilité à 1 kHz au moyen d'un pistonphone en complément. En raison de sa simplicité, la méthode de la grille électrostatique est aujourd'hui utilisée par les fabricants pour étalonner les microphones juste après leur fabrication. Elle ne peut cependant fonctionner que pour les microphones capacitifs.

## Emploi de méthodes optiques

Baggia (1972) a mis en œuvre une méthode stroboscopique pour déterminer l'amplitude de vibration de la membrane du microphone, dans une gamme de basses fréquences inférieures à 200 Hz. Plus récemment, des mesures de vitesse de vibrations de particules dans un tube à ondes stationnaires ont été réalisées avec la technique d'anémométrie laser Doppler (LDA), permettant de calculer la sensibilité d'un microphone placé au bout d'un tube (MacGillivray *et al.*, 2002). La gamme de fréquence concernée est dans les fréquences audibles entre 600 Hz et 4 kHz environ. Cette méthode est adaptée si le niveau de pression de la source est supérieur à 100 dB (Degroot *et al.*, 2008), en raison de la faible sensibilité de ce type de méthode. A proximité de la membrane du microphone, la répartition de vitesse vibratoire peut être déterminée avec la technique d'anémométrie laser Doppler (LDA) ou par image de particules (PIV) (Degroot *et al.*, 2008, Richoux *et al.*, 2010). La limite haute en fréquence, typiquement 5 à 10 kHz, est fixée par les moyens expérimentaux, notamment les fréquences d'échantillonnage des systèmes optiques, et par les propriétés des particules utilisées pour l'ensemencement.

### 2.1.2 Motivations

On s'intéresse dans ce chapitre à une gamme très hautes fréquences typique de 10 kHz à 1 MHz. La revue des différentes méthodes usuelles de calibration montre qu'il n'existe pas à ce jour de méthode de calibration adaptée pour cette gamme de fréquence. De plus, dans le cas des microphones capacitifs usuels, l'emploi d'un montage particulier pour le microphone (grille de protection notamment) modifie la réponse en fréquence et impose l'application de corrections génériques. De plus, si le microphone est employé avec un montage non conventionnel (par

exemple, dans une cavité en paroi, pour des mesures de pression pariétale) alors les méthodes de calibration usuelles ne permettent pas d'estimer la fonction de réponse en fréquence du microphone et de son montage.

Le travail présenté dans ce chapitre a été motivé par des travaux expérimentaux et numériques sur la propagation non-linéaire d'ondes de choc, utilisant une source à étincelle (Wright, 1983, Wright & Blackstock, 1997, Wright & McKittrick, 1967, Davy & Blackstock, 1970, Lipkens & Blackstock, 1998a), et plus récemment dans le cadre du Programme International pour la Coopération Scientifique (PICS) franco-russe n°RFBR10-02-91062/CNRS5603 (Averiyanov *et al.*, 2011b, Yuldashev *et al.*, 2010a). Comme on l'a vu au chapitre 1, ces études ont permis de montrer que la source à étincelles génère des impulsions sonores de forte amplitude (plus de 1000 Pa à 20 cm de la source), avec des temps de montée très courts (moins de 1  $\mu$ s). De telles impulsions sonores délivrent de l'énergie dans une gamme de 10 kHz jusqu'à 1 MHz. On peut donc envisager leur emploi en tant que sources impulsionnelles pour calibrer les microphones de mesure dont la bande passante est inférieure à 1 MHz, ce qui est le cas entre autres des microphones capacitifs usuels.

Constatant qu'il n'existe à l'heure actuelle pas de microphone permettant de mesurer des ondes de choc acoustique dans une gamme de fréquence de 10 kHz à 1 MHz, le Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) s'est associé dans le projet SIMMIC ("wideband Silicon Measurement Microphone for high-frequency acoustics") avec les laboratoires TIMA, LIRMM et la société Microsonics afin de concevoir, réaliser et caractériser de nouveaux microphones de mesure piézorésistifs utilisant la technologie MEMS ("Micro ElectroMechanical Systems"). Ce projet est soutenu par l'Agence Nationale de la Recherche (programme ANR 2010 BLAN 0905 03). Le LMFA intervient dans ce projet pour fixer les spécifications, et effectuer la caractérisation. Dans ce cadre, une nouvelle méthode, issue d'une collaboration avec le laboratoire d'acoustique de l'Université de Moscou (Averiyanov, 2008, Yuldashev, 2011), est proposée.

Dans un premier temps, l'effet du filtrage par la fonction de réponse du microphone est illustré en présentant des mesures réalisées dans différentes configurations avec des microphones 1/8" et 1/4" du commerce. Dans un second temps, le principe d'une nouvelle méthode de calibration est détaillé. Cette méthode utilise comme source impulsionnelle la source à étincelles étudiée au chapitre 1.

## 2.2 Mesure d'ondes de choc : influence du montage et de l'angle d'incidence

Dans cette partie, nous présentons des mesures réalisées avec des microphones 1/4" et 1/8", afin de montrer les différences importantes liées au montage du microphone, ou à l'angle d'incidence.

### 2.2.1 Description des expériences réalisées

Dans cette partie, on utilise la source à étincelle décrite dans le chapitre 1 avec un écart inter-électrode  $e = 20$  mm. L'onde de pression a été mesurée avec des microphones Brüel & Kjær de type 4939 (1/4") et 4138 (1/8"). Ces microphones sont montés sur des adaptateurs de type UA-160 permettant d'utiliser les microphones 1/8" avec des préamplificateurs usuels de diamètre 1/4". Un amplificateur Brüel & Kjær Nexus type 2690 est utilisé, dont la réponse en fréquence a été étendue (coupure à -3dB à 200 kHz). La tension de sortie de la chaîne de mesure est numérisée à la fréquence de 10 MHz. (voir le schéma de la figure 2.1). Le déclenchement de l'acquisition a été réalisé selon une méthode utilisée par de précédents auteurs Wright & McKittrick (1967), Wright (1983), Lipkens & Blackstock (1998a), en utilisant l'impulsion électromagnétique émise par la décharge de l'étincelle. Cette impulsion, détectée par une antenne métallique, permet à un oscilloscope de déclencher la carte d'acquisition. Cette méthode permet en outre de connaître précisément l'origine des temps, fixée au moment du claquage de l'étincelle. La distance  $r$  ainsi que l'angle d'incidence  $\theta$  sont contrôlés à l'aide d'un système de déplacement piloté sous Labview, mis en œuvre par Ivan Graumann durant son stage de DUT au LMFA (Graumann, 2012).

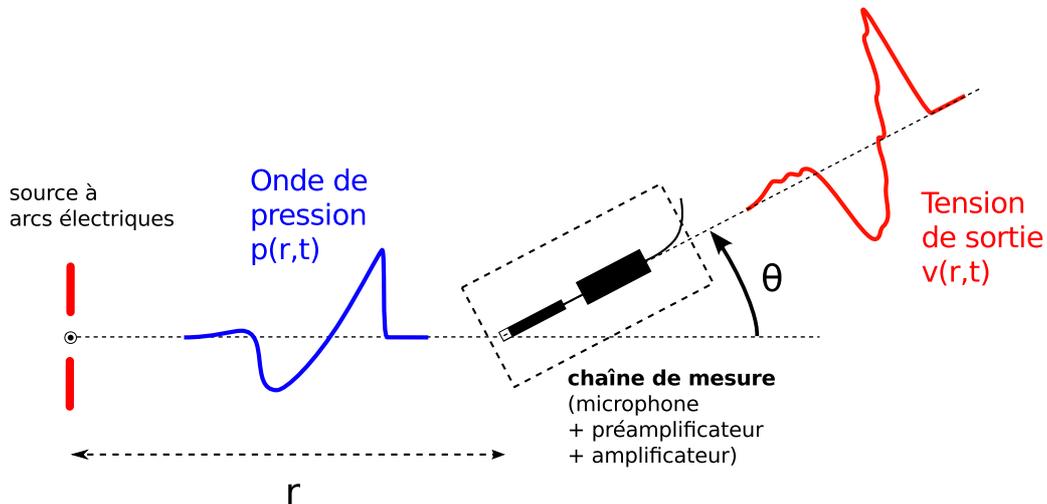


FIGURE 2.1: L'onde de pression  $p(r,t)$  est mesurée à la distance  $r$  et sous l'angle d'incidence  $\theta$ . La mesure microphonique fournit la tension de sortie  $v(r,t)$ .

Afin d'observer les différences entre les montages des microphones, plusieurs montages ont été utilisés dans ce chapitre : avec un baffle rectangulaire, sans la grille de protection, et avec la grille de protection du microphone. L'utilisation d'un baffle permet d'obtenir le moins de distorsion possible sur la forme d'onde mesurée en rejetant les effets de diffraction qui interviennent alors essentiellement sur les bords du baffle. Comme le montre le schéma de la figure 2.2a, avec la grille de protection, l'onde incidente se superpose à des ondes diffractées sur la grille. L'utilisation d'un baffle, comme c'est le cas sur le schéma de la figure 2.2b, permet de repousser les ondes qui dans

ce cas sont diffractées sur les bords du baffle.

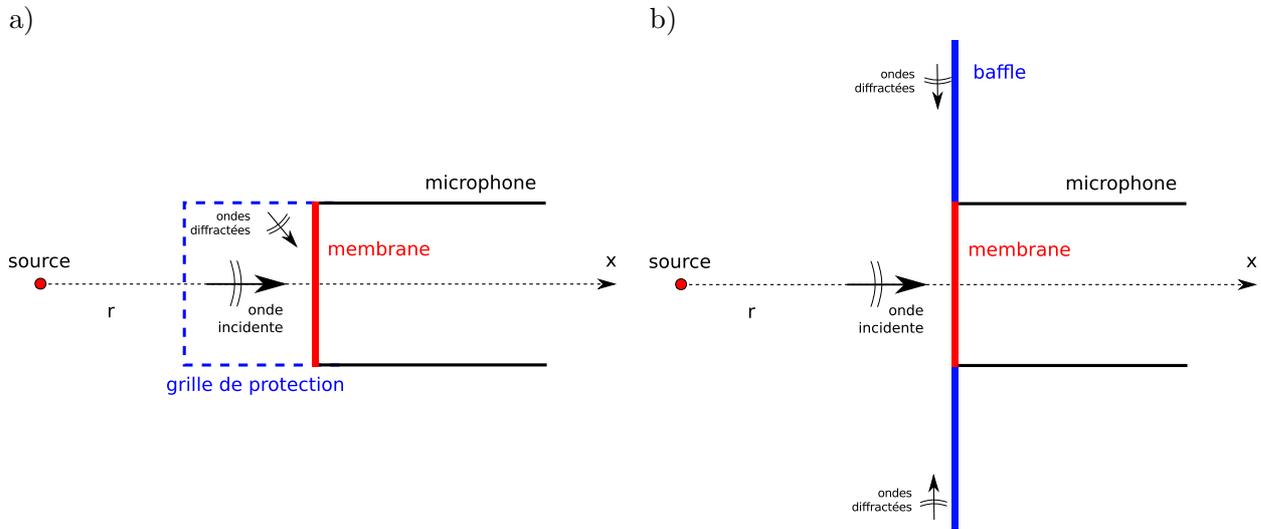


FIGURE 2.2: Schéma de principe illustrant l'influence des effets de diffraction sur la mesure d'ondes de choc.

a) Sans baffle, avec la grille de protection. b) Avec baffle, les effets de diffractions interviennent plus tard.

Les effets liés aux différents montages sont particulièrement visibles sur les formes d'onde de la figure 2.3. Ces formes d'onde ont été mesurées par un microphone 1/8" à 1 m de la source à étincelle et en incidence normale. Nous avons utilisé plusieurs montages différents : sans baffle mais avec la grille de protection (en vert), avec un baffle circulaire de diamètre 10 cm (en rouge) et avec un baffle rectangulaire de dimensions 30 cm par 20 cm (en bleu). Lors de la mesure avec grille de protection, l'onde de choc incidente a été altérée par un phénomène de diffraction sur la grille de protection du microphone, générant un pic sur le choc arrière. L'utilisation d'un baffle permet d'obtenir une forme d'onde mesurée plus proche d'un "N", car dans ce cas les ondes diffractées sur les bords du baffle arrivent bien plus tard que l'onde incidente, ce qui permet de les éliminer par un fenêtrage du signal. Pour les deux géométries de baffle testées, l'onde de choc est suivie par des ondes diffractées. Dans le cas du baffle circulaire, les ondes diffractées sur le pourtour du baffle se somment de façon cohérente au niveau de la membrane du microphone pour former un "N" avec une inversion de signe. Dans le cas du baffle rectangulaire, en raison des différences de temps d'arrivée, cette sommation n'est plus cohérente et la queue de l'onde s'étend longtemps après l'arrivée principale. Comme on le constate, il n'est pas possible de supprimer les effets de diffraction, qui vont donc avoir une influence sur les mesures effectuées. Par exemple, l'interprétation de signaux présentant des arrivées multiples, en raison de réflexions sur des frontières par exemple, doit être effectuée avec précautions. Avec le baffle circulaire, l'amplitude relative du signal diffracté est d'environ 43 % du pic de pression, c'est pourquoi il a été choisi d'utiliser un baffle rectangulaire qui présente des amplitudes de signaux diffractés plus faibles, de 15 à 20 % du pic de pression. Un fenêtrage adapté permet alors de ne conserver que la première partie du signal.

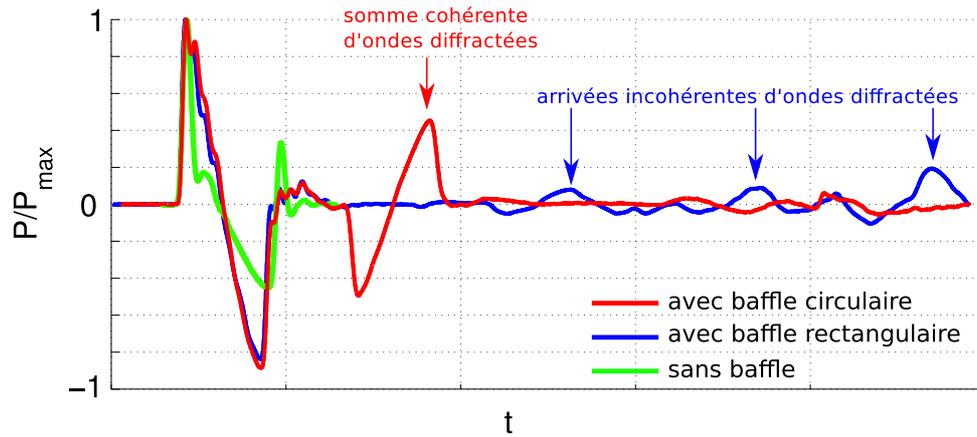


FIGURE 2.3: Formes d'onde mesurées sans baffle avec la grille de protection (—), avec un baffle circulaire (—) et avec un baffle rectangulaire (—). Le niveau de pression a été normalisé par le pic positif de pression.

### 2.2.2 Résultats des mesures microphoniques

#### Influence du montage et de l'angle d'incidence sur les formes d'onde et les spectres

A une distance  $r = 28$  cm, avec  $\theta = 0^\circ$  (incidence normale), les formes d'onde et les spectres sont tracés sur les figure 2.4a et 2.4b. Toutes les formes d'onde mesurées diffèrent fortement de l'onde en  $N$ . En particulier, on note l'apparition d'un pic de tension après le choc arrière quand la mesure est réalisée avec la grille de protection. Dans le cas du microphone  $1/4''$  avec sa grille, le temps de montée mesuré est supérieur à celui mesuré dans les autres cas :  $7 \mu\text{s}$ , contre  $3.5 \mu\text{s}$  sans la grille. Des oscillations à la période de résonance de la membrane apparaissent également, modifiant la forme de l'onde. Cette période de résonance est d'environ  $7 \mu\text{s}$  pour le microphone  $1/8''$ , et  $10 \mu\text{s}$  pour le microphone  $1/4''$ , ce qui correspond aux fréquences de résonance indiquées par le fabricant. On notera enfin que, pour les deux microphones testés, la durée de la phase positive de l'onde est bien plus courte sans le baffle qu'avec.

Les spectres sont tracés sous les formes d'onde de la figure 2.4. On constate que, dans le cas des microphones bafflés, la tension de sortie est plus importante en basses fréquences jusqu'à  $20$  kHz, avec une amplification de  $6$  dB environ par rapport aux autres cas. Le baffle agit en effet comme un réflecteur rigide pour l'onde de pression, un doublement de la sensibilité en basses fréquences est alors observé. Avec la grille de protection, les spectres mesurés diffèrent des deux autres cas. Dans le cas du microphone  $1/4''$  avec sa grille de protection, on observe une amplification de  $10$  dB environ entre  $20$  kHz et  $50$  kHz, et une atténuation importante d'environ  $20$  dB des fréquences supérieures à  $50$  kHz. Cette observation est cohérente avec la mesure du temps de montée plus importante pour le microphone  $1/4''$  avec sa grille de protection, en raison de l'atténuation des hautes fréquences constituant le choc. L'effet de la grille sur le microphone  $1/8''$  est similaire, avec une amplification du spectre entre  $60$  kHz et  $100$  kHz, et une atténuation entre  $100$  kHz et  $200$  kHz.

L'effet de l'angle d'incidence  $\theta$  peut être observé sur les figures 2.5 (microphones bafflés), 2.6 (microphones avec grille de protection) et 2.7 (microphones sans grille de protection ni baffle). On trace sur ces figures les tensions de sortie  $v(r, t)$  pour des incidence  $\theta = 0^\circ$  (traits pleins),  $30^\circ$  (traits pointillés),  $50^\circ$  (points) et  $90^\circ$  (lignes mixtes). On observe que la tension de sortie

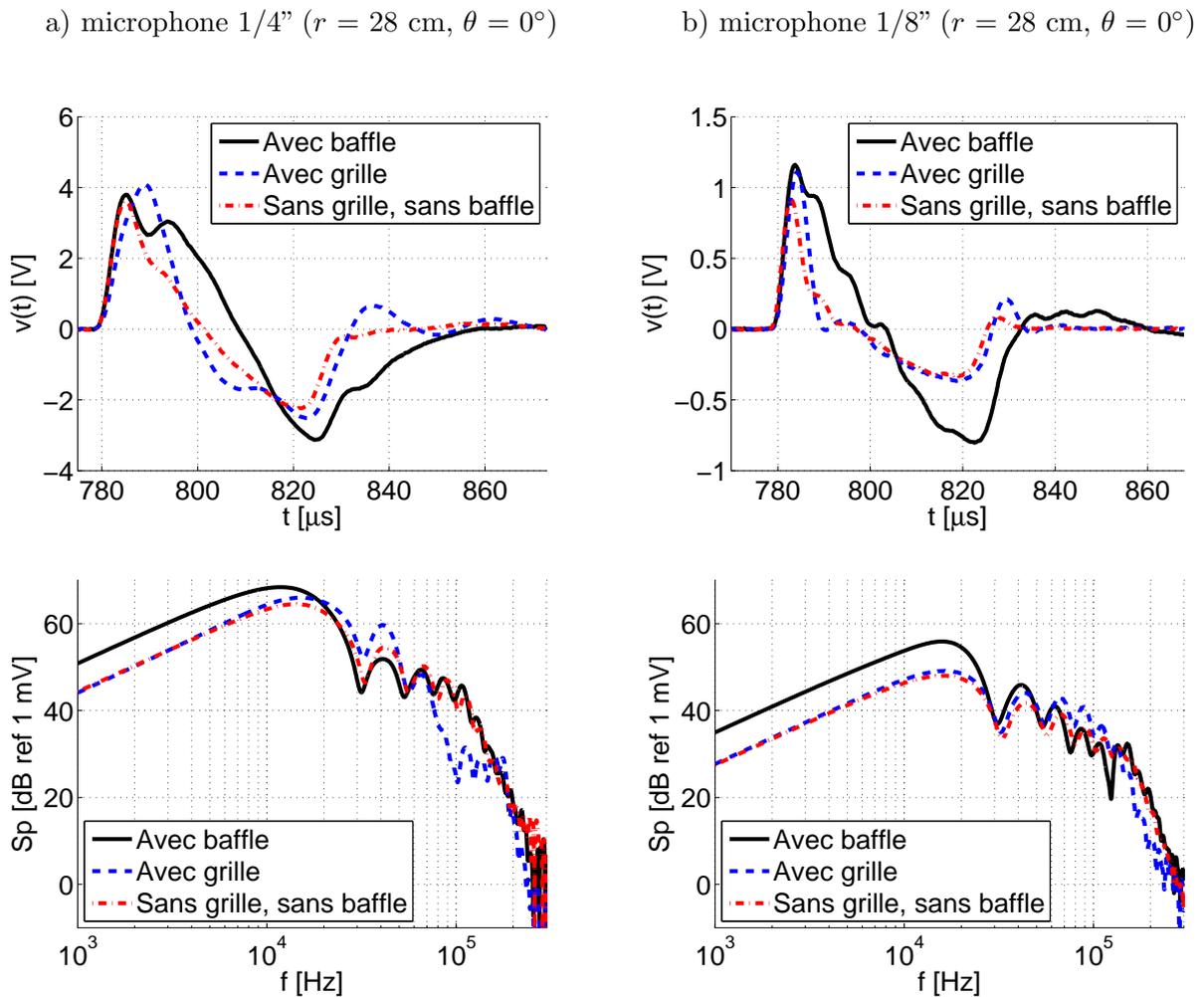
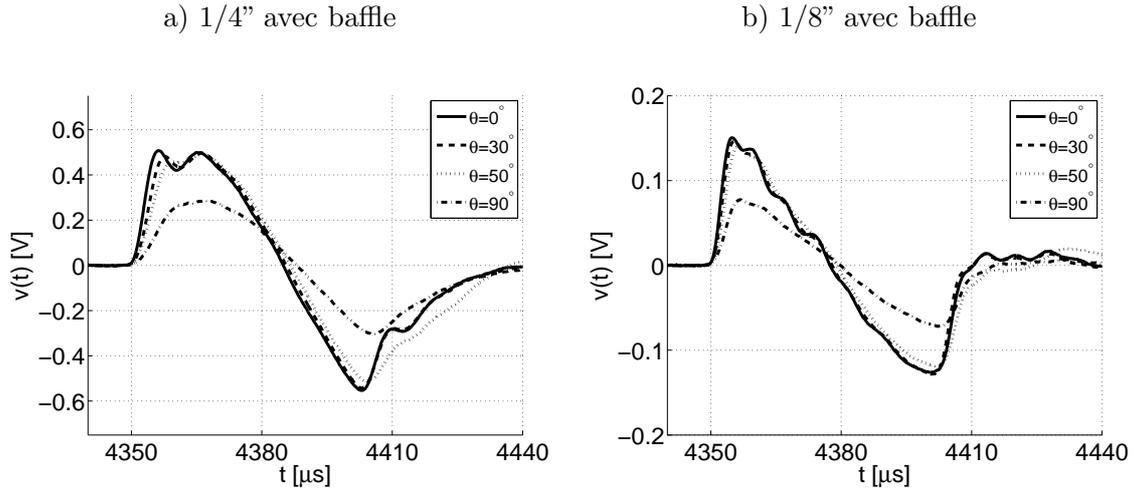
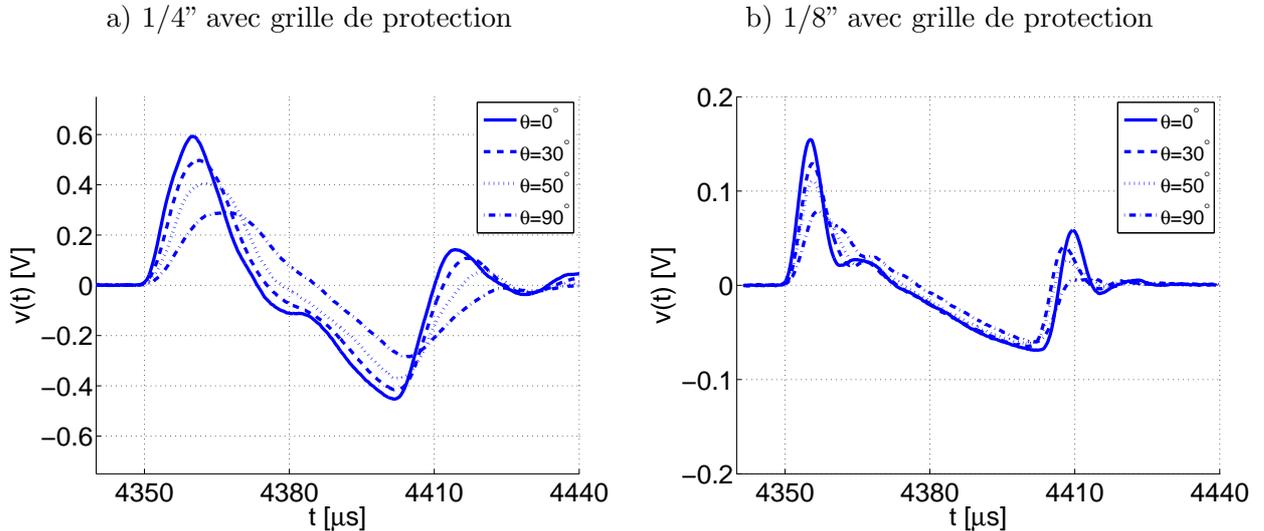


FIGURE 2.4: Formes d'onde mesurées en incidence normale ( $\theta = 0^\circ$ ) à  $r = 28$  cm de la source, pour différents montages. (—) : microphone bafflé. (---) : microphone avec grille de protection. (---) : microphone sans grille et sans baffle.  
a) microphone 1/4" b) microphone 1/8"

du microphone dépend fortement de l'angle d'incidence. Par exemple, avec le baffle (figure 2.5a) ainsi qu'avec les deux autres montages, en incidence rasante, des formes d'onde arrondies sont mesurées. Comme le montrent les figures 2.6 et 2.7, quand on augmente l'angle d'incidence  $\theta$ , le niveau de tension diminue. Dans le cas du microphone bafflé, les formes d'onde ne sont véritablement modifiées qu'à partir de  $\theta = 70^\circ$  environ, alors que cette modification intervient dès  $\theta = 15^\circ$  dans les autres cas, et de façon progressive. C'est le montage avec baffle que nous utiliserons dans les expériences de propagation à l'échelle du laboratoire des chapitres 4, 5 et 6.

### Durée de la phase positive

Nous avons observé différentes formes d'onde en sortie des microphones pour chacun des montages, alors que l'onde de pression incidente est identique. On cherche à montrer dans ce paragraphe que la méthode d'estimation de la durée basée sur l'analyse de la position fréquentielle des minima dans le spectre est possible quelque soit le montage ou le type de microphone. On notera dans cette partie  $T_f$  la durée de la phase positive résultant d'une estimation dans le do-


 FIGURE 2.5: Formes d'onde, mesurées avec le baffle en  $r = 1.5$  m, pour des angles  $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 50^\circ$  et  $90^\circ$ .

 FIGURE 2.6: Formes d'onde, mesurées avec la grille de protection en  $r = 1.5$  m, pour des angles  $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 50^\circ$  et  $90^\circ$ .

maine fréquentiel en identifiant la position du second minimum du spectre (voir les paragraphes 1.4.4 et 1.4.4 du chapitre 1), et on notera  $T_+$  la durée de la phase positive estimée à partir de la tension de sortie du microphone, dans le domaine temporel entre le milieu du choc avant et le premier passage par zéro de l'onde. La précision sur l'estimation de  $T_f$  est fixée par la résolution fréquentielle utilisée pour calculer la transformée de Fourier de la tension de sortie. En l'occurrence,  $2^{17}$  points ont été utilisés avec une fréquence d'acquisition de 10 MHz, ce qui fait que la résolution fréquentielle est de l'ordre de 40 Hz. L'estimation de  $T_f$  est donc réalisée avec une résolution inférieure au pas de temps utilisé pour enregistrer les signaux. D'autre part, en ce qui concerne  $T_+$ , le rapport signal à bruit est important (de l'ordre de 60 dB), la précision temporelle sur l'estimation de  $T_+$  peut donc être considérée égale à la résolution temporelle, soit 0.1  $\mu\text{s}$ .

La durée de la phase positive a été tracée sur la figure 2.8, où des traits pleins représentent  $T_f$  estimée dans le domaine fréquentiel, tandis que des traits pointillés indiquent la durée  $T_+$ .

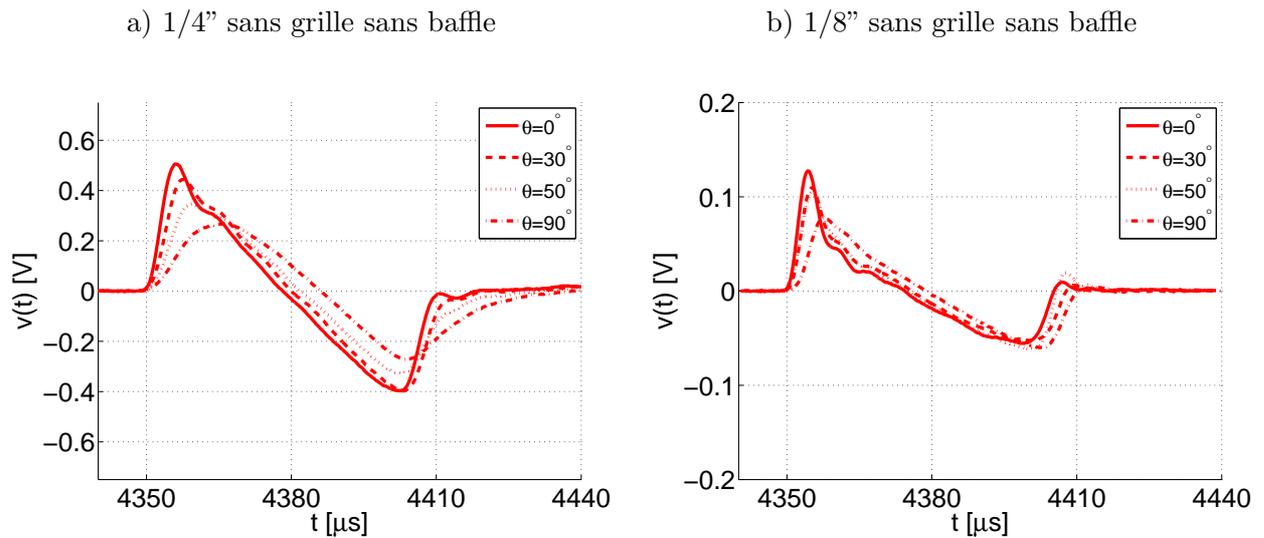


FIGURE 2.7: Formes d'onde, mesurées sans grille de protection et sans baffle, en  $r = 1.5$  m, pour des angles  $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 50^\circ$  et  $90^\circ$ .

En  $r = 20$  cm, on mesure : (i) avec le microphone 1/4" :  $T_+ = 26.4 \mu\text{s}$  avec le baffle,  $T_+ = 19.5 \mu\text{s}$  sans grille de protection,  $T_+ = 15.6 \mu\text{s}$  avec la grille de protection (voir la figure 2.8a), et (ii) avec le microphone 1/8" :  $T_+ = 20.2 \mu\text{s}$  avec le baffle,  $T_+ = 13.3 \mu\text{s}$  sans la grille de protection, et  $T_+ = 8.0 \mu\text{s}$  avec la grille de protection (voir la figure 2.8b). Si l'on observe les variations de  $T_f$ , on constate un accroissement de  $T_f = 21.9 \mu\text{s}$  à  $26 \mu\text{s}$  environ, qui ne dépend ni du type de microphone, ni du montage employé.

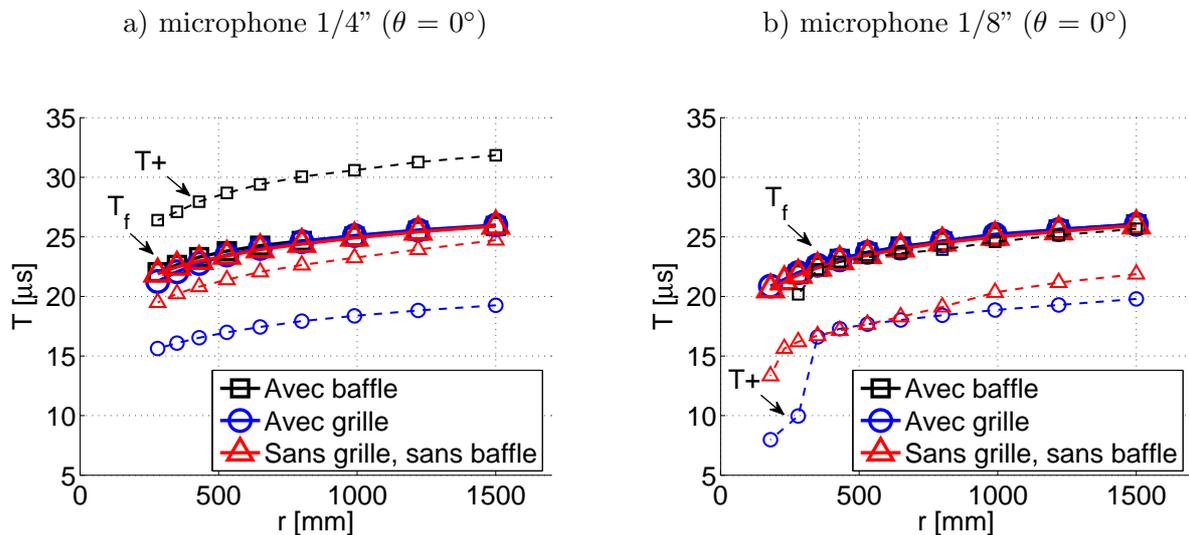


FIGURE 2.8: Durée  $T$  de la phase positive, mesurée en fonction de  $r$ , en incidence normale ( $\theta = 0^\circ$ ). Carrés noirs : avec baffle. Cercles bleus : avec grille de protection. Triangles rouges : sans grille, sans baffle. (—) :  $T_f$  (domaine fréquentiel). (---) :  $T_+$  (domaine temporel). a) microphone 1/4" b) microphone 1/8"

La durée de la phase positive  $T_f$  a été estimée en fonction de l'angle  $\theta$ , à une distance  $r = 1.5$  m de la source à étincelles (voir la figure 2.9). Quelque soit le type de montage et de microphone, on observe une demi-durée constante  $T_f = 26 \mu\text{s}$ . Ceci tient au fait que les différentes réponses

en fréquence ne modifient pas la position des premiers minima du spectre.

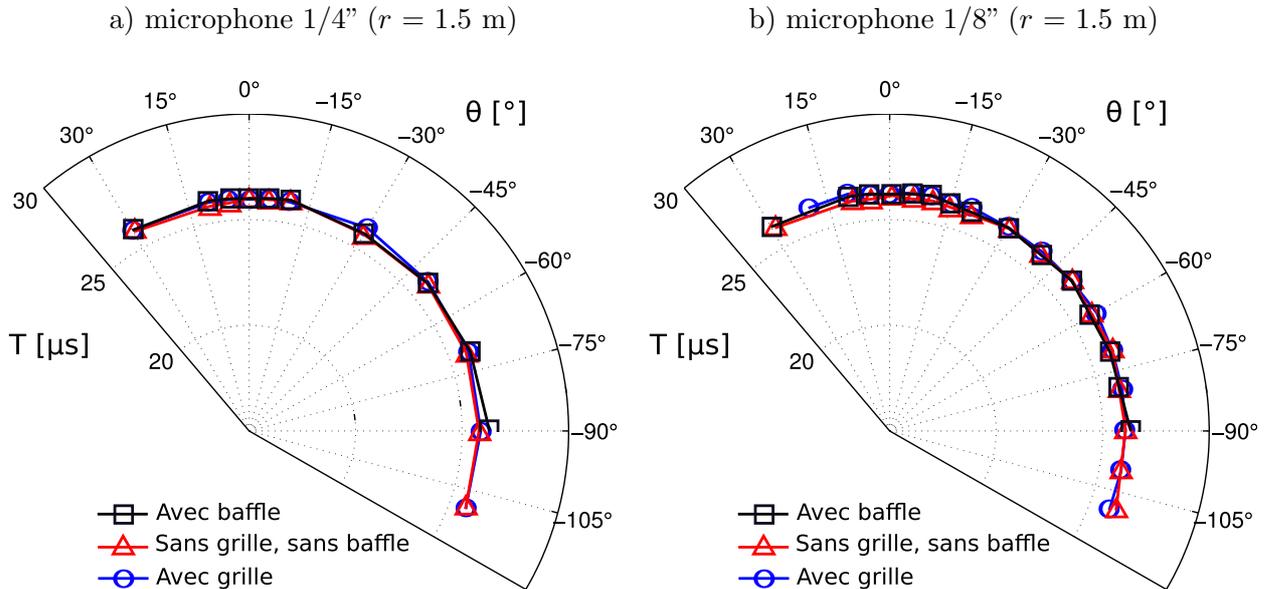


FIGURE 2.9: Durée  $T$  de la phase positive (domaine fréquentiel), en fonction de  $\theta$ , en  $r = 1.5$  m. Carrés noirs : avec baffle. Cercles bleus : avec grille de protection. Triangles rouges : sans grille, sans baffle. a) microphone 1/4" b) microphone 1/8"

Dans le but de déterminer le niveau de pression, la durée de la phase positive de l'onde doit être évaluée pour plusieurs distances  $r$  (voir la partie 1.4.4 du chapitre 1). La détermination directe de la durée à partir de la forme d'onde est délicate en raison de la résonance du microphone. Dans ce contexte, les mesures effectuées dans cette partie montrent que la durée de la phase positive doit être évaluée à partir du spectre de la tension de sortie du microphone. Du point de vue inverse, ceci indique que la position fréquentielle des minima dans le spectre ne dépend ni du type de microphone, ni du montage employé, ni de l'angle d'incidence sur la membrane. Les résultats présentés sur la figure 2.8 illustrent la pertinence de ce choix et l'intérêt de la méthode.

Pic de tension  $V_{max}$

Le pic de tension de sortie  $V_{max}$  est tracé en fonction de la distance sur la figure 2.10, et sur la figure 2.11 en fonction de l'angle  $\theta$ , le niveau de tension maximum  $V_{max}$  normalisé par sa valeur en  $\theta = 0^\circ$ . Dans le cas des microphones bafflés, à partir de  $\theta = 70^\circ$  environ une chute de la tension de sortie est observée. Dans les autres cas, on observe une diminution progressive de la tension de sortie, avec l'angle  $\theta$ .

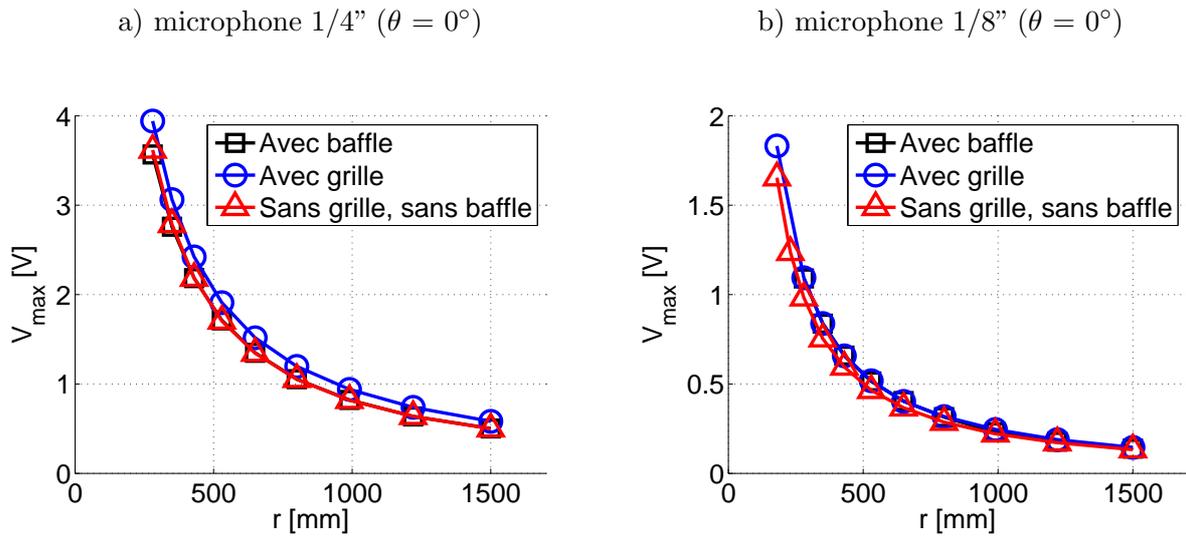


FIGURE 2.10: Pic de tension  $V_{max}$ , en fonction de  $r$ , en incidence normale ( $\theta = 0^\circ$ ). Carrés noirs : avec baffle. Cercles bleus : avec grille de protection. Triangles rouges : sans grille, sans baffle. a) 1/4" microphone b) 1/8" microphone

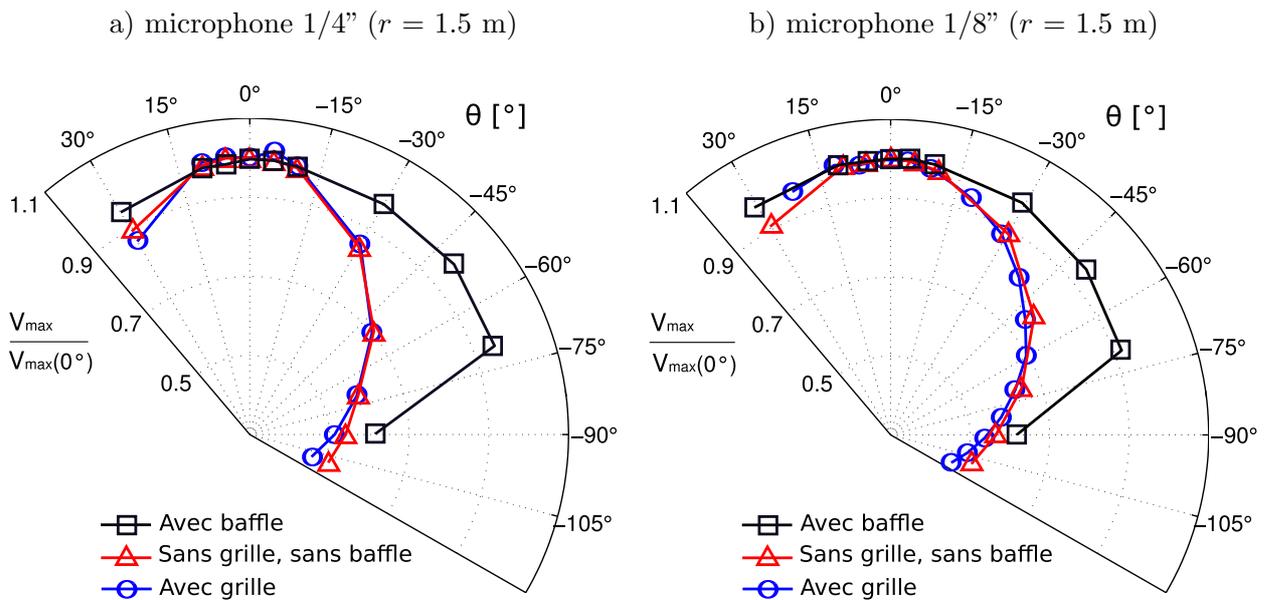


FIGURE 2.11: Pic de tension  $V_{max}$ , en fonction de  $\theta$ , en  $r = 1.5$  m. Carrés noirs : avec baffle. Cercles bleus : avec grille de protection. Triangles rouges : sans grille, sans baffle. a) microphone 1/4" b) microphone 1/8"

### Temps de montée $\tau$

Les études sur la propagation non-linéaire d'ondes de choc s'intéressent généralement au temps de montée du choc (Kane, 1967, Pierce, 1968, Herbert *et al.*, 1969, Lipkens & Blackstock, 1998a, Locey & Sparrow, 2007, Averiyarov *et al.*, 2011b). En raison de la bande passante limitée des microphones de mesure actuels, le temps de montée est sur-estimé : avec un microphone 1/4", le temps de montée mesuré est de l'ordre de 3 à 4  $\mu\text{s}$  sans la grille de protection, et vaut 6.5  $\mu\text{s}$  avec la grille de protection. Avec un microphone 1/8", on mesure des temps de montée compris entre 2.5 et 3.5  $\mu\text{s}$  suivant le type de montage employé (voir les figures 2.12a et 2.12b). Le temps de montée mesuré sur le signal électrique est donc une caractéristique de la chaîne de mesure.

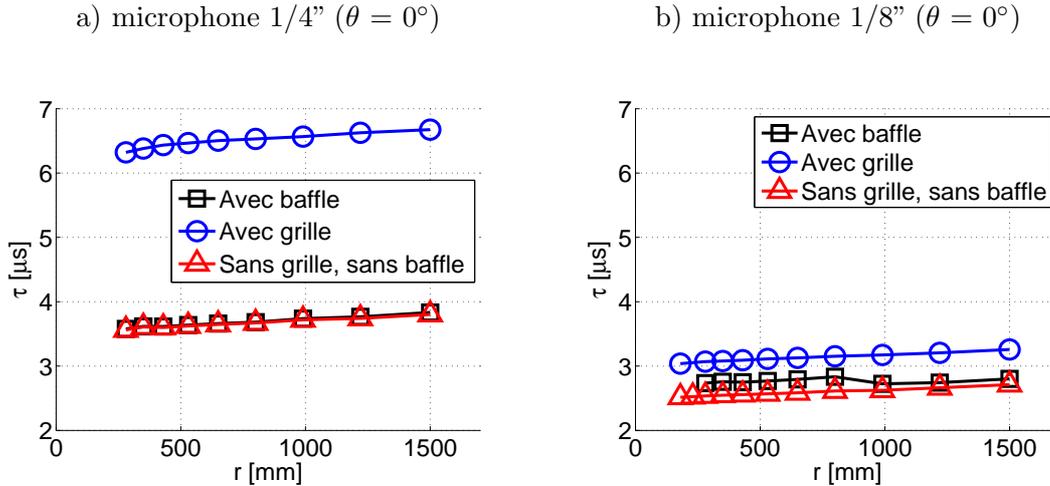


FIGURE 2.12: Temps de montée  $\tau$  du choc avant (mesuré entre 10% and 90% de  $V_{max}$ ), en fonction de  $r$ , en incidence normale ( $\theta = 0^\circ$ ). Carrés noirs : avec baffle. Cercles bleus : avec grille de protection. Triangles rouges : sans grille, sans baffle.

a) microphone 1/4" b) microphone 1/8"

### 2.2.3 Exploitation des mesures : estimation de fonctions de correction

Afin de prendre en compte l'influence du montage du microphone et de l'angle d'incidence, les constructeurs fournissent des fonctions de correction génériques à appliquer aux fonction de réponse obtenues par la méthode de la grille électrostatique (Brüel & Kjær, 1995). Toutefois, ces fonctions sont établies pour un type de microphone (par exemple un microphone de type 4138), et ne sont pas déterminées pour chaque microphone. Ces fonctions permettent de décrire les variations de la réponse en fréquence du microphone, suivant que la grille de protection est montée ou non, et sont fournies pour plusieurs angles d'incidence. Certains microphones sont cependant employés avec des montages différents. Par exemple, des mesures de pression pariétale sont réalisées avec des microphones montés dans des cavités affleurantes à des écoulements. Il est donc intéressant de déterminer *in situ* la fonction de correction dans les conditions précisément employées.

Pour déterminer ces fonctions de correction, on suppose qu'à une distance suffisante de la source à étincelles (en incidence normale), la pression sur la membrane constitue une excitation en piston. La réponse du microphone sans grille affleurant dans un baffle est alors le montage qui conduit à une réponse du microphone la plus proche de la réponse dite "actuator response"

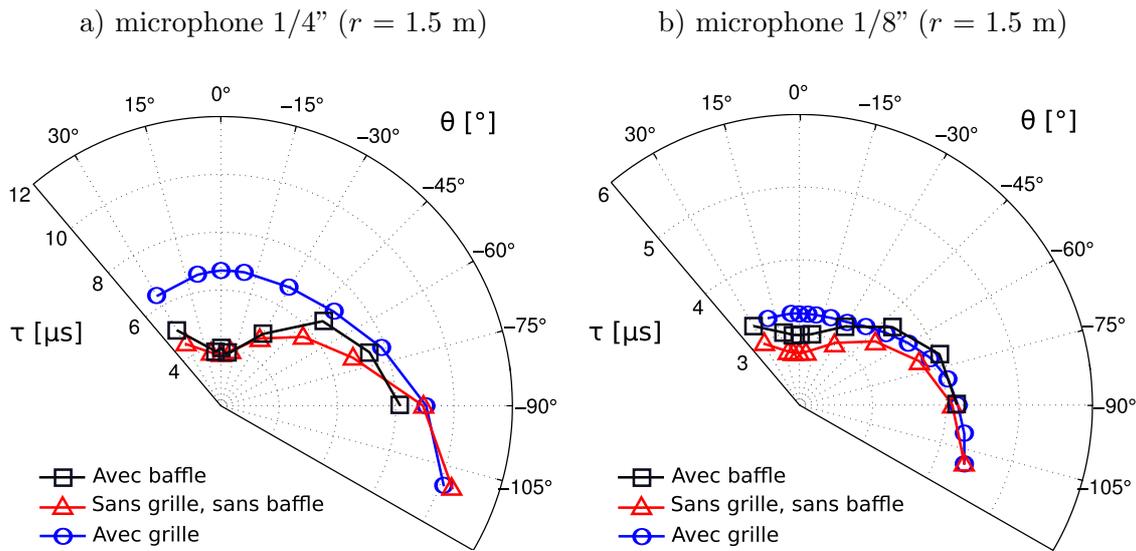


FIGURE 2.13: Temps de montée  $\tau$  du choc avant (mesuré entre 10% and 90% de  $V_{max}$ ), en fonction de  $\theta$ , en  $r = 1.5$  m. Carrés noirs : avec baffle. Cercles bleus : avec grille de protection. Triangles rouges : sans grille, sans baffle.  
a) microphone 1/4" b) microphone 1/8"

à laquelle les courbes de correction sont appliquées. On divise alors le spectre de la tension de sortie, obtenue avec le montage dont on souhaite déterminer la fonction de correction, par le spectre mesuré par le microphone sans grille monté dans un baffle. On obtient une fonction de transfert qui décrit l'effet du montage considéré, par rapport à la réponse dite "actuator response" déterminée à l'aide de la méthode de la grille électrostatique. Cette procédure est appliquée pour plusieurs angles  $\theta$  pour obtenir la figure 2.14a qui montre que l'on retrouve avec un écart inférieur à 2 dB les courbes de correction données par le fabricant pour tenir compte de l'influence de la grille. En appliquant la même procédure, on obtient sur la figure 2.14b les courbes de correction fournies pour un microphone sans baffle et sans grille, avec un accord à moins de 2 dB près. On remarque des pics dans les corrections obtenues, qui sont dus à un léger décalage des minima de l'amplitude du spectre d'une étincelle à l'autre, correspondant à une légère variation de la durée de l'onde.

Les résultats de la figure 2.14 valident l'usage de la source à étincelles pour déterminer de manière efficace les courbes de correction en fonction du montage et de l'angle d'incidence. Cette procédure peut alors être utilisée pour déterminer les courbes de réponse de montages moins standard, comme lorsque les microphones sont montés en paroi ou au fond d'une cavité, avec une grille ou un tissu de protection, par exemple pour des mesures de pression pariétale avec écoulement.

## 2.2.4 Mesures d'ondes de choc : synthèse des résultats

Dans cette partie, des mesures d'onde de choc ont été réalisées afin d'illustrer les différences importantes entre la tension de sortie d'une mesure microphonique et les ondes de choc issues de la source, présentées précédemment dans le chapitre 1. Une conséquence pratique est que, lors de la réalisation d'expériences de propagation acoustique à l'échelle du laboratoire (propagation non-linéaire, acoustique des salles...), l'analyse de données issues de mesures microphoniques peut s'avérer délicate.

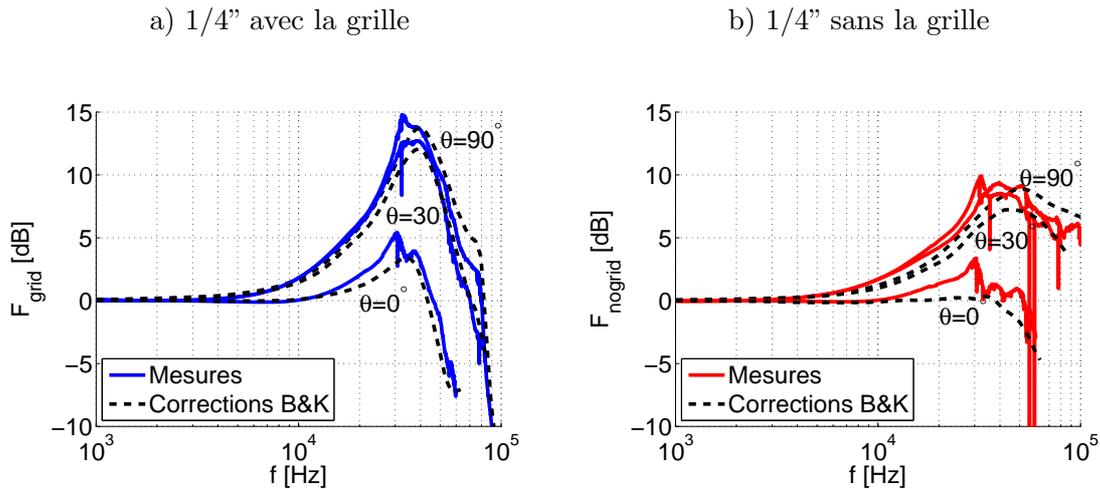


FIGURE 2.14: Corrections en fréquence  $F_{grid}$  (permettant de prendre en compte l'influence de la grille de protection) et  $F_{nogrid}$  (permettant de prendre en compte l'absence de la grille de protection), estimées pour différents angles  $\theta = 0^\circ$ ,  $30^\circ$  and  $90^\circ$ . Lignes rouges pleines : estimations à partir des données expérimentales. Lignes noires pointillées : données fournies par le fabricant.

On trouve dans la littérature des publications utilisant ou étudiant des sources impulsionnelles dans lesquelles les configurations de montage ne sont soit pas détaillées, alors que cela doit impérativement être pris en compte, soit l'influence du montage est tellement visible qu'il est possible de déterminer le type de montage utilisé même lorsqu'il n'est pas indiqué.

Du point de vue inverse, on peut utiliser le fait que la mesure d'ondes de choc fournit des informations sur le microphone. Dans la suite de ce chapitre, la mesure d'ondes de choc et les connaissances obtenues sur la source à étincelle (notamment grâce aux mesures optiques du chapitre 1) sont utilisées pour proposer une méthode de calibration des microphones de mesure.

## 2.3 Estimation de la fonction de réponse du microphone à partir de la mesure d'ondes de choc

Comme nous l'avons détaillé au chapitre 1 (paragraphe 1.4.4), il est possible d'estimer le niveau de pression des ondes en  $N$  en analysant l'augmentation de la durée de l'onde en fonction de la distance. Wright (1983) déduit de cette estimation un coefficient de sensibilité des microphones en calculant le rapport entre le pic de tension et le pic de pression estimé. Cette méthode a été utilisée depuis par plusieurs auteurs (Lipkens, 1993, Averiyarov *et al.*, 2011b, Yuldashev *et al.*, 2010a) en supposant que l'onde émise est une onde en  $N$ . Nous avons montré au chapitre 1 (paragraphe 1.4.4) qu'il faut tenir compte de la forme exacte de l'onde pour estimer correctement le niveau de pression. De plus, nous avons mis en évidence que la réponse en fréquence ne peut pas être caractérisée par une sensibilité constante.

A partir des résultats du chapitre 1 qui permettent d'avoir une bonne connaissance de l'onde de pression émise par la source en fonction de la distance, il est possible d'étendre la méthode proposée par Wright (1983) et d'estimer la réponse en fréquence de microphones en hautes fréquences sans avoir recours à un capteur de référence.

On présente d'abord le principe de la méthode de calibration (paragraphe 2.3.1). Pour montrer que cette méthode peut s'appliquer à des microphones large bande et hautes fréquences, on simule ensuite une mesure par un microphone dont la réponse en fréquence est connue. Toutes les étapes de la procédure de calibration sont détaillées et l'on montre que l'on peut retrouver une fonction de réponse connue (paragraphe 2.3.2). Une évaluation des sources d'erreur et des limitations de la méthode est ensuite présentée (paragraphe 2.3.3). Enfin, des résultats obtenus avec des microphones réels (1/4" et 1/8") sont présentés (paragraphe 2.3.4).

### 2.3.1 Principe de la méthode de calibration

La méthode de calibration présentée dans ce chapitre est mise en œuvre suivant quatre étapes. La première étape est la mesure de l'onde de pression au moyen du microphone à calibrer. Cette mesure a lieu à plusieurs distances. Dans une seconde étape, on estime le niveau de pression maximum  $P_0 = P_{max}(r_0)$  à la distance la plus proche  $r_0$ . Cette estimation du niveau de pression permet alors de reconstruire, sur la base des formes déduites des mesures optiques du chapitre 1, une forme d'onde estimée en  $r_0$ . La troisième étape est la mise en œuvre d'une simulation numérique de la propagation, initialisée en  $r_0$  par l'onde de pression estimée. On peut alors obtenir une estimation des ondes de pression pour toutes les distance  $r$  où l'onde de pression a été mesurée par le microphone à calibrer. La quatrième étape est l'obtention, à partir des tensions de sortie du microphone à calibrer et des ondes de pression estimées, de la réponse en fréquence du microphone.

L'intérêt d'une telle méthode est lié à l'étendue spectrale de la source (typiquement 10 kHz - 1 MHz), ce qui permet en principe une calibration large bande et très hautes fréquences. Cette méthode est donc particulièrement adaptée pour les microphones hautes fréquences 1/4", 1/8" et MEMS en cours de développement dans le cadre du projet ANR SIMMIC. Dans son principe, il s'agit d'une méthode de calibration absolue, qui peut être mise en œuvre quelque soit le mode de transduction du microphone à calibrer. Une des conditions est que le microphone ait une bande passante suffisamment étendue : les basses fréquences de l'onde (dans une gamme typique de 10 kHz à 70 kHz) doivent être mesurées sans distortion, et la fréquence de coupure en hautes fréquences du microphone doit être largement supérieure aux fréquences des premiers minima dans le spectre, afin que ces fréquences soient identiques entre le spectre de tension de sortie et le spectre de pression (soit au-delà de 70 kHz). Le champ d'application exclut donc les microphones capacitifs 1" et 1/2" dont la fréquence de coupure est trop basse, ainsi que les capteurs ultrasonores fonctionnant autour de leur fréquence de résonance.

#### Première étape : mesure de l'onde de pression

Dans une première étape, l'onde de pression est mesurée en utilisant le microphone à caractériser. Comme le montre le schéma de la figure 2.15, la mesure est effectuée à une distance  $r$  de la source à étincelle. À cette distance, l'onde de pression est notée  $p(r, t)$ . Sa forme exacte est inconnue à ce stade. La chaîne de mesure est représentée par une réponse en fréquence  $H(r, f)$  qui est également inconnue, que l'on cherche à déterminer. La tension de sortie  $v(r, t)$  résultant du filtrage par  $H(r, f)$  de l'onde de pression  $p(r, t)$  est enregistrée. D'autre part, comme on l'a vu au chapitre 1, afin de calculer le niveau de pression, il est nécessaire d'estimer l'allongement de la forme d'onde à plusieurs distances. C'est pourquoi l'onde de pression est mesurée pour plusieurs

distances  $r$ . En pratique, nous avons choisi 10 à 15 distances espacées de façon logarithmique entre 20 cm et 1.5 m.

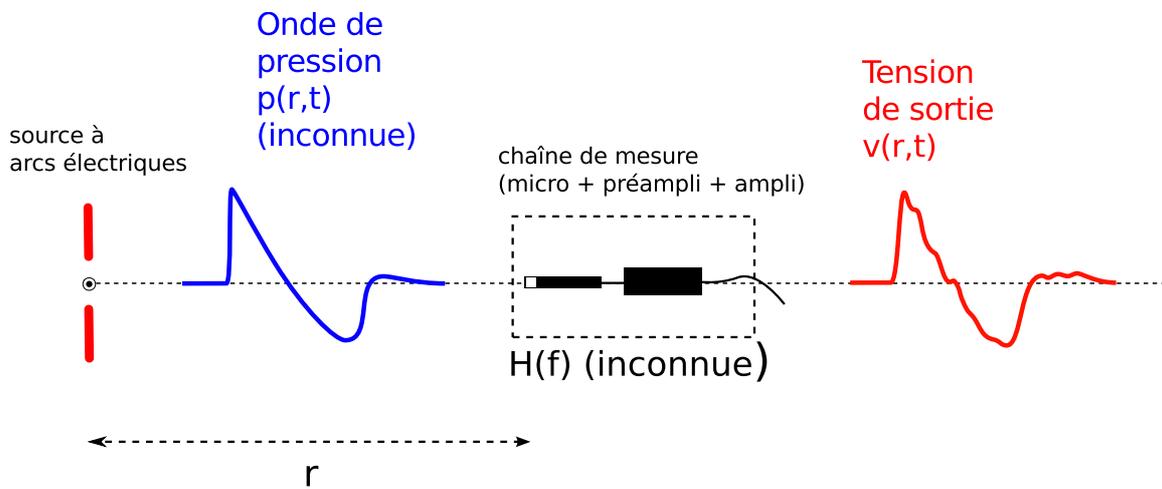


FIGURE 2.15: Première étape : mesure de l'onde de pression pour plusieurs distances  $r$ .

Comme on l'a vu dans le chapitre 1, le spectre des ondes de choc issues de la source à étincelle présente des minima très marqués. Pour des fréquences proches de ces minima, l'onde de pression ne contient pas d'énergie, une estimation de la fonction de réponse ne sera donc pas fiable pour ces fréquences. Une mesure de l'onde de pression pour plusieurs distances  $r$  permet donc, grâce au décalage des minima dans le spectre (voir la partie 1.4.4 du chapitre 1), d'obtenir une estimation sur toute la gamme de fréquences.

### Seconde étape : estimation du niveau de pression $P_0$ et de la forme d'onde $\tilde{p}(r_0, t)$ en $r_0$

Une fois les mesures effectuées, on dispose donc des tensions de sortie  $v(r, t)$  pour plusieurs distances  $r$ . Les paramètres de l'onde à la première distance  $r_0$  où l'onde a été mesurée peuvent donc être déterminés. Le niveau de pression  $P_0$  est estimé par la méthode présentée dans le chapitre précédent (voir le paragraphe 1.4.4 du chapitre 1). La durée  $T_0$  de la phase positive de l'onde est estimée à partir de la position du second minimum  $f_2$  du spectre de l'onde. Pour obtenir une estimation de l'onde de pression, notée  $\tilde{p}(r_0, t)$  à la distance  $r_0$ , nous avons utilisé les formes d'ondes déduites des visualisations optiques présentées dans le chapitre précédent (voir le paragraphe 1.4.5 du chapitre 1). Les formes d'onde mesurées à l'aide du dispositif schlieren ont été mises à l'échelle de façon telle que  $T = T_0$ , et en pression pour que  $P_{max} = P_0$ .

### Troisième étape : simulation numérique de la propagation

Une fois la forme d'onde  $\tilde{p}(r_0, t)$  estimée à la distance  $r_0$ , une simulation numérique de la propagation est effectuée pour chacune des distances  $r$  où l'onde a été mesurée (voir la figure 2.16). La simulation numérique est initialisée à la distance  $r_0$  par la forme d'onde  $\tilde{p}(r_0, t)$ . On utilise le code de résolution numérique développé par Yuldashev *et al.* (2008) (voir le paragraphe 1.2.3 du chapitre 1). On dispose donc pour chacune des distances  $r$  des tensions de sortie  $v(r, t)$  mesurées par le microphone, et d'une estimation de l'onde de pression physique  $\tilde{p}(r, t)$ .

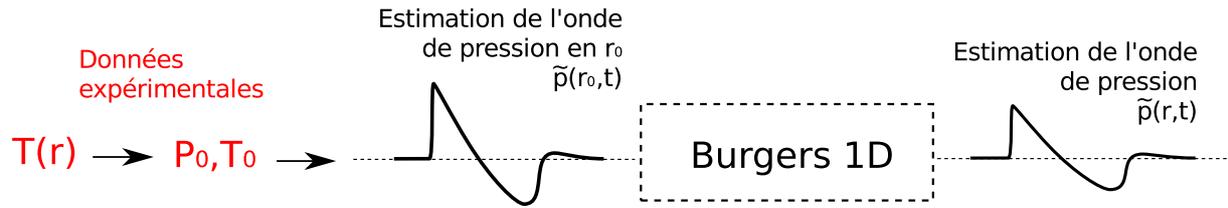


FIGURE 2.16: Étapes n°2 et 3 : estimation de  $\tilde{p}(r_0, t)$ , et simulation numérique de la propagation. La simulation est initialisée à la distance  $r_0$  à partir des données expérimentales.

#### Quatrième étape : estimation de la réponse en fréquence

Une fois que l'on dispose aux mêmes distances  $r$  des tensions en sortie de la chaîne de mesure  $v(r, t)$  (en V) et de l'estimation des ondes de pression  $\tilde{p}(r, t)$  (en Pa), alors une estimation de la fonction de réponse est possible. On calcule pour chacune des ondes  $v(r, t)$  et  $\tilde{p}(r, t)$  leur transformée de Fourier  $V(r, f)$  et  $\tilde{P}(r, f)$ . Le filtrage causé par la réponse en fréquence du microphone étant supposé linéaire, la fonction de réponse de la chaîne de mesure est estimée par la division des spectres  $\tilde{H}(r, f) = V(r, f)/\tilde{P}(r, f)$ . On dispose alors, pour chaque distance  $r$ , d'une estimation de la réponse en fréquence.

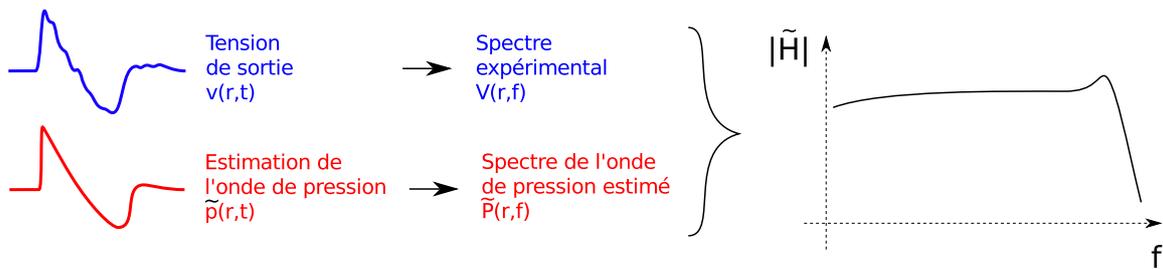


FIGURE 2.17: Troisième étape : estimation de la réponse en fréquence  $H$ .

### 2.3.2 Simulation du processus de calibration

On souhaite dans ce paragraphe démontrer la faisabilité du processus de calibration. Une simulation de chacune des étapes a été réalisée. Une fonction de réponse  $H$  a été construite à l'aide de deux filtres passe-bas du second ordre, avec des résonances fixées à  $f_1 = 120$  kHz et  $f_2 = 300$  kHz, dont les facteurs de qualité sont  $q_1 = 0.8$  et  $q_2 = 7$ , respectivement. L'expression d'un tel filtre a été indiquée dans le chapitre précédent au paragraphe 1.3.3. La sensibilité basse fréquence est fixée à 1 mV/Pa. La fonction de transfert  $H$  a été représentée en amplitude et phase sur la figure 2.18.

Pour simuler la réalisation de la première étape du processus de calibration (mesures de l'onde de pression), on cherche à obtenir un jeu de données représentant le résultat d'une mesure microphonique. Un ensemble d'ondes de pression  $p(r, t)$  a été obtenu par une simulation numérique de la propagation entre  $r = 20$  cm et  $r = 1.5$  m. La propagation a été initialisée en  $r_0 = 20$  cm par une forme d'onde mesurée grâce au système optique schlieren dans le chapitre 1 de cette thèse, avec un niveau de pression de  $P_0 = 1000$  Pa. Chacune des ondes  $p(r, t)$  obtenues grâce au modèle de propagation a ensuite été filtrée en utilisant la fonction de transfert  $H$  pour obtenir un jeu de formes d'onde  $v(r, t) = \text{TF}^{-1}[P(r, f).H(f)]$ , où  $\text{TF}^{-1}$  représente la transformée de Fourier inverse. Les formes d'onde filtrées  $v(r, t)$  seraient alors les tensions de sortie de

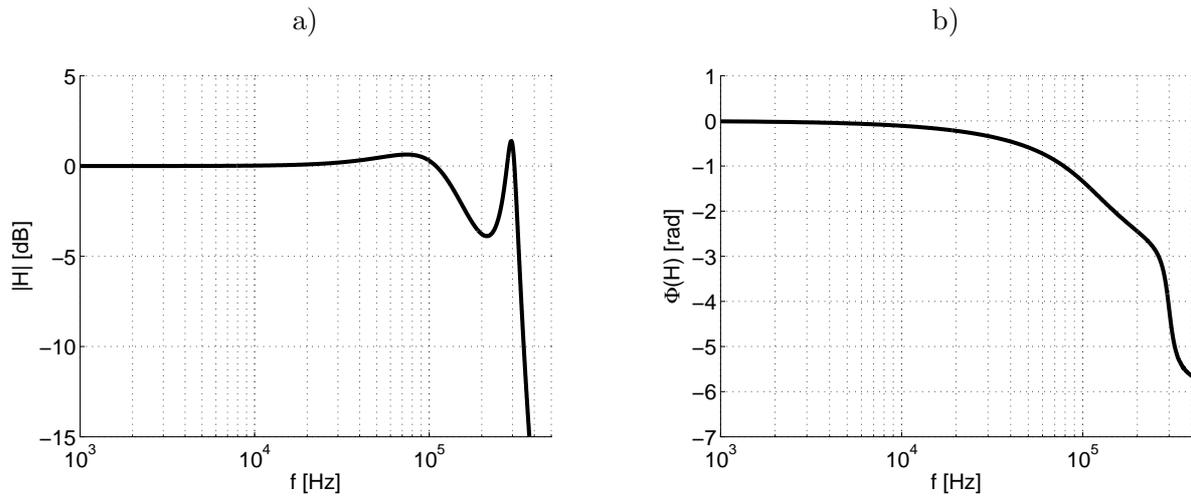


FIGURE 2.18: Réponse en fréquence  $H$  d'un microphone virtuel, amplitude (a) et phase (b).

mesures microphoniques aux distances  $r$  dans le cas d'une réponse en fréquence donnée par la figure 2.18. On peut observer un exemple de forme d'onde initiale et filtrée sur la figure 2.19. On dispose donc à ce stade d'un jeu de formes d'onde  $v(r, t)$  similaires à des tension de sortie d'une mesure microphonique. Nous allons dans le paragraphe suivant supposer que la pression  $p(r, t)$  est inconnue, et retrouver la fonction de réponse  $H$  à partir des données filtrées  $v(r, t)$  uniquement.

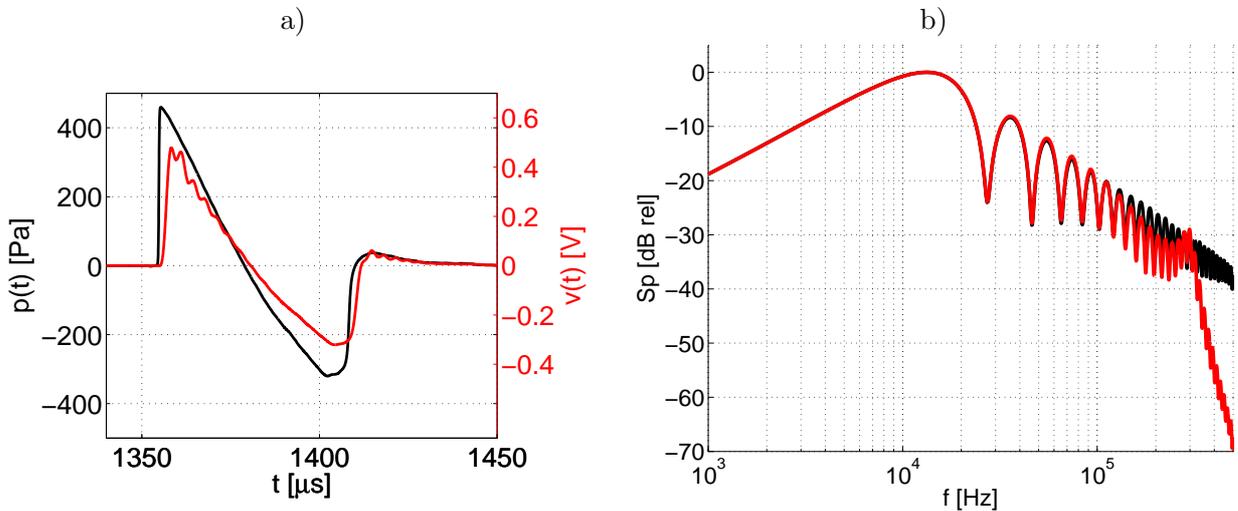


FIGURE 2.19: Exemples d'onde de pression  $p(r, t)$  obtenue par résolution numérique de l'équation de Burgers (—), et résultat  $v(r, t)$  du filtrage par la fonction de transfert  $H$ , similaire à la tension de sortie d'une mesure microphonique (—). a) Forme d'onde (en Pa et V), et b) spectres normalisés.

Lors de la seconde étape, le niveau de pression  $P_0$  a été estimé selon la méthode présentée au paragraphe 1.4.4 du chapitre 1. Nous traçons donc  $(f_2(r_0)/f_2(r))^2 - 1$  en fonction de  $\ln(r/r_0)$  (voir la figure 2.20), où  $f_2$  est la fréquence du second minimum du spectre. Comme on l'a indiqué dans le paragraphe 1.4.4, cette courbe est une droite dont la pente est proportionnelle au niveau de pression  $P_0$ . On obtient alors  $P_0 = 997$  Pa (voir le paragraphe 1.4.4), alors que nous avons

fixé  $P_0 = 1000$  Pa (soit une estimation avec 0.3% d'erreur, pour un exemple idéalisé). L'onde de pression  $\tilde{p}(r_0, t)$  en  $r_0$  a ensuite été reconstruite en effectuant une mise à l'échelle en temps et en pression.

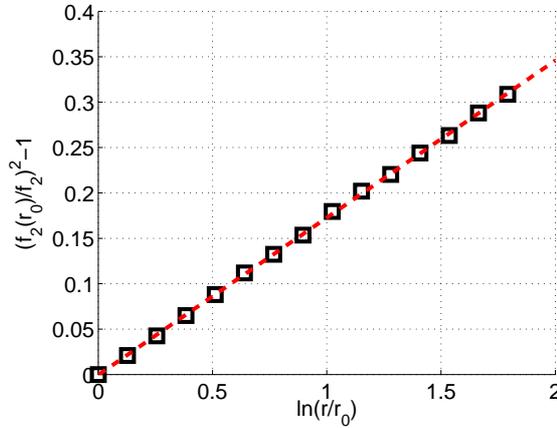


FIGURE 2.20:  $(f_2(r_0)/f_2(r))^2 - 1$  en fonction de  $\ln(r/r_0)$ . Le niveau de pression est proportionnel à la pente de cette droite.

Pour la troisième étape, une simulation numérique de la propagation a permis d'obtenir les formes d'onde aux mêmes distances  $r$ . Les formes d'onde permettant de reproduire une mesure microphonique, et les formes d'onde issues de la simulation numérique, ont été tracées sur la figure 2.21 pour plusieurs distances.

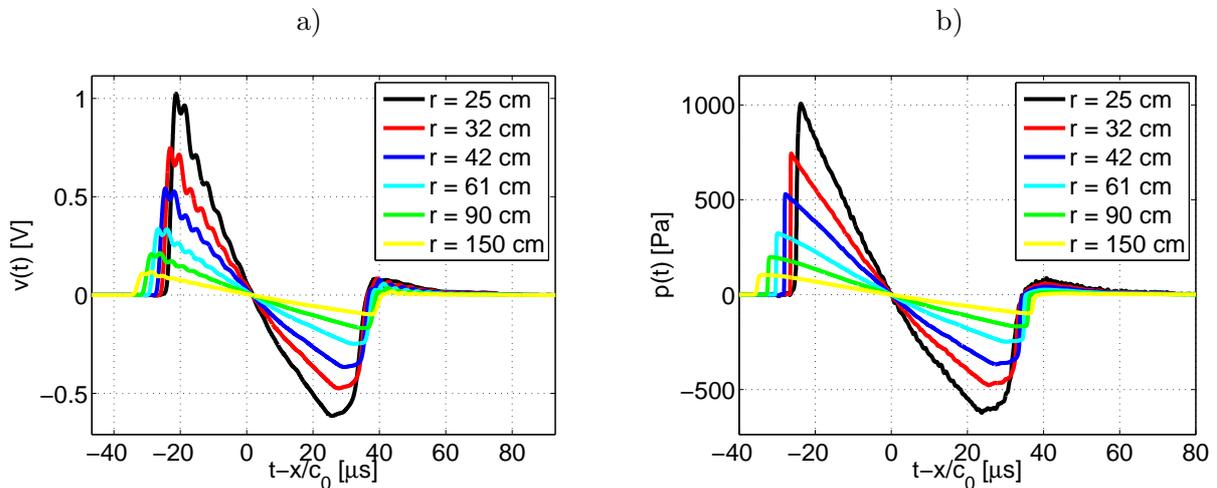


FIGURE 2.21: Simulation du processus de calibration : (a) formes d'onde semblables à une mesure microphonique, et (b) formes d'onde issues de la simulation numérique de la propagation.

On peut alors, pour chacune des distances  $r$ , calculer la transformée de Fourier de chacune des ondes théoriques et expérimentales, et en déduire la réponse en fréquence pour chacune des distances. La réponse en fréquence finale est dans cet exemple estimée en moyennant l'ensemble des fonctions de réponses. La réponse en fréquence estimée par cette méthode est tracée sur la figure 2.22, où la fonction cible  $H$  est tracée en bleu, et la fonction estimée  $\tilde{H}$  en noir. On constate un accord à moins de 0.2 dB près pour l'amplitude, et moins de 0.1 rad près pour la phase. Les différences entre la réponse cible  $H$  et son estimation  $\tilde{H}$  sont dues essentiellement à

des différence de durée entre les ondes simulant une mesure microphonique, et les ondes issues de la simulation de la propagation. Ces différences causent des décalages des minima dans le spectre, et sont donc à l'origine de bosses dans la réponse en fréquence estimée. Cet effet sera détaillé lors de l'étude des incertitudes.

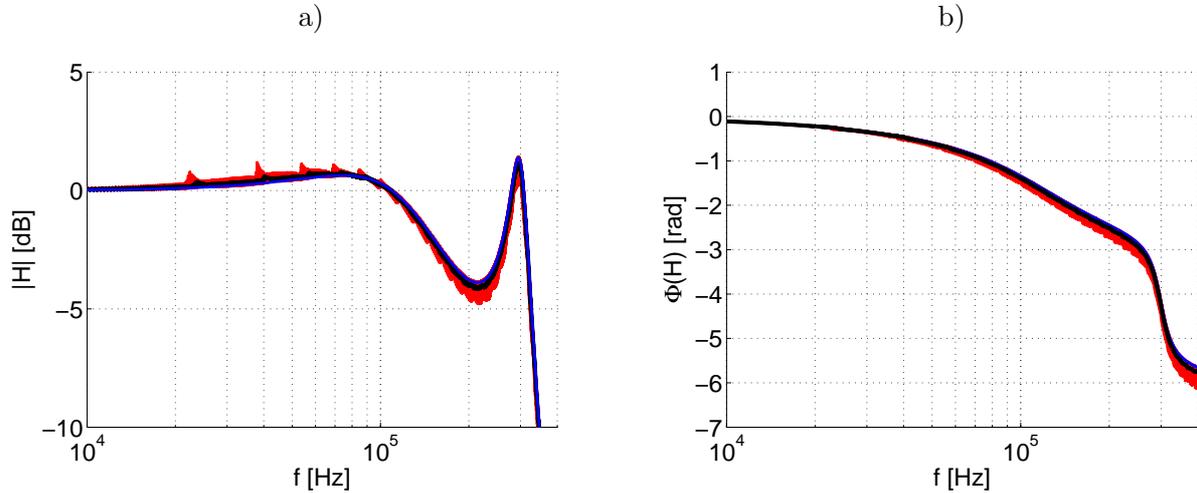


FIGURE 2.22: Réponse en fréquence  $\tilde{H}$  : (—) obtenues pour chacune des positions  $r$ , (—) obtenue en moyennant les réponse obtenues sur l'ensemble des distances  $r$ , et (—) réponse en fréquence cible (fixée au départ).

Nous avons montré en effectuant une simulation du processus de calibration que la méthode présentée dans ce chapitre permet en principe d'obtenir la réponse en fréquence, en amplitude et phase. Une estimation des sources d'erreur pour des cas plus réalistes est faite dans le paragraphe suivant.

### 2.3.3 Hypothèses effectuées et sources d'erreur

Les sources d'erreur principales d'une telle méthode, dans les cas plus réalistes, sont analysées dans ce paragraphe. Les sources d'erreur peuvent provenir : (1) des propriétés de la source, (2) de la méthode de mesure et des conditions expérimentales, (3) de l'estimation des paramètres initiaux  $P_0$  et  $T_0$ , (4) de la justesse de la forme d'onde utilisée pour initialiser la simulation numérique de la propagation. D'autres sources d'erreur peuvent provenir du modèle physique de propagation et du code de résolution numérique associé, et également de la méthode utilisée pour déduire la réponse en fréquences.

(1) La méthode repose sur l'hypothèse que la source à étincelles est un point source qui émet des ondes sphériques. Cette hypothèse est valide si la distance de propagation est largement supérieure à l'écart inter-électrode, et si l'on effectue les mesures dans l'axe de la source. Les fluctuations de la position de l'arc électrique engendrent d'autre part des fluctuations de la distance effective  $r$ , responsables de fluctuations du niveau de pression mesuré ainsi que du temps d'arrivée des ondes de pression. On estime que pour un écart inter-électrode de 20 mm, une fluctuation maximale de 5 mm peut intervenir sur la position de la source.

(2) Lors de la mesure microphonique, une première source d'erreur est liée à la distance source-microphones. Cette incertitude est estimée à environ 1 mm, largement supérieure à la

précision et la répétabilité du système de positionnement (de l'ordre de 0.05 mm). Les conditions expérimentales variables constituent une seconde source d'erreur lors de l'expérience. La mesure de température, utilisée pour calculer les temps d'arrivée des ondes de pression  $\tilde{p}(r, t)$  estimées, peut subir une incertitude maximum de 2°C. Enfin, la dernière source d'erreur lors de l'étape de mesure intervient lors du choix de la forme d'onde. En effet, à la distance  $r$  considérée, plusieurs mesures (généralement, entre 50 et 100) sont effectuées. Ceci permet d'estimer de façon fiable les paramètres de l'onde (pic de pression, durée de la phase positive) en fonction de la distance, et d'en déduire le niveau de pression initial  $P_0$ . Cependant, au moment d'évaluer la fonction de réponse finale, une seule onde par position sera utilisée. On choisit de conserver l'onde dont les trois paramètres suivant sont les plus proches des paramètres moyens : temps d'arrivée  $t_{arr}$ , pic de tension  $V_{max}$  et durée de la phase positive  $T$ . Le choix de cette onde est donc une source d'erreur.

(3) L'estimation des paramètres initiaux  $T_0$  et  $P_0$  repose sur de nombreuses hypothèses, notamment sur le fait que  $T_0$  peut être estimée au moyen de la position fréquentielle d'un minimum dans le spectre de l'onde. L'estimation de ces deux paramètres repose donc sur des hypothèses sur la forme d'onde (4) qui sont déduites des mesures optiques réalisées dans le chapitre 1.

Pour la détermination de la phase  $\Phi(H)$ , le paramètre critique est le temps d'arrivée  $t_{arr}$  des ondes  $\tilde{p}(r, t)$  issues des simulations numériques. En effet, un décalage  $\Delta t_{arr}$  du temps d'arrivée entraîne une modification du spectre par un terme  $e^{-2i\pi f \Delta t_{arr}}$  qui modifie la phase mais pas l'amplitude du spectre. L'incertitude sur le temps d'arrivée peut s'exprimer comme  $\Delta t_{arr}/t_{arr} = \Delta r/r + \Delta T_{amb}/2T_{amb}$ , où  $\Delta r/r$  est l'incertitude relative sur la distance de propagation (causée par les fluctuations de la position de l'arc électrique ainsi que par les incertitudes du positionnement des microphones), et  $\Delta T_{amb}/T_{amb}$  est l'incertitude relative sur la mesure de la température ambiante  $T_{amb}$ . Dans la suite, on cherche à évaluer l'influence de  $\Delta t_{arr}$  en supposant que l'incertitude  $\Delta r$  sur la distance de propagation est dominante.

Pour l'estimation de l'amplitude  $|H|$ , l'erreur principale est liée à la durée  $T$  de l'onde de pression estimée  $\tilde{p}(t)$ . En effet, lors de l'étape d'estimation du filtre final, un choix est effectué parmi toutes les formes d'onde mesurées à la distance  $r$ . Pour cela, on recherche la forme d'onde présentant un temps d'arrivée, un pic de tension et une durée de la phase positive les plus proches des paramètres moyens. Comme l'optimisation est effectuée sur trois paramètres, alors une différence existe au final, en particulier sur la durée  $T$  de la phase positive. Une légère différence de durée  $T$  entre les mesures et estimations de l'onde de pression engendre alors un léger décalage des minima dans le spectre. La division des spectres cause dans ce cas des pics sur la réponse en fréquence estimée. L'impact d'une erreur sur la durée de  $\tilde{p}(t)$  sera donc présenté.

### Erreur sur le temps d'arrivée

L'incertitude sur le temps d'arrivée est causée soit par une incertitude sur la mesure de la température qui permet de déterminer la vitesse du son, soit par une incertitude sur la distance de propagation, qui est supposée dominante dans notre cas. L'incertitude sur la distance de propagation est causée soit par les fluctuations de la position de la source, soit par une erreur de positionnement du microphone. La simulation du processus de calibration a été réalisée en ajoutant une erreur aléatoire  $\Delta r$  différente pour chacune des mesures simulées, entre  $-\Delta r/2$  et  $+\Delta r/2$ . Cette erreur est distribuée selon une loi uniforme. Des exemples de formes d'onde filtrée

$v(t)$  (en noir) et estimée  $\tilde{p}(t)$  (en rouge) ont été tracés sur la figure 2.23, avec  $\Delta r = 5$  mm.

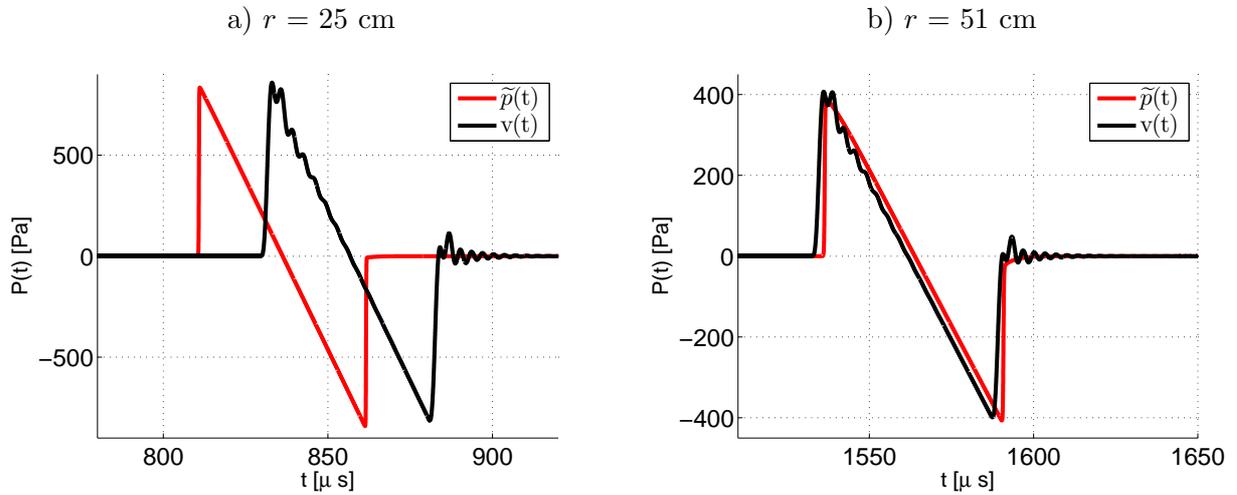


FIGURE 2.23: Forme d'onde filtrée  $v(t)$  (—) et estimation de l'onde physique de pression  $\tilde{p}(t)$  (—) obtenues en  $r$ , en ajoutant une incertitude sur la distance de propagation. (a)  $r = 25$  cm (b)  $r = 51$  cm.

Nous avons tracé sur les figures 2.24a, 2.24b et 2.24c la phase  $\Phi(\tilde{H})$  obtenue avec  $\Delta r = 0.5$  mm,  $\Delta r = 1$  mm et  $\Delta r = 5$  mm. Sur ces figures, la courbe bleue représente la phase que l'on souhaite retrouver. Les courbes rouges représentent la phase évaluée à deux distances ( $r = 25$  cm et  $r = 51$  cm). Enfin, la courbe noire représente la phase évaluée en moyennant toutes les réponses en phase obtenues avec toutes les distances  $r$ . On constate que la réponse en phase se montre très sensible à une erreur sur le temps d'arrivée. Dans les conditions expérimentales réelles, nous avons pu évaluer l'incertitude absolue sur la position de la source à  $\Delta r = 2$  à 5 mm environ. Comme on le constate sur la figure 2.24c, dans ces conditions il existe trop de variations de phase d'une distance  $r$  à l'autre pour espérer obtenir correctement la réponse en phase  $\Phi(H)$ . Une incertitude  $\Delta r$  inférieure à 1 mm est nécessaire pour estimer correctement la phase, en l'absence d'autres sources d'erreur.

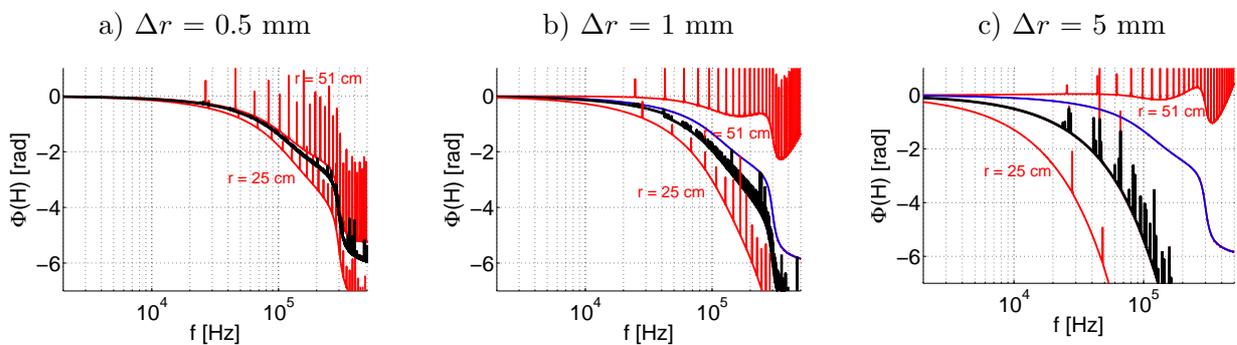


FIGURE 2.24: Réponses en phase  $\Phi(\tilde{H})$  obtenues avec différentes incertitudes sur la distance de propagation : a)  $\Delta r = 0.5$  mm, b)  $\Delta r = 1$  mm et c)  $\Delta r = 5$  mm.

### Erreur sur la durée de $\tilde{p}(r, t)$

On souhaite dans ce paragraphe estimer l'erreur causée par une mauvaise estimation de la durée de l'onde. Nous avons modifié chacune des formes d'ondes estimées  $\tilde{p}(r, t)$ , afin d'ajouter une erreur aléatoire  $\Delta T$  sur la durée  $T$  de la phase positive de l'onde. Les réponses en amplitude obtenues ont été tracées sur la figure 2.25, pour  $\Delta T = 1 \mu\text{s}$  et  $\Delta T = 5 \mu\text{s}$ . Ces valeurs sont nettement supérieures à la précision avec laquelle  $T$  est estimée, qui est de l'ordre de 100 ns. On constate que la réponse en fréquence estimée présente des bosses. L'erreur ainsi causée au voisinage de ces bosses est de 2 dB environ pour  $\Delta T = 1 \mu\text{s}$ , et de 7 dB environ pour  $\Delta T = 5 \mu\text{s}$ . Comme on le verra par la suite, cette erreur peut être minimisée en excluant de l'estimation de la réponse en fréquence la partie des spectres au voisinage des fréquences  $f_i$  des minima.

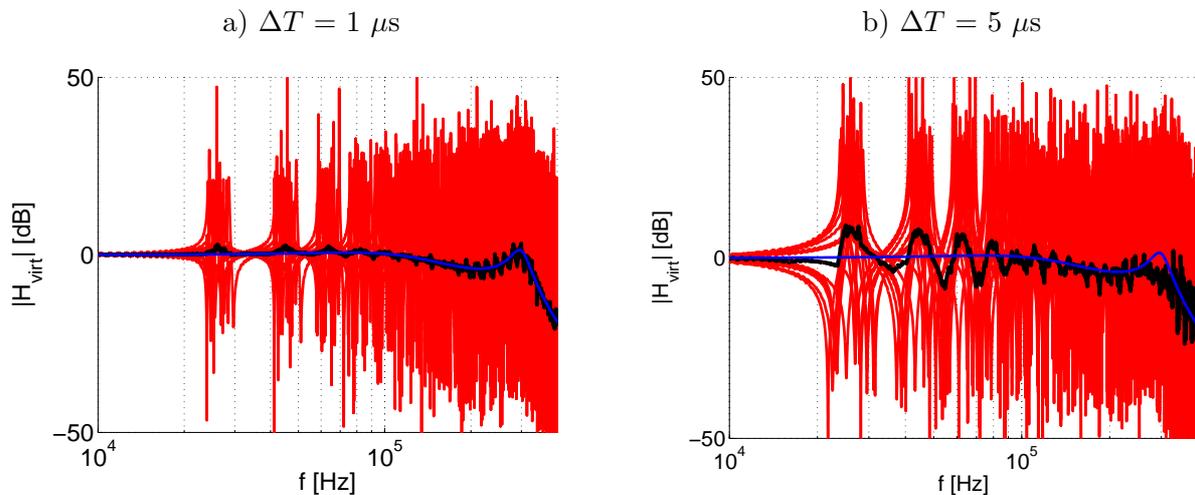


FIGURE 2.25: Réponses en amplitude  $|\tilde{H}|$  obtenues avec différentes incertitudes sur la durée  $T$  de la phase positive (liées au choix de la forme d'onde expérimentale) : a)  $\Delta T = 1 \mu\text{s}$ , b)  $\Delta T = 5 \mu\text{s}$ .

### 2.3.4 Applications de la méthode : microphones 1/4" et 1/8"

La méthode proposée a été appliquée dans le cas de microphones 1/4" et 1/8". Pour la première étape (mesure de l'onde de pression), nous avons utilisé les mesures présentées dans la partie 2.2 de ce chapitre. Lors de la seconde étape, le niveau de pression à  $r_0 = 25 \text{ cm}$  de la source est estimé à  $P_0 = 1340 \text{ Pa}$  (microphone 1/4") et  $P_0 = 1350 \text{ Pa}$  (microphone 1/8"). Une différence de 150 Pa (soit environ 10%) est observée par rapport aux mesures de la figure 1.27. On attribue cette variation à des différences de conditions atmosphériques entre les deux expériences. Lors de la troisième étape, une simulation numérique de la propagation d'une onde reconstruite en  $r_0$  a été réalisée. La réponse en fréquence, estimée lors de la quatrième étape, est tracée sur la figure 2.26. Sur cette figure, nous avons tracé la réponse en fréquence estimée à partir des données mesurées à  $r_0 = 25 \text{ cm}$  en bleu, et en rouge à  $r = 1.5 \text{ m}$ . Comme on l'a vu à l'aide de la simulation du processus de calibration, en raison d'une incertitude sur  $T$ , des pics apparaissent sur la fonction de réponse. Avec la distance de propagation, en raison des effets non-linéaires, ces pics sont translatés vers les basses fréquences. La réponse finale, moyennée sur les 15 distances de mesure, est tracée en noir sur la figure 2.26. De façon similaire à celle de la figure 2.25, cette réponse en fréquence présente des pics.

Afin de limiter la présence des pics sur l'estimation de la réponse en fréquence, on propose

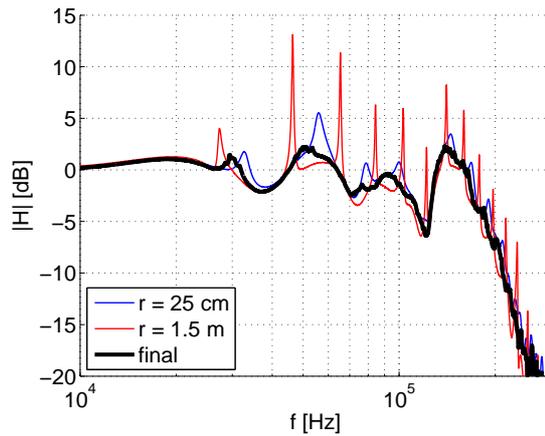


FIGURE 2.26: Réponse en fréquence  $\tilde{H}$  d'un microphone capacitif 1/8'' estimée par la mesure d'ondes de choc en  $r = 25$  cm (—) et  $r = 1.5$  m (—). Une moyenne est réalisée sur l'ensemble des distances (—).

d'estimer la fonction de réponse  $H$  en utilisant la partie des spectres se trouvant au voisinage des maxima des spectres. Pour cela, on cherche pour chaque spectre la position des minima successifs. On ne conserve alors pour l'estimation de  $H$  que la partie centrale de chaque intervalle entre deux minima consécutifs. Le résultat est tracé sur la figure 2.27a pour le microphone 1/4'', et sur la figure 2.27b pour le microphone 1/8''. Les points rouges indiquent, pour chaque position  $r$ , l'endroit des spectres où la fonction de transfert a été évaluée. Le résultat final est tracé en traits noirs pleins. Les fonctions de transfert fournies par le fabricant sont indiquées en traits noirs pointillés. Dans les deux cas, la forme générale de  $|H|$  est bien respectée. En particulier, les fréquences de résonance sont en excellent accord avec celles indiquées par le fabricant, avec 108 kHz pour le microphone 1/4'' alors que le fabricant indique 95 kHz, et 148 kHz pour le microphone 1/8'' alors que le fabricant indique 156 kHz. Dans le cas du microphone 1/4'', l'amplitude de la fonction de réponse est surestimée d'environ 4 dB au maximum, tandis que celle du microphone 1/8'' est sous-estimée de 2 à 3 dB environ, par rapport aux données du fabricant obtenues avec la méthode de la grille électrostatique. Une partie des différences provient du fait que, lors de la calibration réalisée par le fabricant, seule la capsule du microphone est calibrée, alors que la méthode décrite dans ce chapitre permet la calibration de toute la chaîne de mesure.

## 2.4 Microphones MEMS : estimation de la réponse en fréquence

La méthode de calibration présentée dans ce chapitre a été développée dans le cadre du programme ANR SIMMIC ("wideband Silicium Measurement Microphone for high-frequency acoustics", référence ANR 2010 BLAN 0905 03), qui a pour objectif le développement de microphones large bande et hautes fréquences (10 kHz - 1 MHz typiquement). La conception et la fabrication du microphone a été réalisée dans le cadre de la thèse de Zhijian Zhou en collaboration entre le laboratoire TIMA de Grenoble et l'Université des Sciences et Technologies de Hong Kong. Le microphone MEMS ("Micro ElectroMechanical Systems") a été réalisé en silicium. Dans ce cadre, deux prototypes de microphones ont été développés. Sur la base du travail effectué dans le chapitre 1, nous proposons une estimation de la réponse en fréquence de ces deux prototypes.

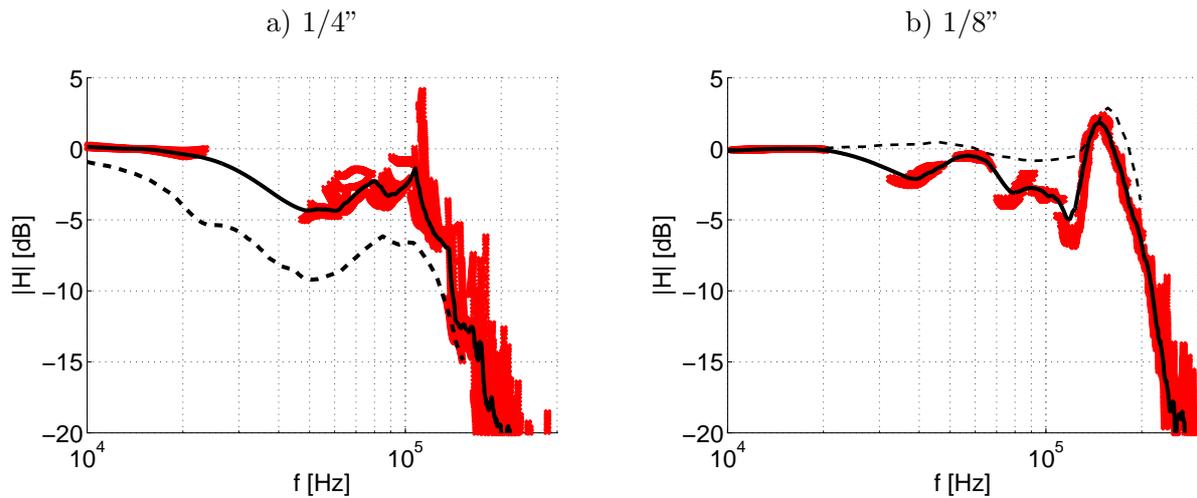


FIGURE 2.27: Amplitude de la réponse en fréquence  $\tilde{H}$ , estimée pour des microphones usuels. (a) microphone 1/4" (b) microphone 1/8"

### 2.4.1 Premier prototype de microphone MEMS

Un schéma de principe du premier microphone à caractériser est donné figure 2.28 : une membrane carrée de côté  $115 \mu\text{m}$  et d'épaisseur  $0.5 \mu\text{m}$  est montée sur des pattes de longueur  $55 \mu\text{m}$ . Le diaphragme est séparé du corps du microphone par des fentes. Ces dimensions ont été déterminées pour que la résonance mécanique du diaphragme soit de l'ordre de  $400 \text{ kHz}$  (Zhou *et al.*, 2012). La déformation de la membrane est détectée au moyen de jauges piézorésistives sensibles à la déformation. Les variations de résistance induites par la déformation des jauges piézorésistives sont mesurées au moyen d'un pont de Wheatstone.

Une première étape de caractérisation mécanique a été réalisée au laboratoire TIMA. La fréquence de résonance mécanique a été mesurée en excitant le diaphragme au moyen d'une table vibrante. Les fréquences vibratoires ont été obtenues au centre du diaphragme à l'aide d'un vibromètre laser. Zhou *et al.* (2012) obtient alors une fréquence de résonance de  $400 \text{ kHz}$ , ce qui est conforme à la fréquence de résonance prévue lors de l'étape de conception du capteur. Afin d'obtenir toute la réponse en fréquence du capteur, nous avons souhaité dans le cadre du projet ANR SIMMIC caractériser le microphones MEMS par la méthode présentée dans la partie 2.3 (Ollivier *et al.*, 2012). Le microphone a donc été monté sur un baffle circulaire de rayon  $10 \text{ cm}$ , sur le banc de mesure dédié à la calibration des microphones au LMFA. L'onde de pression a été mesurée en incidence normale sur la membrane, pour des distances  $r = 5 \text{ cm}$ ,  $10 \text{ cm}$  et  $20 \text{ cm}$ . Le capteur ayant une faible sensibilité, le rapport signal à bruit n'était pas assez satisfaisant pour des distances supérieures à  $20 \text{ cm}$ .

L'onde de pression et le spectre mesurés en  $r = 5 \text{ cm}$  sont tracés sur la figure 2.29. On observe que la forme d'onde mesurée est nettement différente des ondes de pression obtenues précédemment. En particulier, la tension de sortie du microphone présente des oscillations à la période de  $2.8 \mu\text{s}$ . La phase de détente observée sur les ondes en  $N$  n'est pas visible. Le spectre présente un pic de résonance à  $390 \text{ kHz}$  et peu de composantes pour des fréquences inférieures à  $100 \text{ kHz}$ , ce qui explique que la phase de détente n'est pas observée, car elle correspond à des fréquences plus basses.

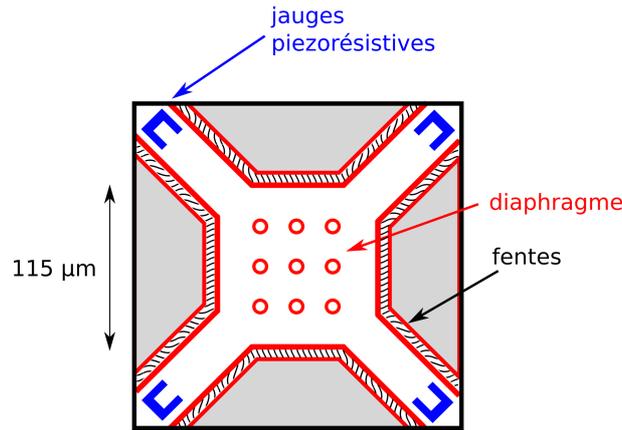


FIGURE 2.28: Schéma du premier prototype de microphone MEMS, développé dans le cadre du projet ANR SIMMIC.

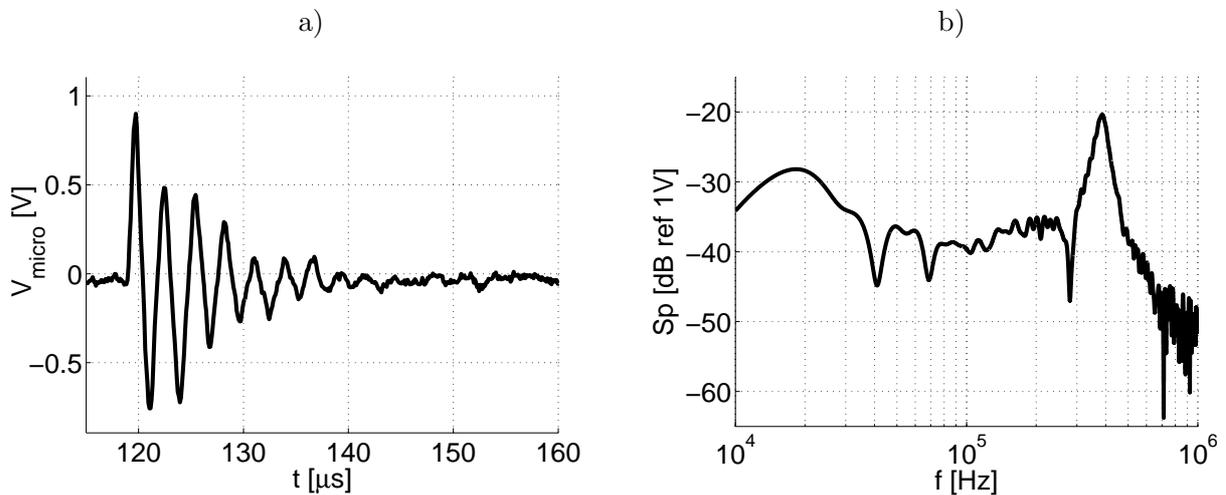


FIGURE 2.29: (a) Tension de sortie du microphone MEMS  $V_{micro}$  (en V) et (b) spectre de la tension de sortie (en dB référence à 1 mV).

Le capteur est résonant autour de 400 kHz et n'est pas sensible aux fréquences entre 10 kHz et 50 kHz, par conséquent la procédure de calibration présentée dans ce chapitre ne peut pas s'appliquer directement. En effet, l'estimation de la durée  $T$  de la phase positive de l'onde à partir de la position fréquentielle des premiers minima du spectre n'est pas possible, et donc le niveau de pression absolu ne peut pas être calculé comme cela a été fait pour le microphone 1/4" et 1/8". Une estimation absolue de la forme d'onde de pression est donc impossible.

Néanmoins, afin d'estimer la réponse en fréquence du microphone, nous avons appliqué une méthode par comparaison, en prenant comme référence l'onde de pression déduite des visualisations optiques présentées dans le chapitre 1. Pour cela, nous avons utilisé les mesures effectuées en  $r = 20$  cm. Les formes d'onde (tension de sortie du microphone et forme d'onde de référence obtenue au moyen du système optique schlieren) ont été tracées sur la figure 2.30a. La réponse en fréquence  $|H|$  a été estimée en divisant les spectres au voisinage des maxima du spectre de la forme d'onde de référence. Le résultat est tracé sur la figure 2.30b. On observe, en basses fréquences inférieures à 200 kHz, une pente de 20 dB par décade environ, associée à un pic de

résonance à 390 kHz.

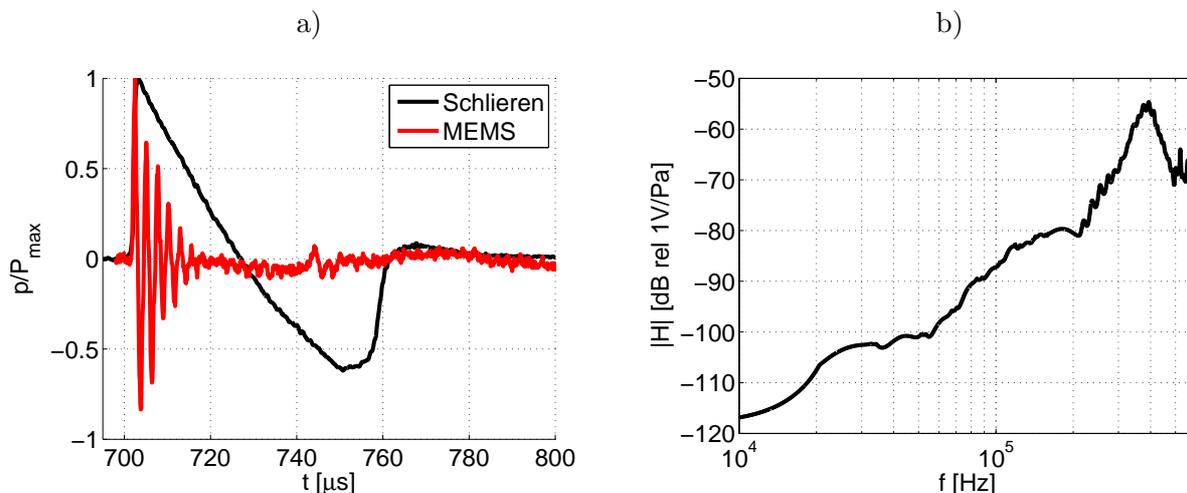


FIGURE 2.30: (a) Formes d'onde : tension de sortie du microphone MEMS (—), et forme d'onde obtenue à l'aide du système optique schlieren (—) (b) Fonction de réponse  $|H|$  estimée par division des spectres des formes d'onde de la figure 2.30a.

Ce premier prototype réalisé dans le cadre du projet ANR SIMMIC n'est pas adapté pour la mesure large bande et hautes fréquences d'ondes de choc. Suite à des simulations numériques réalisées par Didace Ekeom (partenaire Microsonics du projet ANR SIMMIC), il semblerait que les différences par rapport aux spécifications initiales proviennent de la largeur trop importante des fentes entre le diaphragme et le corps du microphone (voir la figure 2.28). C'est pourquoi un procédé de fabrication différent a été considéré pour développer une seconde génération de microphones, dont une caractérisation est proposée dans la partie suivante.

## 2.4.2 Second prototype de microphone MEMS

Suite aux différences par rapport aux spécifications constatées sur le premier prototype de microphone MEMS, un procédé de fabrication différent a été utilisé par Zhou Zhijian pour développer un second prototype de microphone. Il est notamment question d'effectuer la gravure par l'arrière du microphone, ce qui permet de supprimer les fentes entre le diaphragme et le corps du microphone afin d'améliorer les caractéristiques basses fréquences du microphone. Avec ce nouveau design, le microphone possède une membrane carrée de largeur  $210 \mu\text{m}$ . Sur la base d'un calcul par éléments finis, la fréquence de résonance a été estimée à 890 kHz. Afin de le caractériser, le microphone a été monté dans un baffle circulaire de rayon 10 cm, de façon identique au premier prototype présenté dans la partie précédente.

L'onde de pression a été mesurée à l'Université des Sciences et Technologies de Hong Kong par Zhou Zhijian, selon une procédure proche de celle détaillée dans ce chapitre, pour des distances entre  $r = 10 \text{ cm}$  et  $r = 55 \text{ cm}$ . La source à étincelle utilisée présente un écart inter-électrode  $e = 12 \text{ mm}$ . Un exemple de forme d'onde mesurée en  $r = 10 \text{ cm}$  de la source est tracé sur la figure 2.31a en rouge. Contrairement à la forme d'onde de la figure 2.30a, la phase de détente de l'onde est visible sur la tension de sortie du microphone. La forme d'onde présente des oscillations dues à sa résonance. Ces observations sont confirmées par le tracé du spectre sur la figure 2.31b, où l'on constate que les basses fréquences sont cette fois bien mesurées par le microphone. On constate d'autre part que la résonance est très marquée, avec une émergence de 25 dB environ.

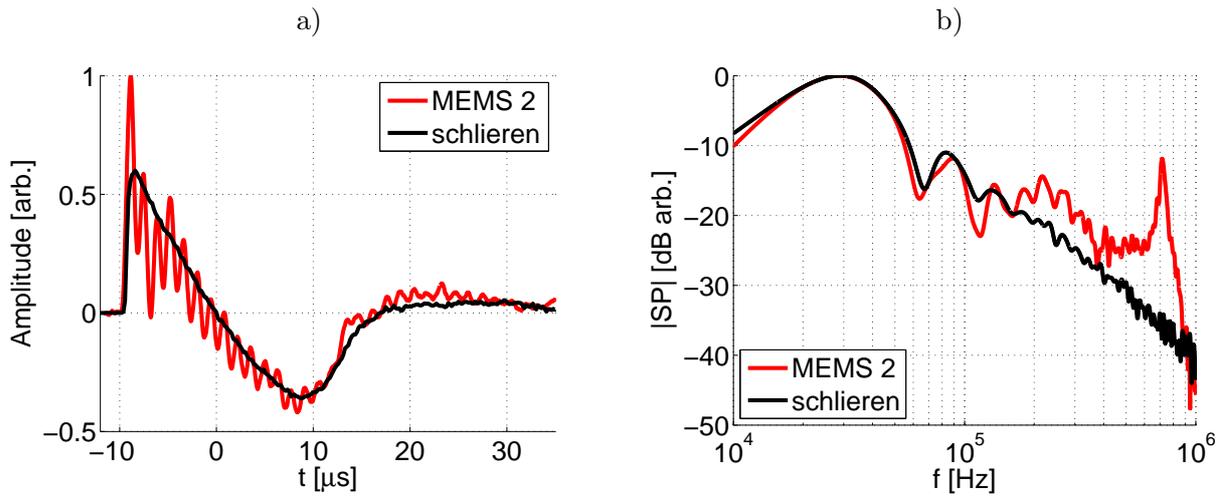


FIGURE 2.31: (a) Formes d'onde : tension de sortie du microphone MEMS (—), et forme d'onde obtenue à l'aide du système optique schlieren (—), en unités arbitraires (b) Spectres calculés à partir des formes d'onde de la figure 2.31a, en dB arbitraires.

Le niveau de pression  $P_0$  en  $r_0 = 10$  cm a été estimé selon la méthode présentée dans le paragraphe 1.4.4 du chapitre 1. Pour cela, la position des minima dans le spectre de la tension de sortie du microphone a été analysée pour toutes les distances de mesure, ce qui a permis de calculer l'allongement des formes d'onde avec la distance. Nous obtenons alors  $P_0 = 1680$  Pa. Les données obtenues dans le chapitre 1 avec un écart inter-électrode  $e = 10$  mm ont alors été utilisées pour reconstruire la forme d'onde tracée en noir sur la figure 2.31a. Si l'on excepte les oscillations qui sont dues à la résonance du microphone, on constate un bon accord sur la forme d'onde. La division fréquence par fréquence des spectres de la figure 2.31 permet d'obtenir une estimation de l'amplitude de la réponse en fréquence  $H$ , tracée sur la figure 2.32. La fréquence de résonance du microphone est d'environ 710 kHz, et on constate que la réponse en fréquence obtenue est plate à  $\pm 7$  dB près de 10 kHz à 500 kHz environ. N'ayant pas maîtrisé l'ensemble du processus expérimental, nous n'avons pas pu déterminer en revanche si les oscillations dans la courbe de réponse proviennent du microphone ou de la mise en œuvre de la méthode de calibration.

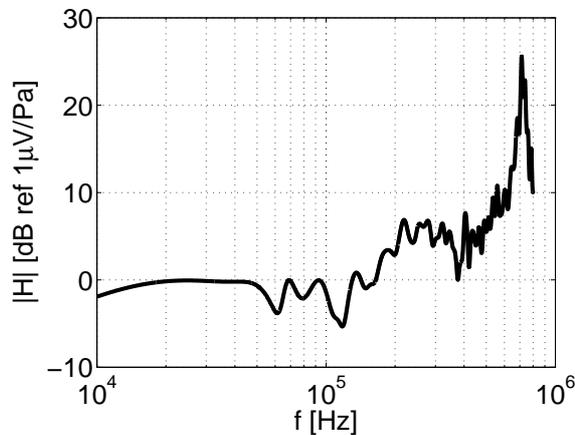


FIGURE 2.32: Réponse en fréquence du second prototype MEMS, estimée par division des spectres de la figure 2.31b.

Le second prototype de microphone MEMS présente de nettes améliorations par rapport au premier prototype, et la réponse en fréquence obtenue est plus conforme aux spécifications. En particulier, il est à noter que les améliorations ont permis de mesurer les basses fréquences de l'onde, ce qui est essentiel pour déterminer le niveau de pression. La forme d'onde est en bon accord avec les formes d'onde issues des expériences optiques du chapitre 1. Pour que ce type de microphone puisse être réellement utilisé, il est désormais nécessaire de réduire l'émergence de la résonance, qui provoque des oscillations sur la forme d'onde.

## 2.5 Conclusion

Il n'existe à ce jour pas de méthode de calibration adaptée pour les microphones large bande et très hautes fréquences (10 kHz - 1 MHz typiquement). Cette gamme de fréquences correspond à celle des ondes de pression émises par une source à arcs électriques avec un écart inter-électrodes  $e = 20$  mm (voir le chapitre 1). Nous avons donc dans ce chapitre proposé d'utiliser une source à arcs électriques afin de caractériser les microphones de mesure à large bande.

Afin d'illustrer de façon concrète les modifications apportées en hautes fréquences à la fonction de réponse de différents microphones, nous avons effectué des mesures d'ondes de choc en utilisant le microphone soit dans un baffle, soit avec sa grille de protection, soit sans grille de protection (membrane apparente), et sous angles d'incidences variables. La diversité des résultats obtenus montre que l'analyse de ce type de données est délicate, tant la tension de sortie du microphone dépend du montage et de l'angle d'incidence utilisé. Ces différents facteurs peuvent être pris en compte au moyen de corrections génériques publiées par le fabricant. Cependant, l'utilisation de montages moins conventionnels pour les microphones (par exemple, dans des cavités pour la mesure de pressions pariétales, ou avec tissus de protection etc.) impose la détermination *in situ* des différentes corrections à appliquer. Nous avons montré dans ce chapitre que ces corrections peuvent être déterminées expérimentalement par la mesure d'ondes de choc, en prenant comme cas de référence la mesure avec baffle, dont la réponse en fréquence est la plus proche de celle de la capsule du microphone ("actuator response").

En l'absence de méthodes de calibration adaptées en large bande et très hautes fréquences (10 kHz - 1 MHz typiquement), nous avons proposé dans ce chapitre de caractériser des microphones fonctionnant dans cette gamme de fréquences en utilisant la mesure d'ondes de choc. La méthode est basée sur la comparaison entre des ondes mesurées par le microphone à calibrer, et des ondes de pression estimées au moyen d'une simulation numérique initialisée grâce aux mesures optiques reportées dans le chapitre 1. Une telle méthode est intéressante en raison de l'étendue spectrale de la source, car aucune hypothèse n'est effectuée sur le mode de transduction du microphone, et car toute la chaîne de mesure est calibrée *in situ*. En principe, elle permet une estimation de l'amplitude et de la phase de la réponse en fréquence. Cependant, une analyse des sources d'erreur montre que la réponse en phase est très sensible à une erreur sur le temps d'arrivée. Cette difficulté n'a pas pu être levée pour le moment. L'application de cette méthode à des microphones 1/4" et 1/8" capacitifs montre un excellent accord pour l'estimation des fréquences de résonance. L'amplitude de la réponse en fréquence diffère de 2 à 4 dB de celle obtenue par le fabricant à l'aide de la méthode de la grille électrostatique. Ces différences s'expliquent par le fait que, dans notre cas, toute la chaîne de mesure est calibrée, alors que la comparaison est effectuée avec le résultat de calibration de la capsule du microphone.

Les tests réalisés sur les premiers prototypes développés dans le cadre du programme ANR SIMMIC ont montré que ces prototypes présentent une résonance importante. La procédure de calibration n'a pas pu être mise en œuvre sur le premier prototype. En effet, la méthode nécessite une mesure correcte des basses fréquences de l'onde inférieures à 50 kHz pour pouvoir estimer le niveau de pression. Une comparaison aux mesures optiques réalisées aux mêmes distances a cependant pu montrer que la fréquence de résonance du capteur est en excellent accord avec celle fixée lors de l'étape de conception du microphone. Pour expliquer le caractère résonant du capteur, il a été avancé par les membres du projet que la largeur des fentes permettant de séparer la membrane du corps du microphone est trop importante. Un second prototype de microphone a été développé et réalisé afin d'améliorer les caractéristiques basses fréquences. Il a été vérifié que les formes d'onde mesurées par le microphone permettent d'identifier clairement la phase de détente de l'onde. La comparaison aux mesures optiques montre un bon accord, ce qui a permis d'estimer la réponse en fréquence.

Une perspective intéressante à ce travail consiste à réduire suffisamment les incertitudes pour que la phase puisse être estimée. On propose dans ce cadre de coupler la méthode de calibration à une méthode de détection de la position réelle de l'étincelle, par exemple à l'aide d'une méthode d'antennerie, ou en utilisant un procédé optique. Ceci permettrait de réduire l'incertitude sur la distance de propagation (et donc les temps d'arrivée), qui est responsable pour l'essentiel de l'erreur sur la détermination de la phase. L'autre perspective est de poursuivre le développement de microphones hautes fréquences et large bande, qui pourront être caractérisés en utilisant la méthode présentée dans ce chapitre. Pour que les prototypes de microphones développés et réalisés dans le cadre du projet ANR SIMMIC puissent être utilisés, il reste nécessaire de diminuer le coefficient de qualité de la résonance.

Dans la suite de la thèse, nous utilisons la méthode de calibration pour caractériser les microphones avant la réalisation d'expériences de propagation non-linéaire à l'échelle du laboratoire. L'avantage est que l'on caractérise de cette façon toute la chaîne de mesure, dans les conditions exactes de l'expérience réalisée. Dans la suite de ce mémoire, après s'être intéressé aux caractéristiques de la source (chapitre 1) et des récepteurs (chapitre 2), le milieu de propagation servant aux expériences à l'échelle du laboratoire est caractérisé dans le chapitre suivant (chapitre 3).



## Chapitre 3

# Caractérisation de la turbulence thermique

### 3.1 Introduction

On souhaite, dans la suite de la thèse (chapitres 4 et 6), effectuer des expériences de propagation d'ondes de choc à travers un milieu turbulent. Du point de vue acoustique, un milieu turbulent présente des fluctuations aléatoires de célérité du son. On utilise dans cette thèse une grille de résistances chauffées, permettant de générer des fluctuations aléatoires de température, et donc de vitesse du son. Ce chapitre présente les résultats de caractérisation de la turbulence thermique générée par un tel moyen.

Plusieurs méthodes permettant de générer des inhomogénéités de vitesse du son dans le milieu de propagation ont été employées par différents auteurs. Dans l'air, Lipkens & Blackstock (1998a,b) utilise la turbulence cinématique d'un jet plan, ainsi qu'Averiyarov *et al.* (2011b). L'inconvénient de cette méthode est que les microphones ne peuvent pas être placés dans le jet car ils subiraient les fluctuations de pression aérodynamiques. Dans l'air, des mélanges inhomogènes de différents gaz ont été utilisés, comme de l'hélium et du dichlorodifluorométhane par Hesselink & Sturtevant (1988). Cependant, il n'est pas prouvé qu'un tel mélange présente des caractéristiques similaires à celles de la turbulence. Dans l'eau, Ganjehi *et al.* (2008) utilise un réseau d'inhomogénéités solides dont la forme est contrôlée pour reproduire l'effet des grosses structures de la turbulence. Toutefois cette méthode ne permet pas de reproduire tout le spectre de la turbulence, et notamment les petites structures.

Un dispositif expérimental existant au Centre Acoustique du LMFA a été utilisé par de précédents auteurs : Blanc-Benon (1987), Wasier (1999), Blanc-Benon & Ollivier (2004), Qin *et al.* (2004) et Yuldashev (2011). Il s'agit de 4 grilles de résistances croisées, de maille 9 cm et de dimensions 1.1 m x 1.1 m, dissipant une puissance électrique totale de 64 kW (voir la photographie de la figure 3.2). La jonction entre chacune des grilles est telle que le maillage de résistances est bien régulier de la gauche de la grille n°1 à la droite de la grille n°4. L'origine du repère  $(x, y, z)$  est pris au centre de la jonction entre les grilles n°3 et n°4. Les coordonnées  $(x, y)$  désignent donc les coordonnées dans un plan parallèle à la grille, tandis que la coordonnée  $z$  désigne l'altitude par rapport à la grille. Enfin, on note  $U_z$  la vitesse verticale de convection des structures turbulentes. Comme le montre le schéma de la figure 3.1, l'air, localement chauffé

à proximité des résistances, s'élève par convection libre et réalise un mélange où la température fluctue. Pour espérer observer des effets sur la propagation acoustique, la distance de propagation doit être grande devant l'échelle de corrélation spatiale des fluctuations de température, qui doit elle-même être grande devant la longueur d'onde acoustique. Ces conditions géométriques sont respectées, car la distance de propagation disponible est de 4 m, qui est très supérieure à l'échelle de corrélation qui est, comme indiqué par les auteurs cités, de l'ordre de 10 à 20 cm, qui est bien supérieure à la longueur d'onde des ondes en  $N$ , qui est de l'ordre de 2 cm.

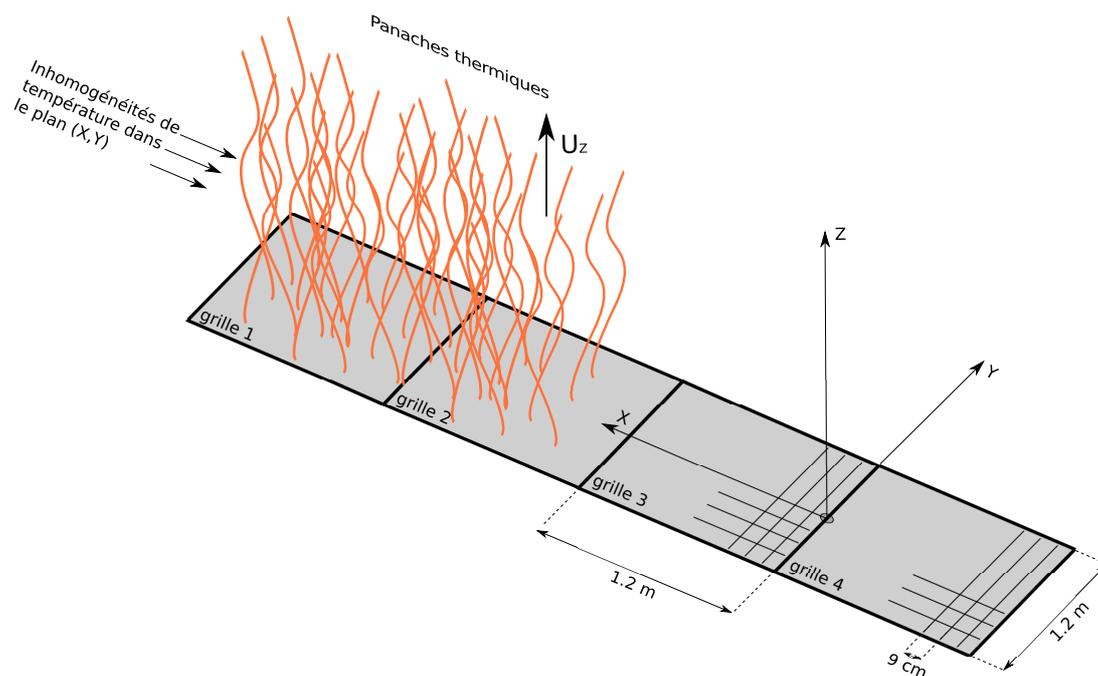


FIGURE 3.1: Schéma géométrique de la grille de turbulence thermique.

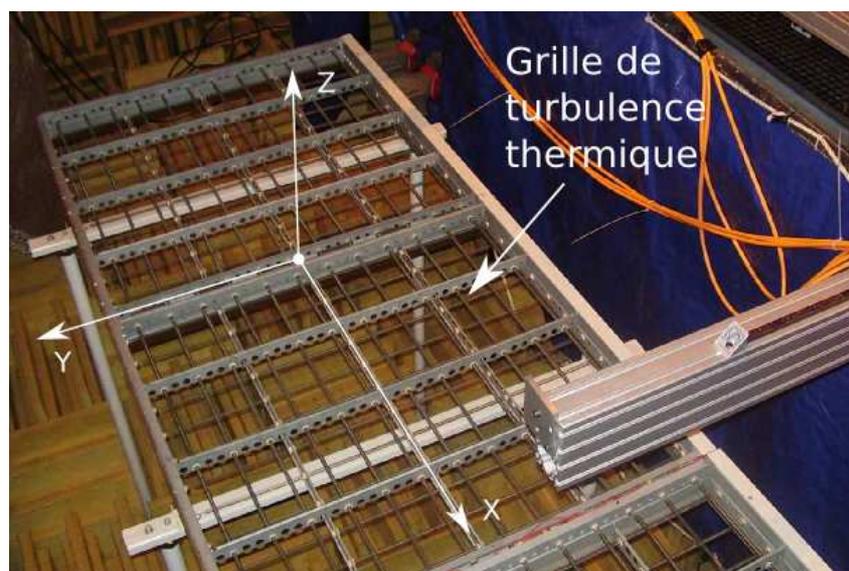


FIGURE 3.2: Photographie de la grille de turbulence thermique.

## 3.2 Description des expériences réalisées

### 3.2.1 Configurations de mesure

Deux campagnes de mesure de la turbulence thermique issue de la grille de résistances ont été réalisées : la première en février et mars 2010, dédiée aux mesures en champ libre, et la seconde en mars et avril 2011 dédiée aux mesures avec paroi courbe. Les différentes mesures réalisées sont résumées sur le schéma de la figure 3.3. Au cours de la campagne de 2010, des mesures de corrélation verticale (point rouge n°3) et horizontale (ligne jaune n°2) ont été effectuées, permettant d'obtenir respectivement la vitesse ascensionnelle  $U_z$  et l'échelle intégrale  $L_x$ . Comme on le verra par la suite, les résultats obtenus étant très proches de résultats plus anciens obtenus avec le même dispositif expérimental, les mesures de corrélation n'ont pas été reproduites lors de la campagne d'essais de 2011. D'autre part, des enregistrements permettant le calcul du spectre de la turbulence ont été réalisés en différents points lors des deux campagnes de mesure (points rouges n°1, 7 et 8). Des cartographies de température moyenne ont été réalisées lors des deux campagnes de mesure. La première cartographie de température réalisée en 2010 (zone bleue n°4) a été réalisée en plusieurs morceaux, afin de couvrir une zone étendue du plan. Lors de la seconde campagne, une portion plus réduite du plan (proche d'une paroi courbe installée pour cette expérience) a été ciblée (zone violette n°5).

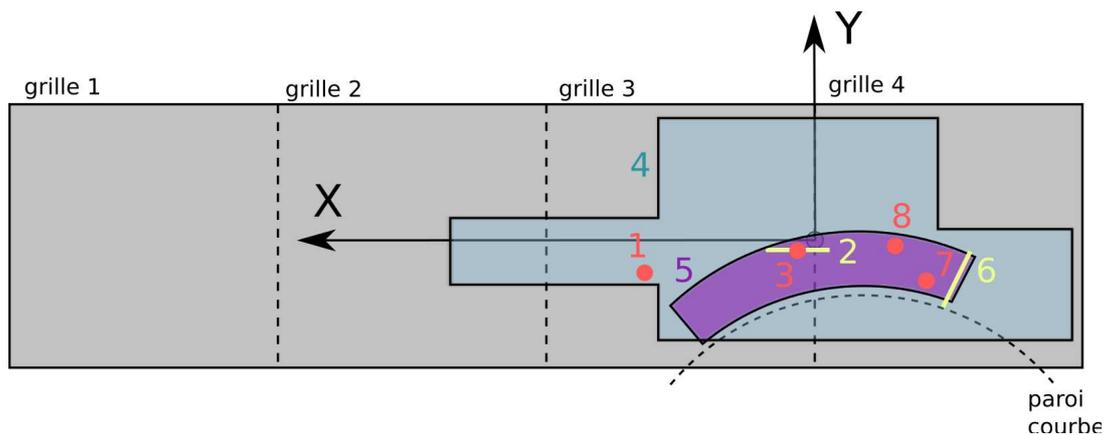


FIGURE 3.3: Schéma géométrique des différentes mesures de caractérisation de la turbulence.

### 3.2.2 Instrumentation et positionnement

Les mesures de température moyennes ont été réalisées avec un thermocouple rigide type K. Le diamètre de la section sensible du thermocouple est environ 0.5 mm. Les mesures de températures fluctuantes ont été réalisées avec deux sondes Dantec 55P031. La partie active d'une telle sonde est un fil en tungstène de 1  $\mu\text{m}$  de diamètre, d'une longueur de 0.5 mm environ, placé entre deux supports rigides. Le fil est alimenté en courant constant. La température ambiante modifie alors la résistivité du fil, la tension mesurée aux bornes du fil est proportionnelle à la température. La sonde est alimentée par un conditionneur Dantec. Ce dispositif a un temps de réponse de l'ordre de 2 ms. L'étalonnage en température des sondes entre 20°C et 90°C a permis de vérifier qu'elles ont une réponse linéaire dans la gamme de températures étudiée, avec les sensibilités indiquées dans le tableau 3.1. L'étalonnage a été réalisé dans une étuve, en contrôlant la température avec le thermocouple type K. Les signaux de température sont

enregistrés à la fréquence de 4 kHz, sur 12 bits.

n° de sonde	sensibilité (°C/V)
Sonde 147	6.99
Sonde 148	6.59

TABLE 3.1: Sensibilités des sondes de températures.

Pour le positionnement des sondes de température et des fils froids, un chariot de déplacement tridimensionnel a été mis en œuvre au cours de cette thèse. Le bras vertical supporte un quatrième axe de déplacement mis en œuvre par Emmanuel Jondeau au LMFA, permettant de positionner deux sondes de température. Leur déplacement est mécaniquement lié, ce qui permet d'effectuer de façon fiable les mesures de corrélation. Une photographie prise lors de l'expérience (voir la figure 3.4) permet de visualiser le montage des sondes à fil froid sur le chariot de déplacement. La grille de turbulence et les systèmes de déplacement sont notamment visibles.

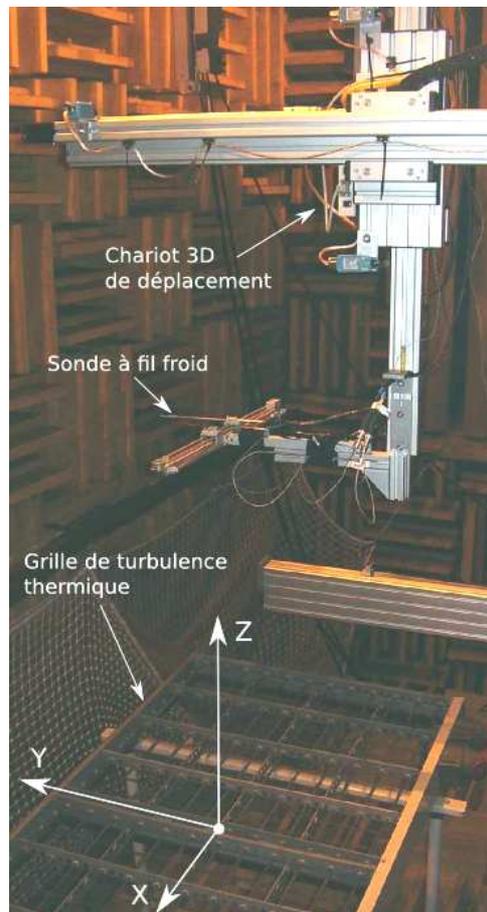


FIGURE 3.4: Photographie prise lors de la caractérisation de la turbulence.

### 3.3 Modélisation de la turbulence thermique

#### 3.3.1 Fluctuations de température et indice de réfraction

La vitesse du son  $c$  dépend de la température  $T$  selon l'équation (3.1) :

$$c = \sqrt{\gamma r T} \quad (3.1)$$

où  $\gamma = C_p/C_v$  est le rapport des capacités thermiques de l'air  $C_p$  et  $C_v$ , et  $r$  est la constante des gaz parfaits. Des fluctuations aléatoires de température peuvent donc être à l'origine de fluctuations aléatoires de vitesse du son. Ce type de turbulence est dite scalaire, car localement la grandeur aléatoire est une grandeur scalaire : la température. On peut décomposer la vitesse du son  $c$  comme la somme d'une composante moyenne  $c_0 = \langle c \rangle$ , où l'opérateur  $\langle \dots \rangle$  représente la moyenne temporelle d'un signal, et d'une composante à moyenne nulle  $c'$ , comme l'indique l'équation (3.2) :

$$c = c_0 + c' \text{ avec } \langle c' \rangle = 0 \quad (3.2)$$

On peut faire de même pour la température, avec des notations évidentes :

$$T = T_0 + T' \text{ avec } \langle T' \rangle = 0 \quad (3.3)$$

On définit alors un indice de réfraction acoustique  $n$  qui est le rapport de la vitesse de propagation par la vitesse moyenne de propagation :

$$n = \frac{c}{c_0} = \sqrt{1 + \frac{T'}{T_0}} \quad (3.4)$$

Pour des fluctuations petites par rapport aux valeurs moyennes (soit  $T'/T_0 \ll 1$ ), un développement à l'ordre 1 permet d'exprimer l'indice de réfraction en fonction de la température moyenne et des fluctuations de température. On appelle alors  $\mu$  les fluctuations d'indice de réfraction :

$$n = 1 + \frac{T'}{2T_0} = 1 + \mu \text{ avec } \mu = \frac{T'}{2T_0} \quad (3.5)$$

#### 3.3.2 Echelle intégrale des fluctuations de température

L'échelle intégrale  $L_x$  est une mesure des grandes structures de la turbulence. Il est possible de la déterminer à partir de la fonction de corrélation  $R(\Delta x)$  des fluctuations de température. Soient  $T(x_1, t)$  et  $T(x_2, t)$  les signaux de température mesurés simultanément avec deux sondes de température, en deux points repérés par leurs abscisses  $x_1$  et  $x_2$ , telles que  $x_2 = x_1 + \Delta x$ , selon le schéma de la figure 3.5. On note  $\langle T(x_1) \rangle$  et  $\langle T(x_2) \rangle$  leurs valeurs moyennes temporelles. L'opérateur  $\langle \dots \rangle$  désigne la moyenne temporelle d'un signal.

La fonction de corrélation  $R(\Delta x)$  est définie par l'équation (3.6) :

$$R(\Delta x) = \frac{\langle T'(x_1, t) T'(x_2, t) \rangle}{\sqrt{\langle T'(x_1, t)^2 \rangle \langle T'(x_2, t)^2 \rangle}} \quad (3.6)$$

L'échelle intégrale  $L_x$  est déduite de l'expression de la fonction de corrélation  $R(\Delta x)$  par l'équation (3.7) (Bailly & Comte-Bellot, 2003, Wilson *et al.*, 1997) :

$$L_x = \int_0^\infty R(\Delta x) dx \quad (3.7)$$

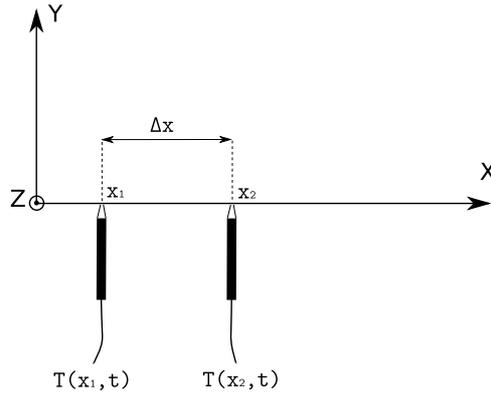


FIGURE 3.5: Disposition des sondes de température pour le calcul de l'échelle intégrale des fluctuations de température  $L_x$ .

L'échelle intégrale  $L_x$  est interprétée comme une grandeur caractéristique des grosses structures porteuses d'énergie turbulente.

### 3.3.3 Spectre de la turbulence

Expérimentalement, les fluctuations rms de température  $\langle T(x)^2 \rangle$  sont mesurées en un point fixe en fonction du temps. Par une transformée de Fourier, on peut obtenir le spectre fréquentiel  $G(f)$  des fluctuations de température. Sous l'hypothèse de Taylor, le changement de variable de l'équation (3.8) permet de calculer le nombre d'onde  $K$  en fonction de la fréquence  $f$  et de la vitesse de l'écoulement moyen  $U_z$ .

$$K = \frac{2\pi f}{U_z} \quad (3.8)$$

Dans le cas de la turbulence thermique, l'écoulement moyen est un écoulement vertical, généré par convection libre. On notera donc  $U_z$  la vitesse de l'écoulement moyen. Le spectre unidimensionnel d'énergie  $G_{1D}(K)$  peut être exprimé à partir du spectre expérimental  $G(f)$  au moyen de l'équation (3.9).

$$G_{1D}(K) = \frac{U_z}{2\pi} G(f) \quad (3.9)$$

Afin de modéliser le spectre de la turbulence, il est possible d'utiliser un modèle de von Kármán modifié. Le spectre de von Kármán modifié prend la forme indiquée dans l'équation (3.10) (Blanc-Benon & Juvé, 1993). Dans l'équation (3.10),  $K$  représente le nombre d'onde,  $L_0$  est une dimension caractéristique des grandes échelles turbulentes, et  $l_0$  est une dimension caractéristique des petites échelles de la turbulence.  $L_0$  est calculée à partir de l'échelle intégrale  $L_x$ , dont la définition est indiquée au paragraphe 3.3.2, par  $L_0 = 1.339 L_x$ .  $\bar{C}$  est une constante de normalisation, calculée à partir de l'équation (3.10), où  $\Gamma$  est la fonction gamma.

$$G_{3D}(K) = \langle \mu^2 \rangle \bar{C} L_0^{-2/3} \left( K^2 + \frac{1}{L_0^2} \right)^{-11/6} * \exp \left( \frac{-K^2 l_0^2}{5.91^2} \right)$$

$$\bar{C} = \frac{2^{1/3}}{\pi} \frac{\Gamma(2/3)\Gamma(8/3)}{\Gamma(4/3)} \sin \pi/3 = 0.7924 \quad (3.10)$$

Le spectre unidimensionnel  $G_{1D}(K)$  de la turbulence peut être calculé à partir du spectre d'énergie  $G_{3D}(K)$  par l'intégrale de l'équation (3.11) (Bailly & Comte-Bellot, 2003).

$$G_{1D}(K) = \int_k^\infty \frac{1}{k'} G_{3D}(k') dk' \quad (3.11)$$

Cette opération est nécessaire pour comparer les résultats expérimentaux unidimensionnels avec un modèle tridimensionnel de spectre.

### 3.3.4 Calcul de la vitesse de l'écoulement moyen $U_z$

Le calcul du nombre  $k$  nécessite la connaissance de la vitesse moyenne de l'écoulement. Dans le cas présent d'une turbulence thermique générée par convection libre, l'écoulement moyen est vertical. Les valeurs mesurées lors d'études précédentes avec un anémomètre à tube de Pitot ont montré des vitesses  $U_z$  de l'ordre de 1 m/s (Wasier, 1999). Cependant, pour ces gammes de vitesses, une mesure à l'anémomètre n'est pas fiable. Une autre façon de déterminer la vitesse ascensionnelle  $U_z$  est de calculer la corrélation croisée temporelle  $C(\tau)$  entre les signaux enregistrés simultanément par deux sondes disposées verticalement et espacées d'une distance  $\Delta z$ . Les signaux de température sont alors notés  $T(z_1, t)$  et  $T(z_2, t)$ , tels que  $z_2 = z_1 + \Delta z$ . Les sondes sont disposées selon le schéma de la figure 3.6.

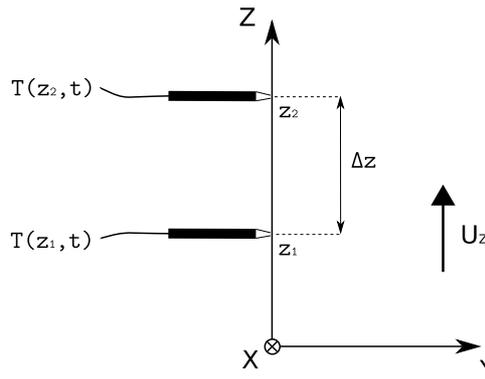


FIGURE 3.6: Disposition des sondes de température pour le calcul de la vitesse ascensionnelle  $U_z$ .

La corrélation croisée  $C(\tau)$  peut s'exprimer selon l'équation (3.12).

$$C(\tau) = \langle T_2'(t) T_1'(t - \tau) \rangle \quad (3.12)$$

La valeur de la fonction  $C(\tau)$  représente alors la "ressemblance" entre deux signaux  $T_1'$  et  $T_2'$  décalés d'un intervalle  $\tau$ . La valeur  $\tau_0$  du maximum de la fonction de corrélation croisée représente alors le temps de convection verticale entre les deux sondes. Si l'on connaît suffisamment précisément l'écart vertical entre les deux sondes, on peut alors en déduire la vitesse verticale  $U_z$  de convection des fluctuations thermiques.

### 3.4 Résultats

#### 3.4.1 Calcul de la vitesse moyenne $U_z$

Les deux sondes à courant constant sont disposées l'une au dessus de l'autre. Comme il est indiqué sur le schéma de la figure 3.7, on fait varier l'espacement vertical  $\Delta z$  entre les sondes entre 10 mm et 330 mm. Cette mesure est réalisée à une altitude de  $Z = 1.6$  m de la grille de turbulence, à l'aplomb d'un point  $P$  de coordonnées ( $X=100$ mm ,  $Y=-65$ mm), situé sur le quart de grille n°3 (voir le point n°3 de la figure 3.3).

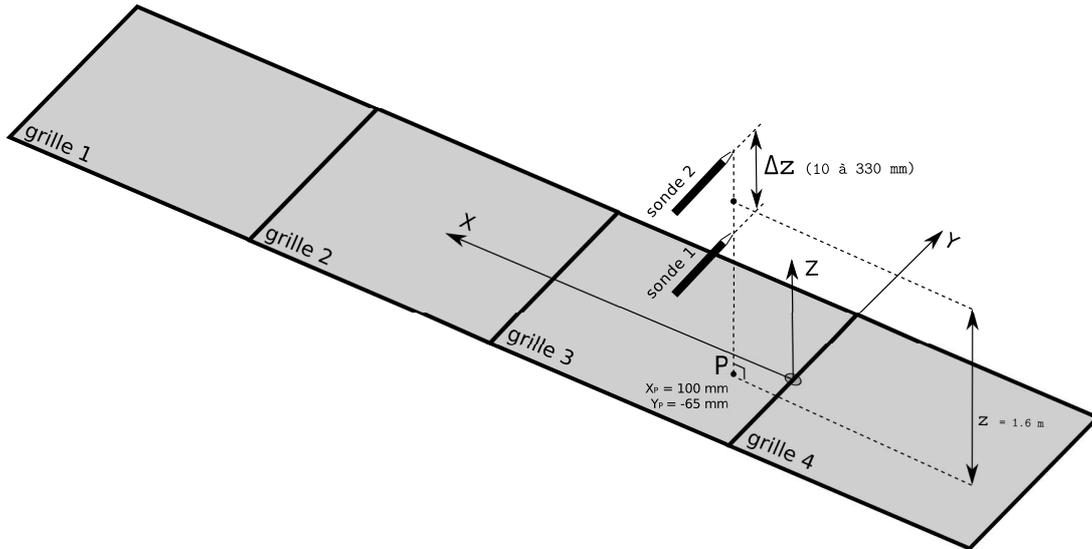


FIGURE 3.7: Configuration géométrique utilisée pour le calcul de la vitesse ascensionnelle  $U_z$ . La mesure est effectuée à la verticale du point  $P$ , à une altitude moyenne de 1.6 m par rapport à la grille.

Pour chaque écartement vertical  $\Delta z$ , on enregistre simultanément pendant une durée de 3 minutes les signaux de température fluctuante  $T'_1(t)$  et  $T'_2(t)$  fournis par les deux sondes de température. On peut ensuite calculer, pour chaque écartement vertical  $\Delta z$ , la fonction de corrélation  $C(\tau)$  comme indiqué au paragraphe 3.3.4.

La figure 3.8 illustre la méthode de calcul, pour le point  $\Delta z=76$ mm. La partie gauche de la figure indique un détail des signaux temporels  $T'_1(t)$  et  $T'_2(t)$ . Sur la droite, la corrélation croisée  $C(\tau)$  entre les deux signaux présente un maximum de corrélation pour  $\tau = \tau_0 = 63.6$  ms. Ceci indique que les signaux  $T'_1(t)$  et  $T'_2(t)$  présentent une "ressemblance" si l'on décale l'échelle des temps de 63.6 ms.

Cette mesure, répétée pour plusieurs écartements  $\Delta z$  entre 10 et 330 mm, permet de tracer sur la figure 3.9 l'évolution de la position du maximum de corrélation  $\tau_0$  en fonction de  $\Delta z$ . Il s'agit d'une droite dont la pente est la vitesse de convection des structures turbulentes. On obtient alors  $U_z = 1.26$  m/s, ce qui est proche de la valeur de 1.1 m/s obtenue par Wasier (1999) sur le même dispositif expérimental.

#### 3.4.2 Calcul de l'échelle intégrale $L_x$

Comme on l'a vu au paragraphe 3.3.2, l'échelle intégrale  $L_x$  est une grandeur caractéristique des grandes échelles de la turbulence. Sa connaissance est nécessaire pour paramétrer le modèle

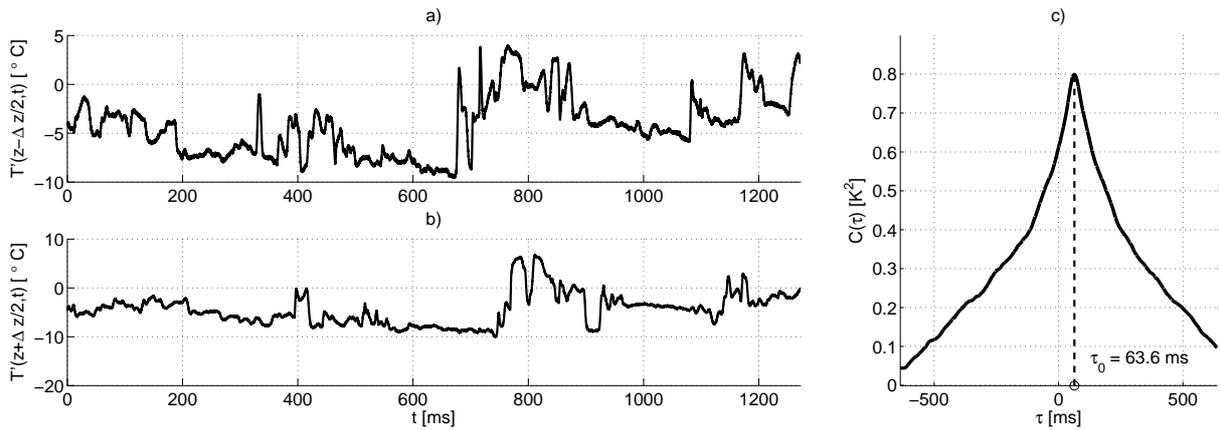


FIGURE 3.8: Signaux mesurés simultanément sur les deux sondes de température (à gauche), et corrélation croisée entre les deux signaux (à droite). Exemple pour un écartement vertical des deux sondes de 76 mm.

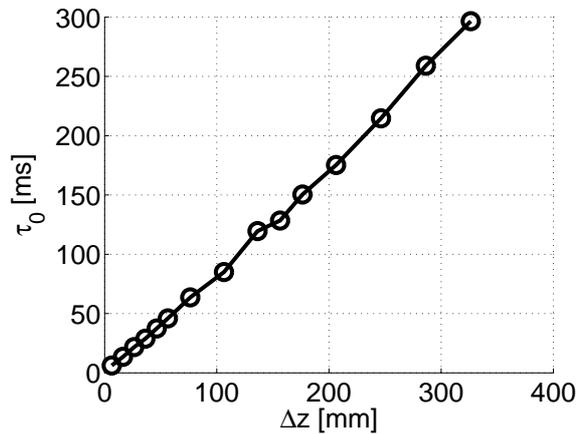


FIGURE 3.9: Position  $\tau_0$  du maximum de corrélation croisée, en fonction de l'écartement vertical  $z$  entre les sondes.

de spectre turbulent de von Kármán. On peut obtenir sa valeur à partir de l'intégration de la fonction de corrélation longitudinale  $R(\Delta x)$ .

Les deux sondes à courant constant sont disposées l'une à côté de l'autre, de façon horizontale. Comme il est indiqué sur le schéma de la figure 3.10, on fait varier l'espacement vertical  $\Delta x$  entre les sondes entre 10 mm et 330 mm. Cette mesure est réalisée à une altitude de  $Z = 1.6$  m de la grille de turbulence, à l'aplomb d'un point  $P$  de coordonnées ( $X=100$ mm ,  $Y=-65$ mm), situé sur le quart de grille n°3.

La fonction de corrélation  $R(\Delta x)$  calculée au moyen de l'équation (3.6) est tracée sur la figure 3.11. Comme le prédit la théorie (Bailey & Comte-Bellot, 2003), la fonction de corrélation décroît avec la distance  $\Delta x$  et tend vers 0. L'intégration de la fonction  $R(\Delta x)$  à laquelle on ajoute le point (0, 1) fournit une valeur  $L_x = 11.3$  cm. Cette valeur est proche de celle obtenue par Wasier (1999). La dimension  $L_0$  (échelle externe de la turbulence) utilisée pour le modèle de spectre de von Kármán vaut donc  $L_0 = 1.339 L_x = 15.1$  cm.

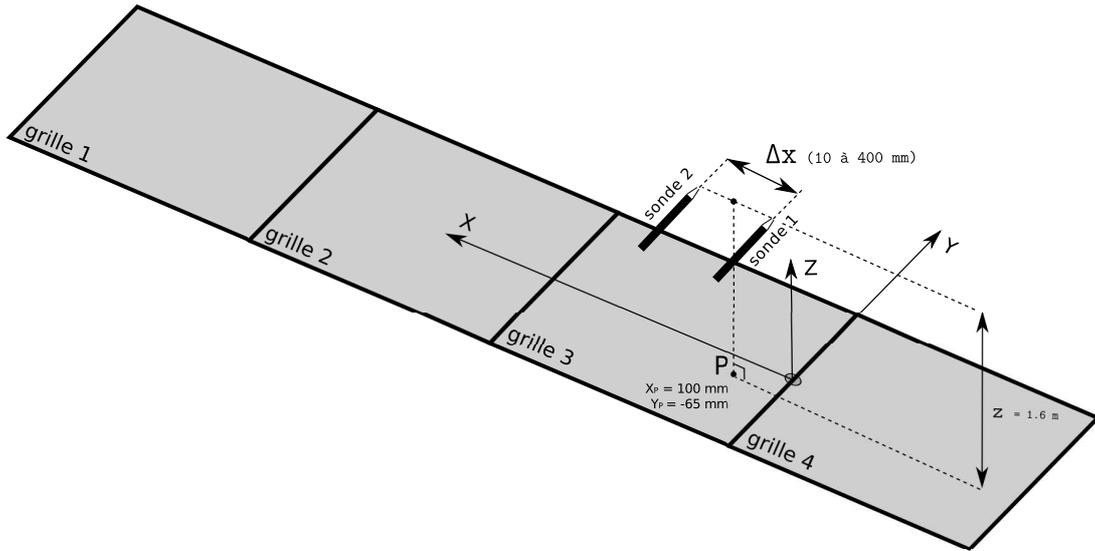


FIGURE 3.10: Configuration géométrique utilisée pour le calcul de l'échelle intégrale  $L_x$ . La mesure est effectuée à la verticale du point  $P$ , à une altitude de 1.6 m par rapport à la grille.

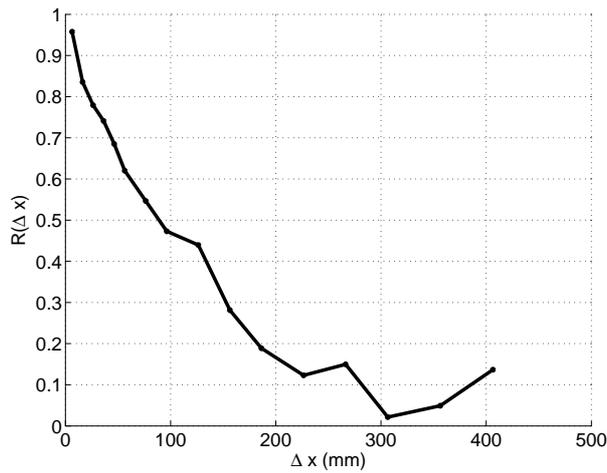


FIGURE 3.11: Fonction de corrélation  $R(\Delta x)$  en fonction de l'écartement horizontal  $x$  entre les deux sondes.

### 3.4.3 Spectre de turbulence

Le spectre  $G_{1D}(K)$  unidimensionnel des fluctuations de température a été calculé au point 7 du schéma de la figure 3.3 à partir d'un signal de 3 minutes. Un modèle unidimensionnel déduit de l'expression modifiée de von Kármán a été estimé en prenant  $L_x = 15.1$  cm (sur la base de la mesure réalisée dans le paragraphe 3.4.2) et  $l_0 = 6$  mm (sur la base de précédents travaux (Blanc-Benon, 1987, Wasier, 1999)). On trace sur la figure 3.12 ces deux spectres. Le spectre unidimensionnel expérimental est très proche du spectre théorique déduit de l'expression modifiée de von Kármán. On peut donc soutenir que l'hypothèse de turbulence développée est validée.

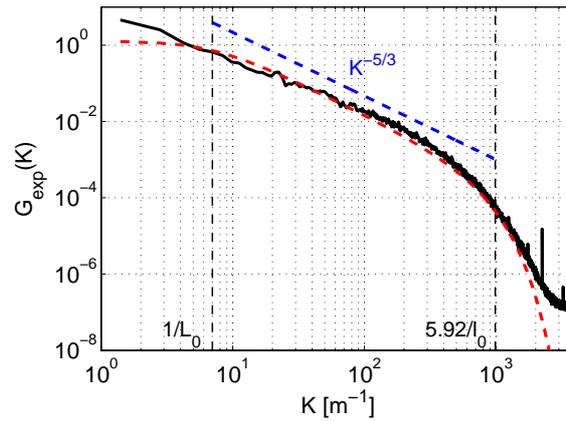


FIGURE 3.12: Spectre unidimensionnel  $G_{1D}(K)$  des fluctuations de température : spectre mesuré (—), spectre unidimensionnel déduit de l'expression de von Kármán (- - -) calculé avec les paramètres  $L_x = 15.1$  cm et  $l_0 = 6$  mm, pente en  $K^{-5/3}$  (- - -).

### 3.4.4 Cartographies de température

Des cartographies de température dans le plan  $(X, Y)$  ont été effectuées lors des deux campagnes de mesure. Cette mesure permet d'évaluer l'homogénéité du champ de température moyenne et fluctuante. La première campagne de mesure en 2010 a permis d'explorer une large région du plan. Cette exploration a été réalisée en trois parties, en raison des limites du système de positionnement utilisé. La seconde campagne de mesure en 2011 a donné lieu à une exploration d'une zone plus réduite, autour de la paroi courbe. Cette seconde campagne de mesure a également permis de montrer l'effet d'une paroi courbe sur le champ de température.

La mesure a été réalisée en utilisant un thermocouple type K pour mesurer la température moyenne, et une sonde à courant constant pour mesurer les fluctuations de température. Ces deux appareils de mesure sont solidaires et espacés d'environ 5 millimètres. En chacun des points de mesure, on enregistre simultanément les signaux fournis par les deux appareils. On peut donc, à partir de ces signaux, extraire la température moyenne  $\langle T \rangle$  et les fluctuations rms de température  $\sqrt{\langle T'^2 \rangle}$ . On rappelle que l'opérateur  $\langle \dots \rangle$  représente la moyenne temporelle des signaux.

On indique sur les figures 3.13, 3.14 et 3.15 les cartographies respectives de température moyenne  $\langle T \rangle$ , fluctuations rms de température  $\sqrt{\langle T'^2 \rangle}$  et fluctuations d'indice acoustique  $\mu$ , obtenues lors des deux campagnes d'essais. On indique à chaque fois en pointillés noirs sur les deux figures la position de la grille n°3 (à droite) et de la grille n°4 (à gauche), ainsi que la position en points blancs des points de mesure utilisés. On notera la présence de la paroi courbe en traits noirs pleins lors de l'expérience de mars 2011.

Les cartographies de température moyenne et fluctuante réalisées montrent la présence d'effets de bords où la température décroît. Le long de la ligne de propagation, indiquée en pointillés noirs sur les figures, les fluctuations d'indice de réfraction sont en moyenne de 0.85 % et présentent peu de variation dans la direction de propagation, à 0.1 % près. La présence de la paroi diminue les fluctuations rms de température, en raison de l'inertie thermique du solide par rapport au fluide.

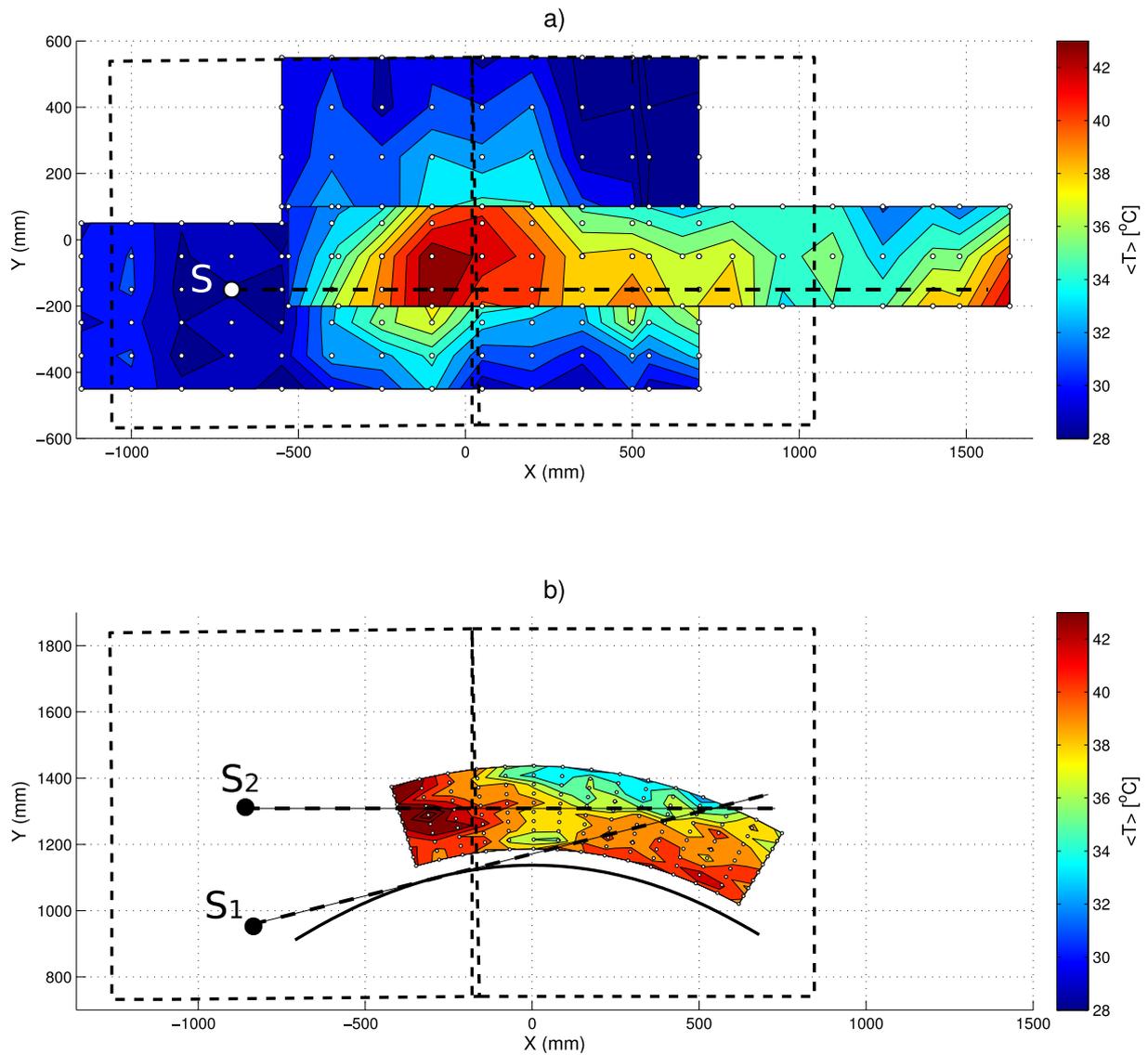


FIGURE 3.13: Température moyenne  $\langle T \rangle$  dans le plan  $(X, Y)$ . En couleurs : température moyenne  $\langle T \rangle$  (en  $^{\circ}C$ ). En noir pointillé : grilles 3 et 4. En points blancs : positions des points de mesure. En traits noirs pleins : géométrie de la paroi courbe (expérience de 2011 uniquement).

Figure du haut : résultats de l'expérience de février 2010. Figure du bas : résultats de l'expérience d'avril 2011.

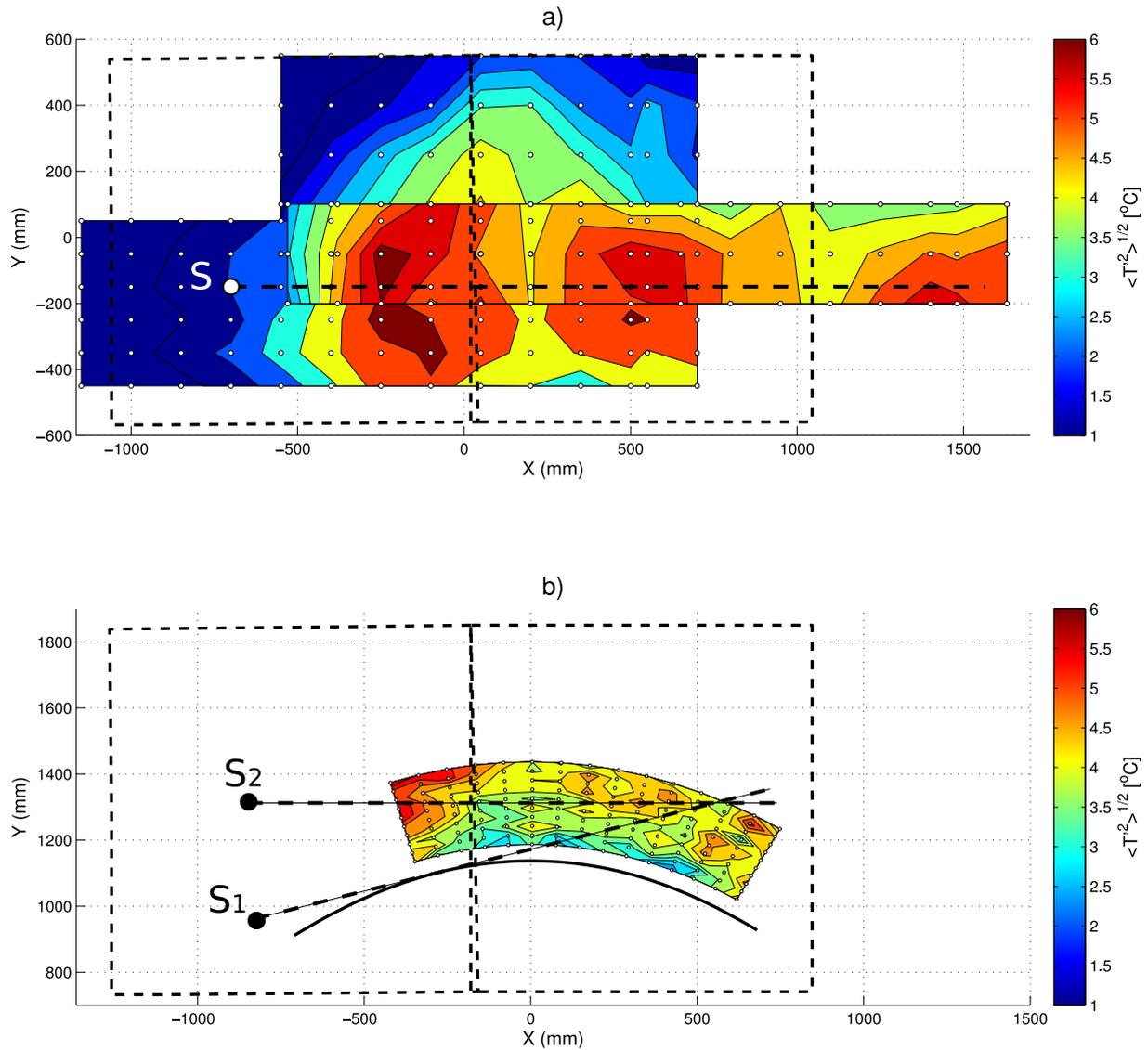


FIGURE 3.14: Fluctuations rms de température  $\sqrt{\langle T'^2 \rangle}$  dans le plan  $(X, Y)$ . En couleurs : fluctuations rms  $\sqrt{\langle T'^2 \rangle}$  (en  $^{\circ}\text{C}$ ). En noir pointillé : grilles 3 et 4. En points blancs : positions des points de mesure. En traits noirs pleins : géométrie de la paroi courbe (expérience de 2011 uniquement).

Figure du haut résultats de l'expérience de février 2010. Figure du bas : résultats de l'expérience d'avril 2011.

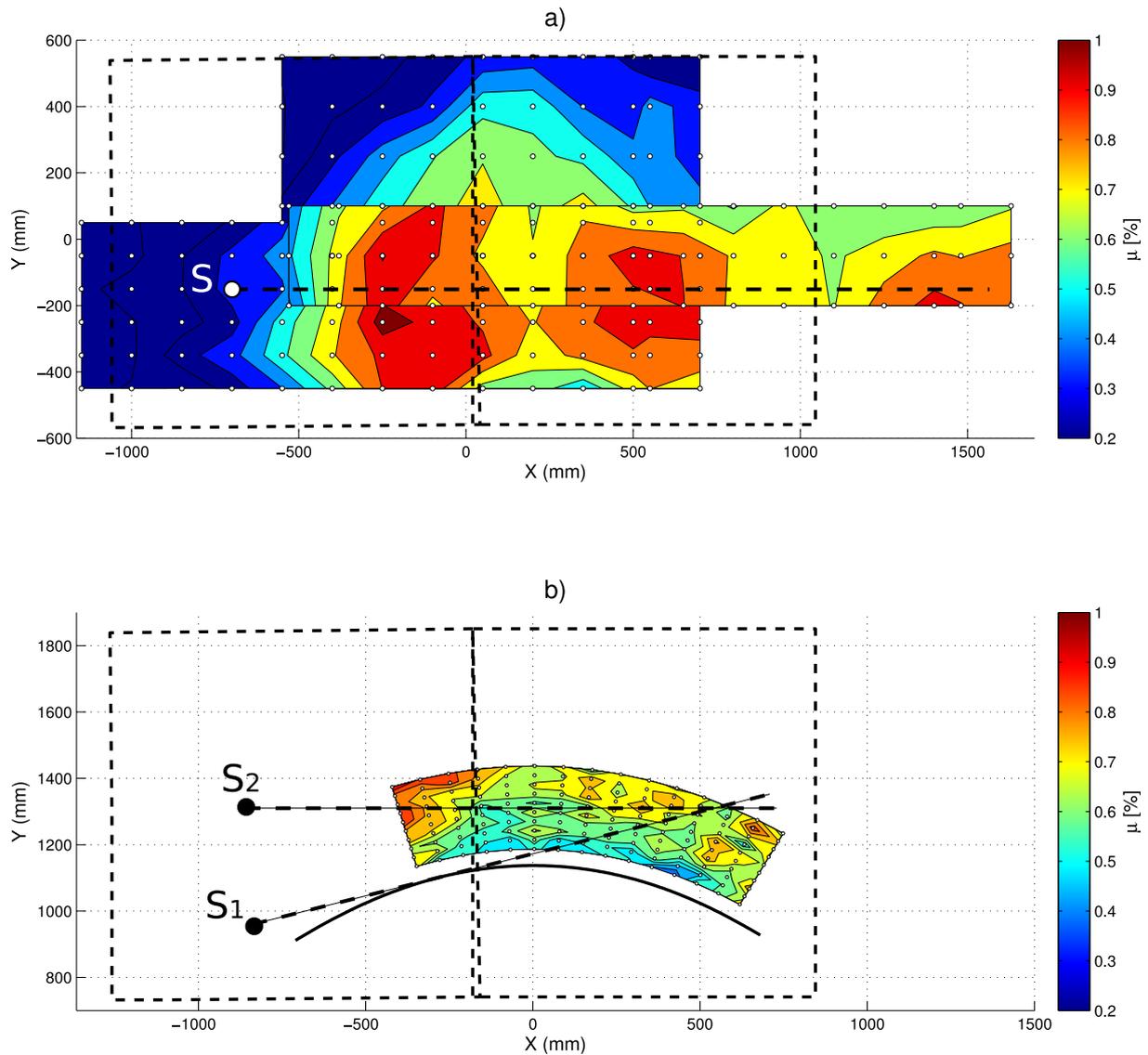


FIGURE 3.15: Fluctuations d'indice de réfraction acoustique  $\mu$  dans le plan  $(X, Y)$ . En couleurs : fluctuations d'indice  $\mu$  (en %). En noir pointillé : grilles 3 et 4. En points blancs : positions des points de mesure. En traits noirs pleins : géométrie de la paroi courbe (expérience de 2011 uniquement).

Figure du haut résultats de l'expérience de février 2010. Figure du bas : résultats de l'expérience d'avril 2011.

### 3.5 Conclusion

Deux campagnes de mesure ont été menées afin de caractériser la turbulence thermique issue de la grille de résistances chauffées. La première a permis de calculer la vitesse de convection des structures turbulentes, ainsi que l'échelle de corrélation des fluctuations turbulentes. Les valeurs obtenues sont très proches des résultats obtenus précédemment sur le même dispositif expérimental par différents auteurs. Nous avons pu montrer qu'un modèle de von Kármán modifié permet de décrire avec un excellent accord le spectre des fluctuations d'indice de réfraction acoustique.

Dans le plan horizontal utilisé ultérieurement pour les mesures acoustiques, les cartographies de température moyenne et fluctuante réalisées sans paroi courbe montrent peu de variations des fluctuations d'indice de réfraction le long de la ligne de propagation. La présence de la paroi diminue fortement les fluctuations d'indice de réfraction à proximité de la frontière solide.

Les caractéristiques de la turbulence ne présentent en définitive pas de différences majeures par rapport aux résultats antérieurs obtenus sur ce dispositif expérimental par d'autres auteurs (Blanc-Benon, 1987, Wasier, 1999). Ces mesures ont cependant permis de préciser les modifications apportées au champ de turbulence par l'ajout d'une paroi courbe. On utilisera donc ce dispositif dans la suite de la thèse dans différentes configurations afin d'étudier la propagation des ondes de choc à travers la turbulence thermique.



## Chapitre 4

# Propagation d'ondes de choc en champ libre : analyse statistique de l'influence de la turbulence

### 4.1 Introduction et objectifs

L'objet de ce chapitre est l'étude de la propagation d'ondes de choc (issues de la source à arcs électriques) à travers une turbulence thermique. Ce travail est motivé en partie par les études sur la propagation du bang sonique dans l'atmosphère. Il n'est cependant pas question ici de reproduire à échelle réduite la propagation du bang sonique, mais d'étudier à l'échelle du laboratoire les différents effets intervenant lors de la propagation d'impulsions sonores de forte amplitude ( $\sim 1000$  Pa) et de courte durée ( $\sim 50 \mu s$ ) à travers un milieu turbulent, les études du bang sonique (voir par exemple (Maglieri, 1967, Maglieri *et al.*, 1969), et en France (Pichon *et al.*, 2002)), et notamment les constatations sur la variabilité des formes d'onde mesurées au sol servant de point de départ.

A titre d'exemple, des résultats de mesure (Maglieri *et al.*, 1969) de bang sonique sont reproduits sur la figure 4.1. Cette figure indique les mesures de bang sonique émis par un chasseur de type F-104 en vol rectiligne à vitesse constante. La mesure est réalisée au sol, le long d'une antenne de microphones orientée dans la direction du vol. Ces mesures mettent en évidence une grande variabilité dans les formes d'onde mesurées au sol. Cette variabilité intervient dans la forme générale de l'onde, aussi bien que sur le niveau de pression, le temps de montée du choc ou encore la durée de l'onde. La turbulence atmosphérique est donnée pour responsable de cette variabilité (Pierce, 1989, Wanner *et al.*, 1972, Raspét *et al.*, 1994b, Plotkin *et al.*, 2005).

Pour décrire l'effet de cette variabilité, les formes d'onde mesurées au sol ont été classées en différentes catégories. Ces catégories ont ensuite été utilisées par Pierce (1968), ainsi que Raspét *et al.* (1994b) qui les identifient par des lettres :

- N : Onde en  $N$ , n'ayant subi quasiment aucune modification par le milieu de propagation
- R : Onde en  $N$  arrondie ("rounded"), dont le pic de pression est moins marqué (voir par exemple la forme d'onde n°9 de la figure 4.1)
- P (ou U) : Onde présentant un pic de pression sur chacun des sauts de pression, lui conférant la forme d'un U (voir par exemple la forme d'onde n°6 de la figure 4.1)

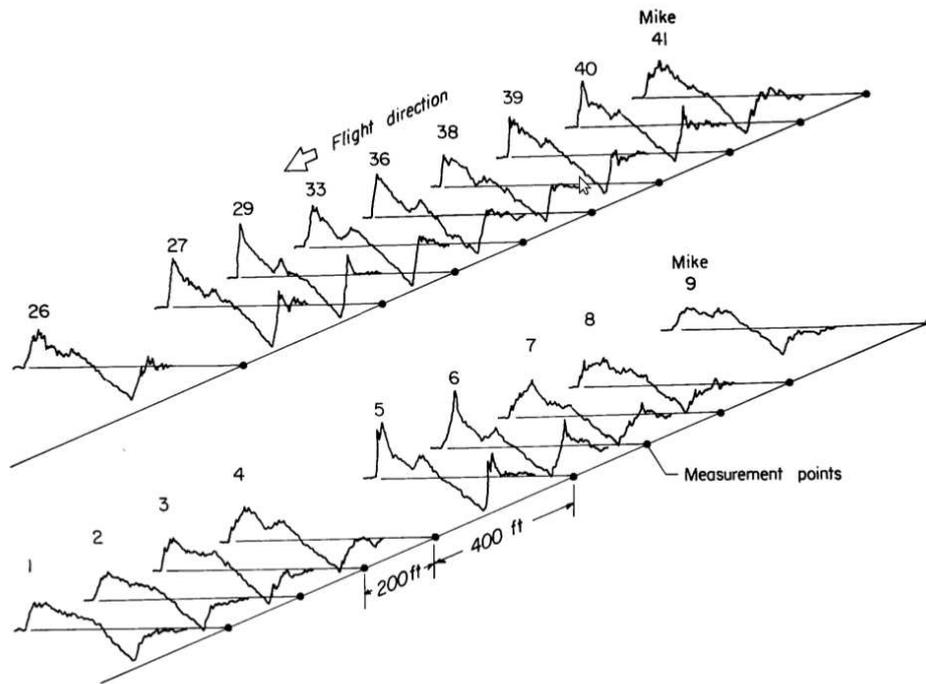


FIGURE 4.1: Mesures du bang sonique émis par un chasseur de type F-104 en vol rectiligne à vitesse constante. Les formes d'onde sont mesurées pour un même vol, par une antenne de microphones au sol orientée dans la direction du vol. Image reproduite de Maglieri *et al.* (1969).

- S : Onde présentant de multiples pics de pression ("spiked") (voir par exemple la forme d'onde n°41 de la figure 4.1)
- CO : Onde "destructurée", dont la forme a été fortement modifiée par la turbulence

Dans le cadre de la lutte contre les nuisances sonores liées à l'aviation supersonique, des études de perception auditive ont mis en évidence l'influence du pic de pression de l'onde, de son temps de montée ainsi que de la durée de l'onde (Niedzwiecki & Ribner, 1978, Rabau *et al.*, 2011). Dans le but de réduire les nuisances sonores, des études de minimisation du bang sonique ont été menées (Darden, 1975, 1979, Seebass, 1998, Alauzet & Mohammadi, 2003). Ces études ont conduit à chercher de nouvelles formes pour l'avion de façon à réduire le pic de pression et augmenter le temps de montée. Des études dans ce sens ont également été menées dans le cadre de projets européens (HISAC, SOBER). Au-delà des études de minimisation de bang sonique, une des questions est de savoir si la minimisation du bang sonique résiste à la traversée de la couche limite turbulente atmosphérique. Il est donc intéressant de quantifier l'effet de la turbulence sur les variations aléatoires des paramètres de l'onde de pression.

Lors des expériences de propagation acoustique dans l'atmosphère, les conditions expérimentales ne peuvent être ni suffisamment caractérisées ni contrôlées. Une alternative est la réalisation d'expériences à l'échelle du laboratoire, durant lesquelles le milieu de propagation est parfaitement contrôlé. Ces expériences permettent en outre de comparer des mesures réalisées sans turbulence, et avec turbulence, ce qui est impossible dans l'atmosphère. C'est pourquoi des expériences à l'échelle du laboratoire ont été menées (Lipkens & Blackstock, 1998b, Ollivier & Blanc-Benon, 2004, Ollivier *et al.*, 2007, Averiyanov *et al.*, 2011b, Yuldashev, 2011) pour déterminer l'influence de la turbulence sur les paramètres de l'onde. Ces études utilisaient une

source à étincelle afin de générer des ondes en  $N$ , la turbulence étant par ailleurs soit vectorielle (turbulence de vitesse), soit scalaire (turbulence thermique). Les caractéristiques de la turbulence étaient contrôlées afin de s'assurer de certaines hypothèses, notamment le fait qu'elle soit pleinement développée et qu'elle puisse être décrite par un modèle de spectre connu. Ce type d'expérience a pu montrer d'une part que l'effet de la turbulence est de réduire le niveau de pression moyen. D'autre part des ondes dont le niveau de pression a été fortement amplifié d'un facteur 3 à 4 ont pu être observées lors de ces expériences. Cet effet a été relié aux grandes échelles de la turbulence, agissant de façon aléatoire comme des lentilles convergentes (Davy & Blackstock, 1970). Parallèlement, les auteurs ont pu montrer que la turbulence augmente fortement le temps de montée du choc. A l'inverse, cet effet a été lié aux petites échelles de la turbulence, causant la perte de cohérence des hautes fréquences de l'onde (Pierce, 1972). Des expériences ont également été menées dans l'eau (Ganjehi *et al.*, 2008), en utilisant un réseau d'inhomogénéités solides. Le caractère déterministe de ce type d'expérience a permis d'effectuer des mesures dans les zones de focalisation. Des simulations numériques ont été réalisées afin de reproduire les effets observés lors des expériences à l'échelle de l'atmosphère (Kelly *et al.*, 2000, Blanc-Benon *et al.*, 2002, Marchiano & Coulouvrat, 2003, Averiyarov *et al.*, 2011a, Coulouvrat, 2000a, Dagrau *et al.*, 2011). Ces simulations ont permis de détailler les phénomènes de focalisation et défocalisation de l'onde de pression. On notera d'autre part l'existence de modèles utilisant des filtres dans le domaine temporel pour reproduire les effets de la turbulence (Locey, 2008). Enfin, l'effet de la turbulence peut être reproduit en sommant les contributions d'un nombre fini de structures turbulentes (Raspet *et al.*, 1994a).

L'objectif de ce chapitre de thèse est d'établir expérimentalement les statistiques des paramètres principaux de l'onde en  $N$ , pour plusieurs distances de propagation à travers la turbulence. On cherchera notamment à comparer ces statistiques à des lois classiques. Dans ce cadre, on propose d'étendre à la turbulence thermique une approche menée récemment pour la turbulence cinématique (Averiyarov *et al.*, 2011b). On cherchera également à analyser les zones de focalisation de l'onde de pression. En effet, la focalisation de l'onde de pression génère une gêne supplémentaire en raison de l'augmentation du niveau de pression. Nous nous intéresserons à la taille de ces zones qui fixe l'étendue spatiale de la zone de fortes nuisances. Enfin, les mesures réalisées dans ce chapitre de thèse serviront de référence pour le chapitre 6.

## 4.2 Description des expériences réalisées

Une expérience de propagation dans la turbulence à l'échelle du laboratoire a été réalisée. Une onde de choc est générée par le claquage d'une étincelle, dont l'écart inter-électrodes est de 20 mm (voir la figure 4.2). La forme de l'onde ainsi générée a été étudiée en détails dans le chapitre 1. L'onde de pression se propage alors à travers une zone de turbulence thermique. La turbulence est obtenue au moyen d'une grille de résistances chauffées, générant des inhomogénéités de température dans un plan horizontal. La turbulence issue de la grille de turbulence a été étudiée en détails dans le chapitre 3. Le spectre d'une telle turbulence peut être obtenu avec un excellent accord avec un spectre de von Kármán modifié, comme indiqué dans le chapitre 3. L'onde de pression, déformée par la turbulence, est mesurée pour plusieurs distances de propagation  $r$  à l'aide d'une ligne comprenant 7 microphones 1/8" (Brüel & Kjør type 4138 et G.R.A.S. type 40DP) préalablement étalonnés au moyen de la méthode présentée dans le chapitre 2.

Deux séries de mesure indépendantes ont été effectuées, avec un écart de 1 cm puis 2 cm entre les microphones. Deux amplificateurs Brüel & Kjær Nexus sont utilisés, dont les réponses en fréquence ont été étendues en modifiant les composants électronique, de telle sorte que leur fréquence de coupure (-3 dB à 200 kHz) soit supérieure à celle des microphones de mesure.

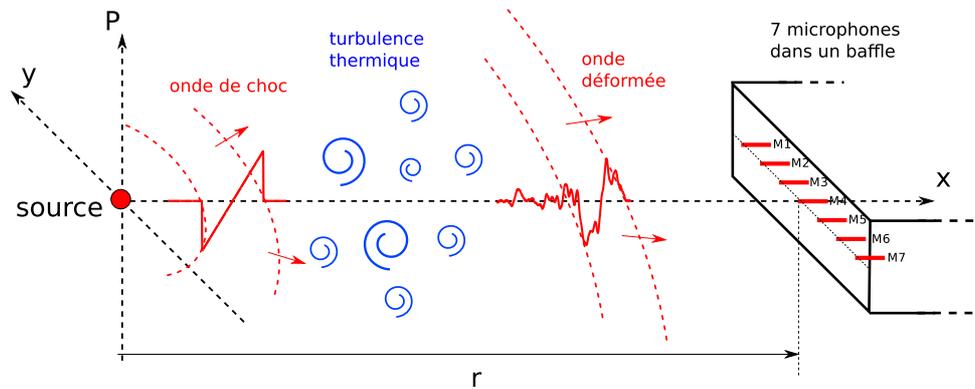


FIGURE 4.2: Schéma de l'expérience réalisée. L'onde de choc émise par la source à étincelles est modifiée durant sa propagation à travers la turbulence thermique. L'onde de pression résultante est mesurée à une distance  $r$  grâce à une ligne de 7 microphones, montés affleurants dans un baffle.

Dans le cadre de cette thèse, un nouveau banc de déplacement a été mis en œuvre. Comme le montre le schéma de la figure 4.3, ce banc comprend 3 axes linéaires permettant un déplacement dans la direction longitudinale  $x$ , transversale  $y$  et verticale  $z$ , ainsi qu'un axe rotatif permettant de régler l'orientation  $\theta$  (voir également la photographie de la figure 4.4). La structure métallique porteuse permet également de fixer la source à arcs électriques, et, le cas échéant, une frontière plane ou courbée (voir le chapitre 6). Le positionnement des microphones de mesure est alors assuré par le bras vertical, dont la position relative par rapport à la source et à une éventuelle frontière est alors connue. Le pilotage de ce banc de déplacement est réalisé au moyen du logiciel Labview, dont les fonctions dédiées ont été spécialement développées pendant la thèse. De plus, une application Labview a été conçue pendant la thèse afin de pouvoir réaliser les mesures acoustiques de façon automatique à partir d'une liste de positions  $(x, y, z, \theta)$  définie à l'avance. Cette approche permet de rendre le positionnement des microphones plus précis, tout en rendant l'expérience reproductible.

Lors des deux séries de mesure, l'onde de pression a été mesurée pour plusieurs distances  $r$  comprises entre 25 cm et 1.75 m. On s'intéresse dans la suite de ce chapitre au pic de pression  $P_{max}$ , au temps d'arrivée  $t_{arr}$  de l'onde, et au temps de montée  $\tau$  du choc avant. Les valeurs de référence pour le pic de pression  $P_{ref}$  et pour le temps de montée  $\tau_{ref}$ , mesurées sans turbulence, sont indiquées dans le tableau 4.1. Il est à noter que, sans turbulence, 100 ondes ont été enregistrées pour chaque distance  $r$ , ce qui permet d'estimer les écart-types et les valeurs moyennes sans turbulence. Avec turbulence, 1000 ondes de pression ont été enregistrées par chaque microphone, afin d'effectuer une analyse statistique plus détaillée. Les écarts type mesurés sans turbulence sont indiqués dans le tableau 4.1. Ceux-ci sont très faibles, la source utilisée est donc bien reproductible, comme on l'a vu lors du chapitre 1. Les valeurs  $P_{ref}$  et  $\tau_{ref}$  seront utilisées dans la suite de ce chapitre comme valeurs de référence afin de montrer l'effet de la turbulence.

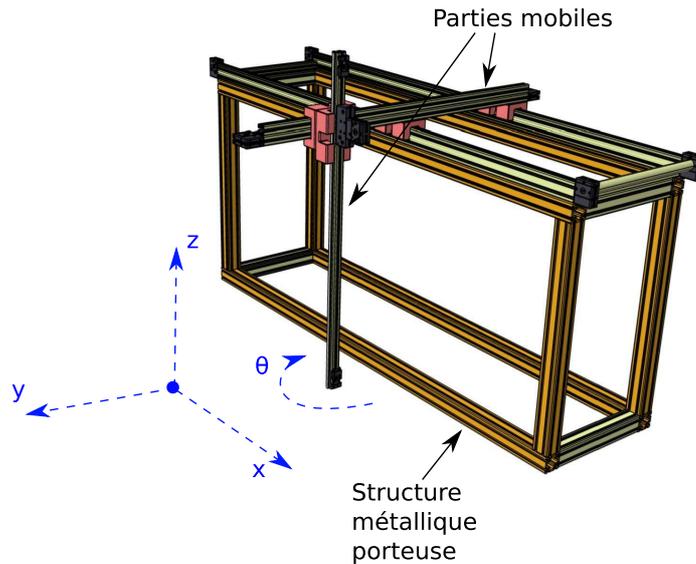


FIGURE 4.3: Schéma du système de positionnement, permettant trois déplacements linéaires  $x$ ,  $y$  et  $z$ , et une rotation  $\theta$  dans le plan horizontal. Les parties mobiles sont supportées par une structure métallique porteuse.

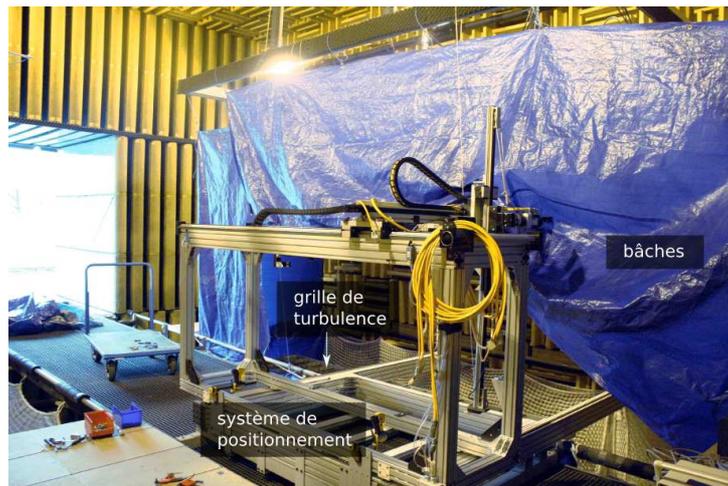


FIGURE 4.4: Photographie de l'expérience de propagation en champ libre. Des poutres permettent de coulisser le système de positionnement pour le présenter au-dessus de la grille de turbulence. Sur cette image, le système de positionnement est en position retirée. Des bâches ont été montées pour protéger des courants d'air.

### 4.3 Distorsion des ondes de choc

Dans ce paragraphe, on présente des formes d'onde mesurées lors de l'expérience par un seul microphone à la distance  $r = 1600$  mm après propagation à travers la turbulence. Chaque forme d'onde a été obtenue pour une étincelle, et donc pour une réalisation différente du milieu aléatoire.

Quatre exemples de formes d'onde ont été tracés sur la figure 4.5 (en lignes rouges), ainsi que la forme d'onde mesurée à la même distance sans turbulence (en lignes noires pointillées). La pression  $p$  est adimensionnée par le niveau de référence  $P_{ref}$  mesuré sans turbulence. Les

$r$ [mm]	$P_{ref}$ [Pa]	$\sigma_{P_{ref}}$ [Pa]	$\tau_{ref}$ [ $\mu$ s]	$\sigma_{\tau_{ref}}$ [ns]
250	1170	11.0	2.59	16
400	675	9.1	2.62	14
550	460	5.4	2.64	16
700	350	5.2	2.66	17
850	280	4.3	2.68	24
1000	225	3.2	2.70	12
1150	190	2.7	2.72	21
1300	165	1.6	2.74	18
1450	140	1.6	2.78	19
1600	130	1.2	2.81	22
1750	115	1.5	2.82	25

TABLE 4.1: Valeurs de références du pic de pression  $P_{ref}$ , et du temps de montée  $\tau_{ref}$ , mesurés sans turbulence en fonction de la distance  $r$ . Les écarts-type de  $\sigma_{P_{ref}}$  et  $\sigma_{\tau_{ref}}$ , respectivement du pic de pression et du temps de montée sont également indiqués.

temps d'arrivée changent d'une onde à l'autre, en raison d'une modification du chemin parcouru par l'onde de pression d'un tir d'étincelle à l'autre. La différence de temps d'arrivée constatée systématiquement entre le cas sans turbulence et le cas avec turbulence (environ 200  $\mu$ s) est due pour l'essentiel à l'augmentation de la température moyenne causée par le chauffage. En raison du principe de Fermat ("La nature agit toujours par les voies les plus courtes et les plus simples"), la présence de turbulence diminue également le temps de trajet de l'onde. Dans le cas de la turbulence thermique, cette seconde contribution est toutefois mineure. Une grande variabilité des formes d'onde a pu être mise en évidence. De façon similaire aux mesures réalisées en extérieur sur des bangs soniques, les formes d'onde suivantes ont pu être enregistrées :

- Ondes "en U", avec un fort niveau de pression
- Ondes avec des pics multiples
- Ondes avec un temps de montée important
- Ondes arrondies, avec un niveau de pression faible

De très fortes distortions peuvent être observées, comme c'est le cas pour les ondes en U typiques des ondes en  $N$  focalisées, avec une amplification du niveau de pression (figure 4.5a). On observe également des ondes avec plusieurs chocs (figure 4.5b), avec un temps de montée augmenté (figure 4.5c), ou encore des formes d'onde arrondies avec une faible amplitude (figure 4.5d). Ces variations seront discutés en détails du point de vue statistique dans la suite de ce chapitre. De plus, nous avons pu observer quelques ondes ayant leur pic de pression le plus important situé sur la partie arrière de l'onde. Enfin, l'onde en  $N$  non déformée par rapport au cas sans turbulence peut également être observée. Ces deux derniers cas n'ont pas été tracés sur ces exemples.

L'amplitude des spectres a été tracée en rouge sur la figure 4.6. L'amplitude des spectres a été normalisée par le maximum du spectre sans turbulence mesuré au même endroit, qui est tracé en noir sur la même figure. Dans le cas des ondes en U avec une amplitude augmentée, on note une amplification de 7 dB environ des hautes fréquences au-delà de 40 kHz, comme le montre la figure 4.6a. Les autres cas (figures 4.6b à 4.6d) présentent une atténuation dans toute la gamme de fréquence, avec des minima causés par des interférences entre plusieurs arrivées

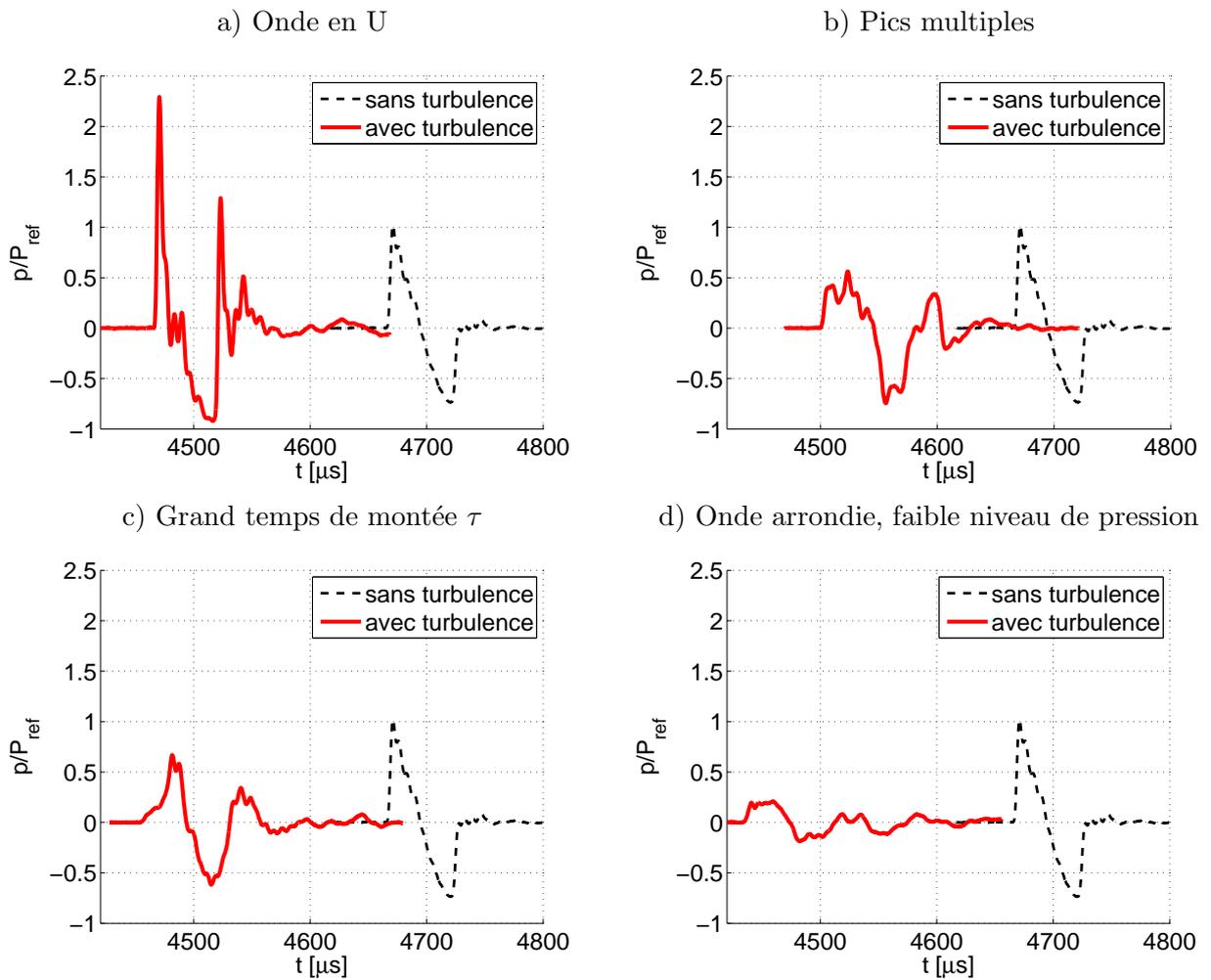


FIGURE 4.5: Lignes rouges : formes d'onde mesurées en  $r = 1600$  mm avec turbulence. Ligne noires pointillées : forme d'onde de référence mesurée à la même distance de la source. Le niveau de pression est normalisé par le niveau de référence  $P_{ref}$  mesuré sans turbulence.

successives.

Une mesure simultanée de plusieurs ondes a été faite en utilisant la ligne de microphones schématisée sur la figure 4.2. En particulier, au voisinage d'une zone de focalisation de l'onde, la figure 4.7 présente les formes d'onde mesurées avec la ligne de microphones espacés de 2 cm dans la direction  $y$ . Les formes d'onde sont tracées en fonction de la distance  $x$ , en utilisant la vitesse moyenne du son déduite des mesures de température lors de l'expérience. Les couleurs représentent le niveau de pression normalisé  $p/P_{ref}$ . Le microphone M6, placé en  $y = -40$  mm, a enregistré une forme d'onde "en U" dont le niveau de pression est 2.5 fois plus élevé que sans turbulence. Les microphones adjacents ont mesuré des formes d'onde avec pics multiples. Par exemple, le microphone M1 situé en  $y = 60$  mm indique des pics multiples, avec une amplitude de 0.8 environ. Les oscillations présentes sur cette forme d'onde sont dues pour partie au filtrage par le microphone de mesure, comme cela a pu être détaillé dans les chapitre 1 et 2, et pour partie à des arrivées successives. L'analyse des oscillations à la période de résonance du microphone a permis d'identifier deux arrivées principales sur les microphones M1 à M4. Ces arrivées ont été indiquées en traits rouges sur la figure 4.7. On note une grande ressemblance avec des résultats de simulations obtenus par Coulouvrat (2000a), Dagrau *et al.* (2011), Marchiano &

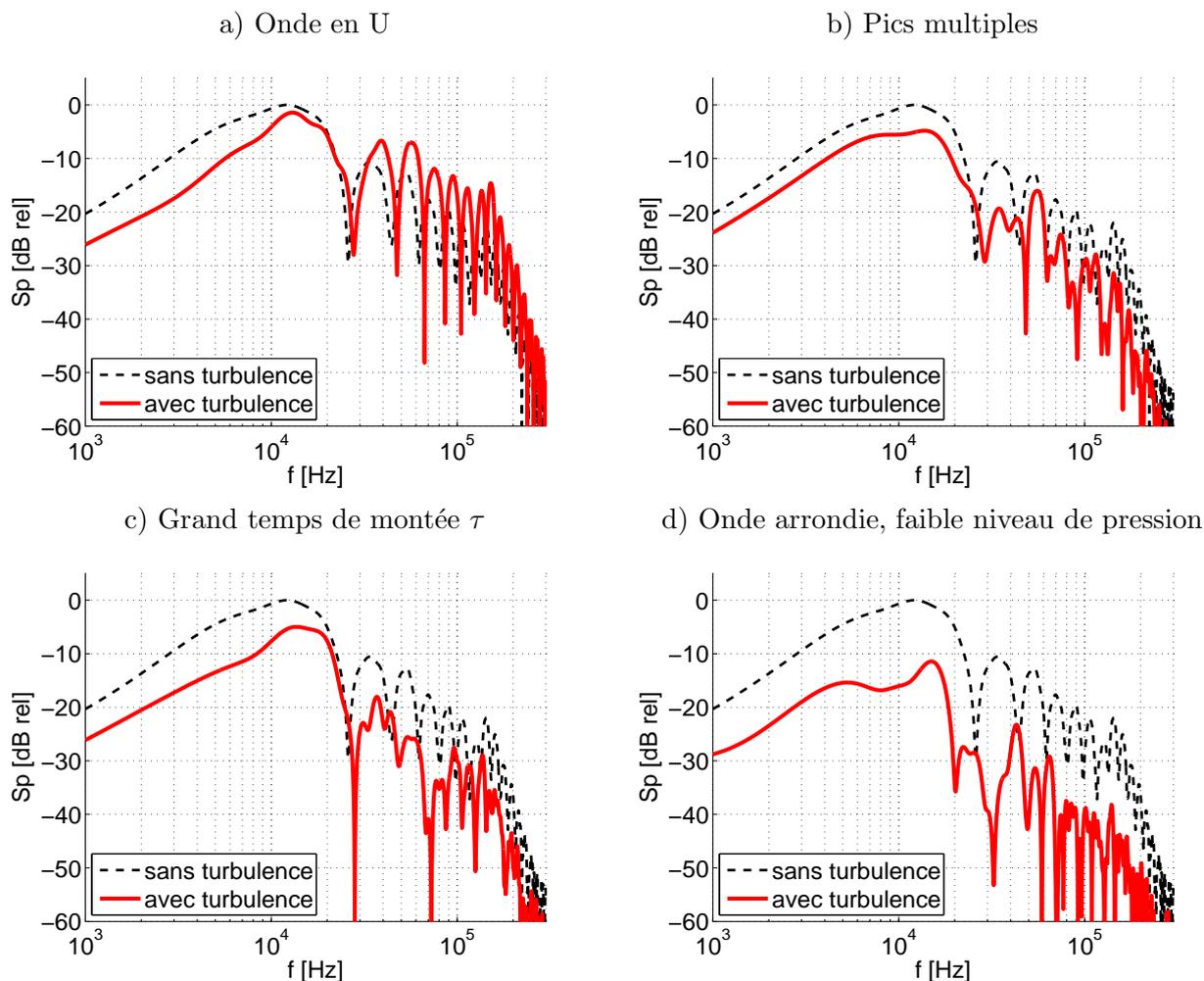


FIGURE 4.6: Spectres des formes d'onde de la figure 4.5. L'amplitude des spectres a été normalisée par le maximum des spectres sans turbulence.

Coulouvrat (2003), et Averiyarov *et al.* (2011a), qui ont montré qu'à l'extérieur de la zone de focalisation les formes d'onde présentent des arrivées multiples en raison du repliement du front d'onde ayant causé la focalisation.

Ce type de repliement a également pu être observé par Hesselink & Sturtevant (1988), qui ont pu, à l'aide d'un système optique, visualiser la propagation d'ondes de choc dans un milieu aléatoire composé d'hélium et de dichlorodifluorométhane. Dans la turbulence thermique, les visualisations de l'onde de pression sont impossibles par la méthode d'ombroscopie Schlieren utilisée dans les chapitres précédents, car les fluctuations d'indice optique proviennent majoritairement des fluctuations de température. On se base donc sur les mesures microphoniques pour déterminer la structure de l'onde de pression dans l'air au voisinage d'une focalisation aléatoire.

Une estimation de la largeur des zones de focalisation dans la direction  $y$  a été effectuée expérimentalement. Une telle estimation a été effectuée au moyen de simulations numériques (Marchiano & Coulouvrat, 2003, Averiyarov *et al.*, 2011a, Yuldashev, 2011), et grâce à des expériences réalisées dans l'eau par Ganjehi *et al.* (2008), mais il n'existe à notre connaissance pas d'estimation expérimentale de la taille des zones de focalisation des ondes de choc dans l'air turbulent. Nous avons donc enregistré un grand nombre d'ondes de choc après propagation dans

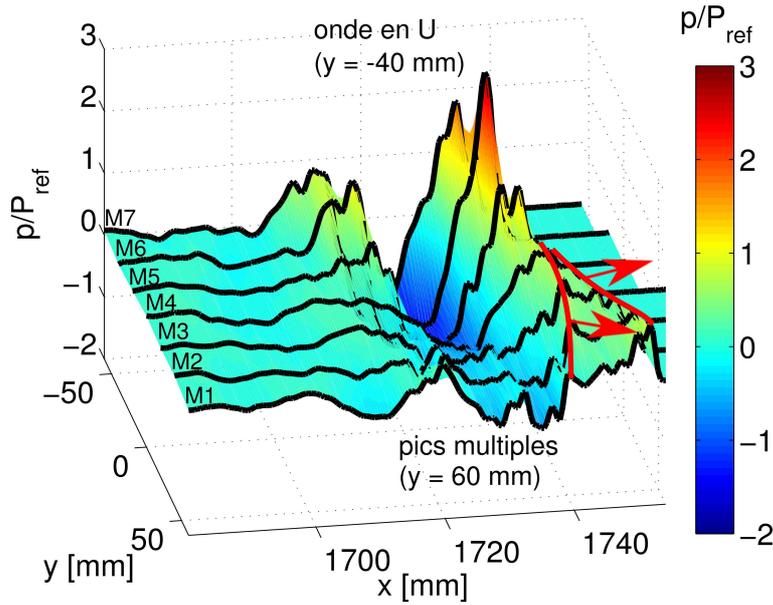


FIGURE 4.7: Mesure de l'onde de pression  $p/P_{ref}$  au voisinage d'une focalisation, obtenue grâce à la ligne de 7 microphones espacés de 2 cm dans la direction  $y$ .

la turbulence (4000 ondes par distance  $r$ , avec les microphones séparés soit de 1 cm, soit de 2 cm dans la direction  $y$ ). Il est donc possible d'observer plusieurs types de situation, et en particulier des focalisations aléatoires. Pour chaque enregistrement présentant une focalisation, la largeur de la zone de focalisation a été estimée dans la direction transverse  $y$ .

La figure 4.8a est une vue de dessus de la figure 4.7, elle présente le champ de pression dans le plan  $(x, y)$ . Comme indiqué sur cette image, la largeur  $\Delta y_{focus}$  est définie comme la largeur où le niveau de pression normalisé excède 2. Par exemple, si deux microphones mesurent un niveau de pression supérieur à 2 fois le niveau de référence, alors  $\Delta y_{focus}$  vaut deux fois l'écartement entre les microphones. Ainsi, la résolution d'une telle estimation dépend de l'écart entre les microphones, soit 1 cm ou 2 cm. La valeur moyenne  $\langle \Delta y_{focus} \rangle$  de la largeur de focalisation est tracée sur la figure 4.8b en fonction de la distance  $r$  (où l'opérateur  $\langle \dots \rangle$  représente la moyenne d'ensemble). Pour des petites distance de propagation  $r < 500$  mm, aucune focalisation n'a été observée. Pour des distance intermédiaires comprises entre  $r = 500$  mm et  $r = 1000$  mm,  $\langle \Delta y_{focus} \rangle$  croît avec la distance  $r$ . Sa valeur est constante au-delà  $r = 1000$  m et  $\langle \Delta y_{focus} \rangle = 20$  mm, soit environ la valeur de la longueur d'onde incidente qui est dans notre cas de l'ordre de 2 cm (voir le chapitre 1). De surcroît, il est possible d'observer à grande distance de la source des taches de focalisation très étendues, avec des valeurs jusqu'à 60 mm, soit environ 3 fois la longueur d'onde incidente (environ 2 cm).

Dans ce paragraphe, la distorsion des formes d'onde causée par la turbulence thermique a été observée, en particulier des formes d'onde en U ayant subi une focalisation. Au voisinage de ces focalisations, l'expérience menée a permis de mesurer des formes d'onde présentant des arrivées multiples en raison du repliement du front d'onde, en accord avec les simulations numériques référencées dans la littérature. L'analyse de chacune des images présentant une focalisation montre qu'à partir de 1 m de propagation (soit 50 fois la longueur d'onde incidente, ou 7 fois l'échelle intégrale de la turbulence), leur largeur dans la direction transverse ne dépend plus de la distance

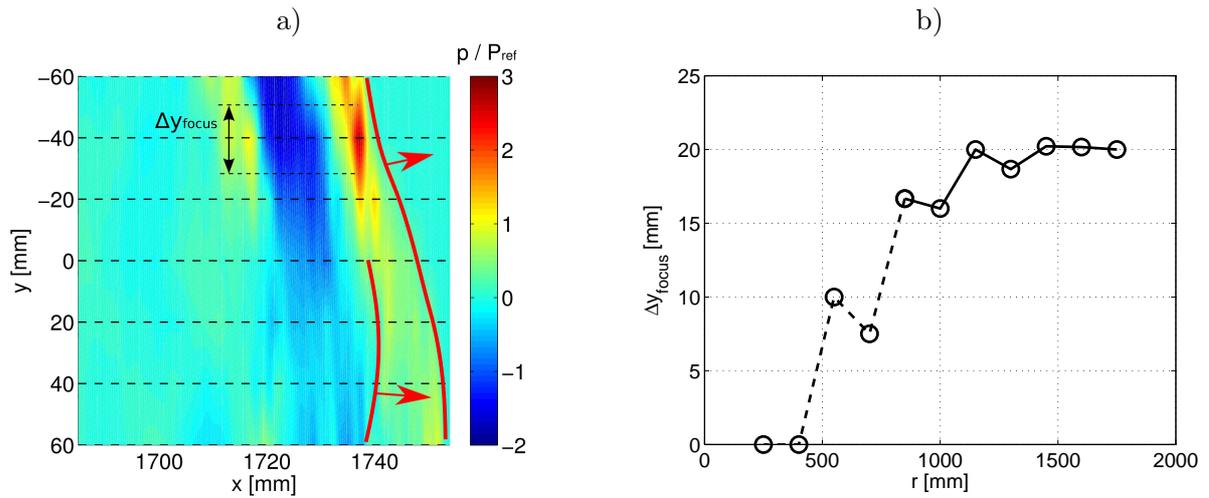


FIGURE 4.8: (a) Vue de dessus de la figure 4.7, où une tache de focalisation de largeur  $\Delta y_{focus}$  est observée. (b) Largeur moyenne  $\langle \Delta y_{focus} \rangle$  des taches de focalisation mesurée dans la direction transverse  $y$ , en fonction de la distance  $r$ .

de propagation et vaut environ une fois la longueur d'onde.

On s'intéresse dans la suite de ce chapitre aux aspects statistiques des paramètres de l'onde de pression (temps et angle d'arrivée, pic de pression, temps de montée).

## 4.4 Paramètres de l'onde de pression : aspects statistiques

### 4.4.1 Temps d'arrivée $t_{arr}$ de l'onde de pression

Les fluctuations de temps d'arrivée donnent une information quantitative sur l'effet cumulé de la turbulence sur tout le trajet de l'onde. Le temps d'arrivée moyen  $\langle t_{arr} \rangle$  de l'onde est déterminé en pratique lorsque la pression dépasse le seuil de 2% du pic de pression. Le temps d'arrivée moyen  $\langle t_{arr} \rangle$  est tracé sur la figure 4.9a en fonction de la distance  $r$ , en points rouges avec turbulence et en points noirs sans turbulence. Les traits pointillés rouge et noir représentent le temps d'arrivée théorique, déduit de la distance et de la vitesse du son estimée en fonction de la température. Comme on le constate sur la figure 4.9a, ces deux estimations sont en bon accord, avec une erreur de l'ordre de  $2\mu s$ . On constate sur la figure 4.9b que les fluctuations de temps d'arrivée sont de  $3\mu s$  sans turbulence, et croissent avec la distance de propagation  $r$  en présence de turbulence. À  $r = 1$  m, les fluctuations de temps d'arrivée sont de l'ordre de  $17\mu s$ .

L'incertitude sur la mesure du temps d'arrivée est liée d'une part aux fluctuations de température, dues à la turbulence thermique, et d'autre part à la fluctuation de distance liée à la fluctuation de la position de la source. On peut donc écrire  $\Delta t_{arr}/t_{arr} = \Delta r/r + \Delta T_{amb}/2T_{amb} = \Delta r/r + \mu$ , où  $T_{amb}$  représente la température locale et  $\mu$  les fluctuations d'indice de réfraction acoustique, qui ont été mesurées et sont de l'ordre de 0.8%. Si l'on suppose que l'effet dû aux fluctuations de la position de la source  $\Delta r$  est négligeable devant l'effet causé par la turbulence thermique, on obtient alors à une distance  $r = 1$  m une incertitude sur le temps d'arrivée de  $\Delta t_{arr} \simeq 21\mu s$ , qui est bien du même ordre de grandeur que l'écart-type mesuré à 1 m de la source.

On trace sur les figures 4.10a à 4.10i les répartitions statistiques de fluctuations de temps

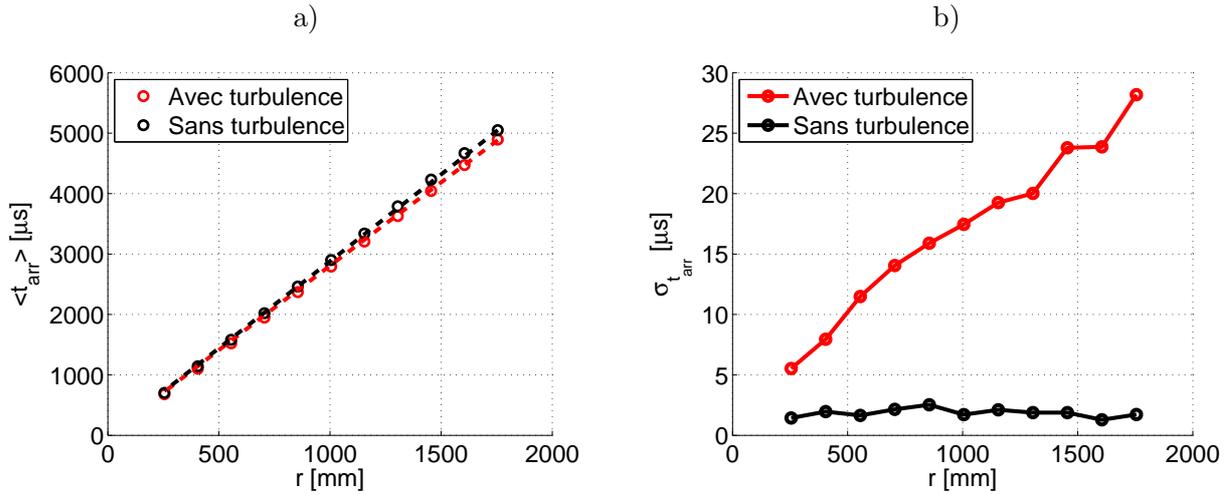


FIGURE 4.9: Temps d'arrivée moyen  $t_{arr}$  en fonction de la distance de propagation  $r$ . (—) : avec turbulence. (—) : sans turbulence.

a) Valeur moyenne  $\langle t_{arr} \rangle$ , calculée sur 1000 tirs de la source b) Écart-type  $std(t_{arr})$

d'arrivée  $t_{arr}^* = t_{arr} - \langle t_{arr} \rangle$ , pour plusieurs distances  $r$ . La distance la plus courte est indiquée en haut à gauche, tandis que la distance la plus longue est indiquée en bas à droite. Les mesures sont indiquées en histogrammes rouges, tandis qu'on trace en traits noirs l'évaluation de la densité de probabilité  $W$  au moyen d'une loi normale décrite par l'équation 4.1, où  $\sigma_{t_{arr}^*}$  représente l'écart-type des fluctuations de temps d'arrivée.

$$W_{t_{arr}^*} = \frac{1}{\sigma_{t_{arr}^*} \sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-t_{arr}^{*2}}{2\sigma_{t_{arr}^*}^2}\right) \quad (4.1)$$

On observe d'une part que les fluctuations de temps d'arrivée augmentent avec la distance de propagation. Il en résulte une diminution de la densité de probabilité  $W$  et l'étalement des histogrammes. D'autre part, cette répartition des fluctuations de temps d'arrivée peut être décrite avec un excellent accord par une loi normale, ce qui est en accord avec des résultats expérimentaux et théoriques obtenus par Blanc-Benon (1981) dans le cadre de l'acoustique linéaire.

#### 4.4.2 Angle d'arrivée $\theta$ de l'onde de pression

Un effet de la turbulence, mesurable lors de l'expérience, est de provoquer une déviation locale de l'onde de choc en raison des inhomogénéités de température. On définit alors l'angle d'arrivée  $\theta$  sur le schéma de la figure 4.11a. On fait l'hypothèse que le front d'onde, obtenu à partir de la mesure des temps d'arrivée, est localement plan. La turbulence cause une déviation aléatoire du front d'onde. On en déduit alors l'orientation de la normale, ce qui permet de calculer l'angle  $\theta$  pour chaque tir de la source. La figure 4.11b illustre cette méthode, pour une mesure en  $r = 1600$  mm. Sur cette figure, la position des microphones est indiquée en croix noires. La forme du front d'onde, estimée à partir de la mesure des temps d'arrivée en chacun des microphones, est tracée en traits rouges. Dans cet exemple, la normale au front d'onde forme un angle  $\theta$  de  $2.4^\circ$  avec la direction  $x$ .

On définit ici un angle moyen  $\alpha$  comme l'angle comprenant 90% des valeurs  $\theta$  mesurées par cette méthode. L'angle  $\alpha$  est tracé sur la figure 4.12 en fonction de la distance  $r$ . En l'absence

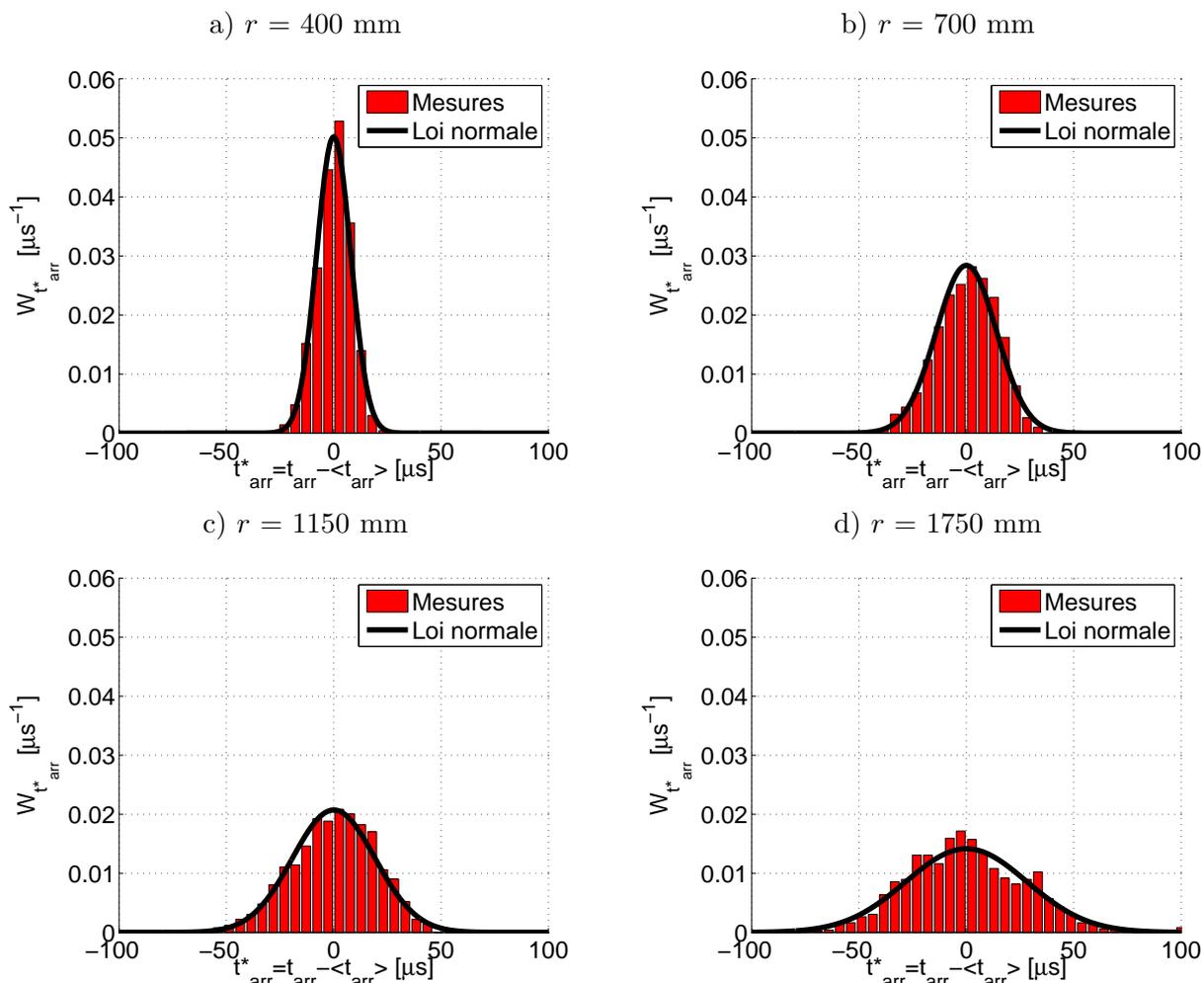


FIGURE 4.10: Densité de probabilité  $W_{t_{arr}^*}$  des fluctuations de temps d'arrivée  $t_{arr}^* = t_{arr} - \langle t_{arr} \rangle$ , représentée sous la forme d'histogrammes (largeur des classes :  $5.1 \mu\text{s}$ ). (■) : répartition mesurée sur 1000 tirs de la source. (—) : loi de répartition normale (voir l'équation 4.1).

de turbulence, l'angle moyen  $\alpha$  est inférieur à  $1^\circ$ . Avec turbulence, il augmente avec la distance. A 250 mm de la source, il vaut  $2.1^\circ$ , et il augmente jusqu'à  $10.5^\circ$  à 1600 mm de la source. Ces valeurs restent faibles, compatibles avec les hypothèses généralement effectuées que l'onde de pression n'est pas rétro-diffusée et se propage donc dans une direction privilégiée.

Les répartitions statistiques des valeurs mesurées de  $\theta$  sont tracées sur les figures 4.13a à 4.13i, pour les distances  $r$  comprises entre  $r = 400$  mm et  $r = 1750$  mm. Les répartitions mesurées sont tracées sous la forme d'histogrammes rouges. La courbe noire est issue d'une loi normale déduite de la moyenne et de l'écart-type expérimentaux (voir l'équation 4.1). On observe que ces répartitions sont à moyenne nulle. Ceci indique que la déviation par la turbulence est aléatoire et que la direction privilégiée est l'axe depuis la source. D'autre part, comme il a été vu sur la courbe 4.12, les répartitions statistiques s'évalent avec la distance, ce qui indique que la turbulence a un effet cumulatif avec la distance de propagation. Enfin, on note que cette répartition statistique peut être décrite avec un bon accord au moyen d'une loi normale.

À l'inverse, la mesure d'angles d'arrivée est utilisée dans la littérature comme un marqueur

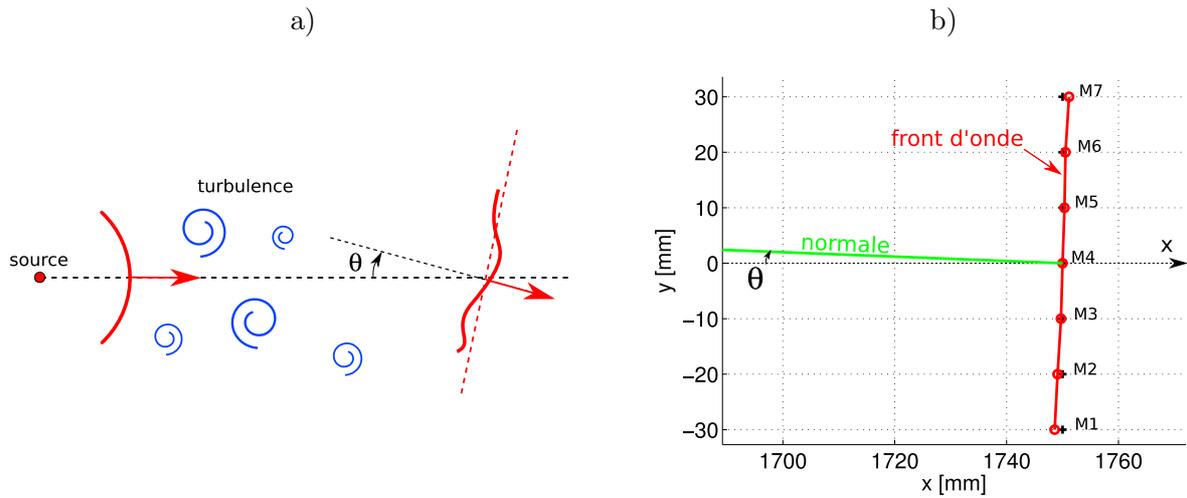


FIGURE 4.11: a) Définition de l'angle d'arrivée  $\theta$ . Après propagation dans la turbulence, le front d'onde est localement dévié d'un angle  $\theta$  par rapport à la direction de la source.  
 b) Pour un tir de la source à étincelle, exemple de reconstruction du front d'onde, et mesure de l'angle  $\theta$ . La position des microphones est indiquées en croix noires, tandis que la forme du front d'onde est en points et trait rouge. La normale au front d'onde est tracée en vert. La source, non visible sur cette figure, est en  $(0, 0)$ .

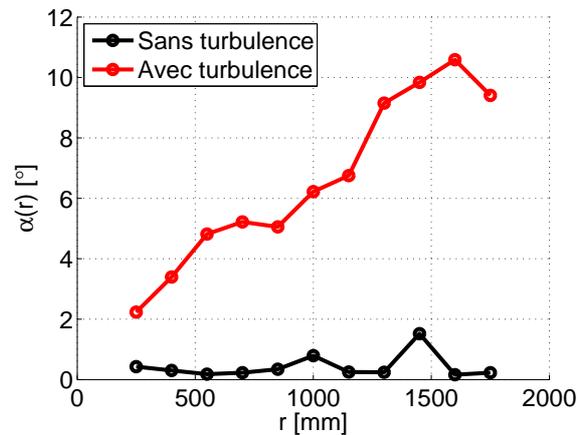


FIGURE 4.12: Angle  $\alpha$  en fonction de la distance  $r$  (en  $^\circ$ ). (—) : avec turbulence. (—) : sans turbulence.

des effets atmosphériques lors d'expériences de propagation extérieure. Par exemple, Wilson *et al.* (1999) a réalisé la mesure d'angles d'arrivée en utilisant une ligne de microphones afin de mettre en évidence la présence d'un gradient moyen de célérité du son. Dans le cas de notre expérience, on ne note pas de déviation moyenne par le champ de turbulence thermique. Ceci indique en pratique que les inhomogénéités de température moyenne constatées dans le chapitre 3 (voir en particulier la figure 3.13) sont suffisamment faibles pour qu'une déviation par le gradient de température moyenne soit indécélable par cette méthode.

#### 4.4.3 Pic de pression $P_{max}$

Le pic de pression  $\langle P_{max} \rangle / P_{ref}$ , normalisé par rapport aux valeurs mesurées sans turbulence, est tracé sur la figure 4.14a en fonction de la distance de propagation  $r$ . On note que la

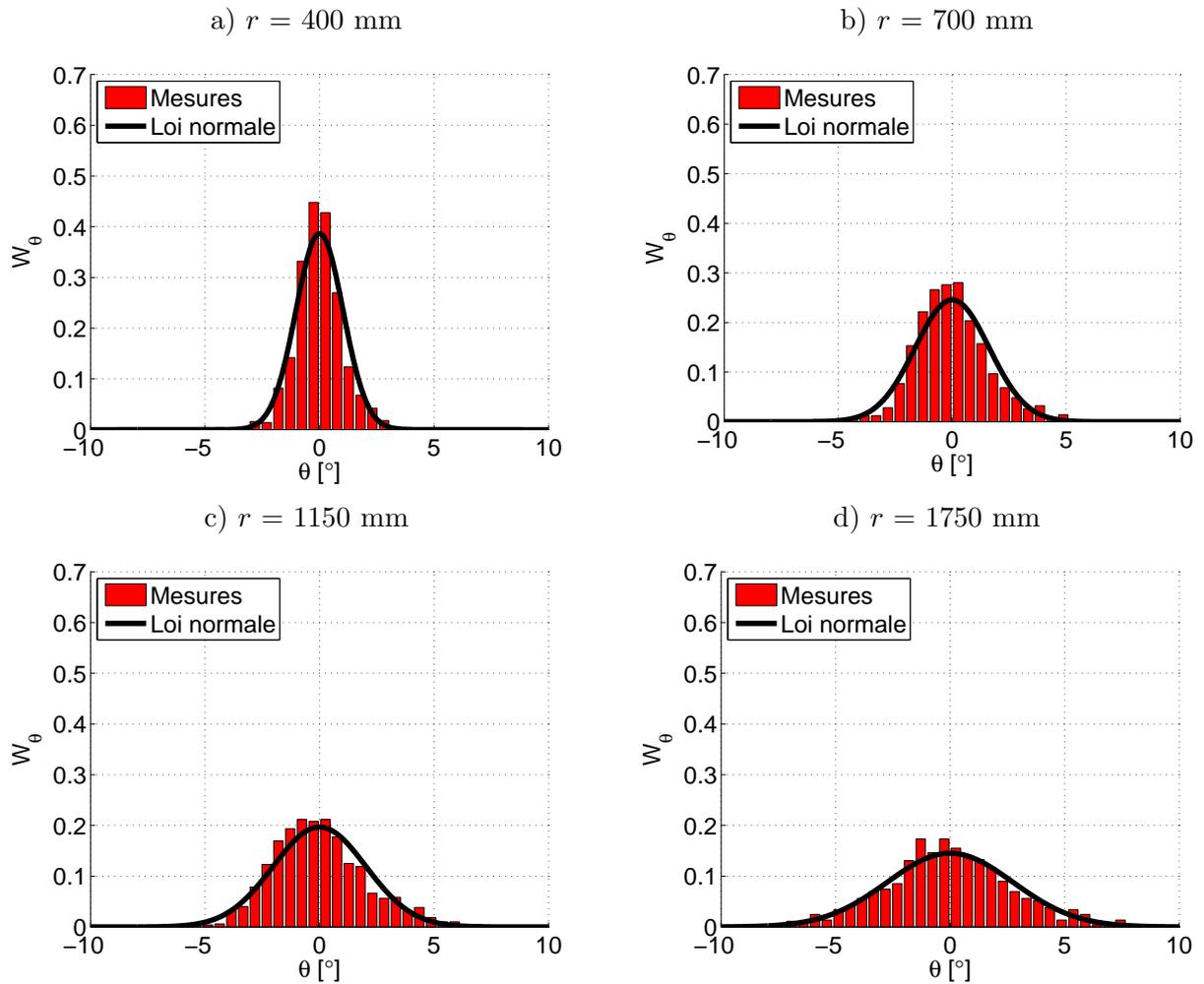


FIGURE 4.13: Densité de probabilité  $W_\theta$  de l'angle de diffusion  $\theta$ , représentée sous la forme d'histogrammes. Chaque sous-figure représente une distance  $r$  indiquée sur la figure. (■) : répartition mesurée sur 1000 tirs de la source. (—) : loi normale (voir l'équation 4.1).

turbulence thermique cause une atténuation du niveau de pression (voir la figure 4.14a), de 5% à 250 mm de la source, et de 21% à 1700 mm de la source (en moyenne). Cette atténuation du niveau de pression a été précédemment mise en évidence par différents auteurs, aussi bien dans la turbulence cinématique (Lipkens & Blackstock, 1998b, Averiyarov, 2008) que dans la turbulence thermique (Yuldashev, 2011). L'écart-type  $\sigma_{P_{max}}$  du pic de pression (tracé sur la figure 4.14b) augmente aussi continûment avec la distance  $r$ . À 250 mm de la source, la fluctuation du pic de pression est de 10% environ, et vaut 42% à 1700 mm de la source. En l'absence de turbulence, les fluctuations du niveau de pression, dues pour l'essentiel aux fluctuations de la source, sont de 3% environ quelle que soit la distance de propagation, ce qui est largement inférieur aux fluctuations mesurées sans turbulence.

La répartition statistique  $W_{P^*}$  du pic de pression, adimensionné par la valeur moyenne,  $P^* = P_{max} / \langle P_{max} \rangle$ , est représentée pour plusieurs distances  $r$  sur la figure 4.15. On représente en rouge la distribution obtenue pour 1000 étincelles. Comme le montre la figure 4.15a, pour des distances de propagation courtes, la répartition statistique de  $P_{max}$  est quasi-symétrique, centrée autour de la valeur moyenne. A mesure que la distance de propagation augmente, la

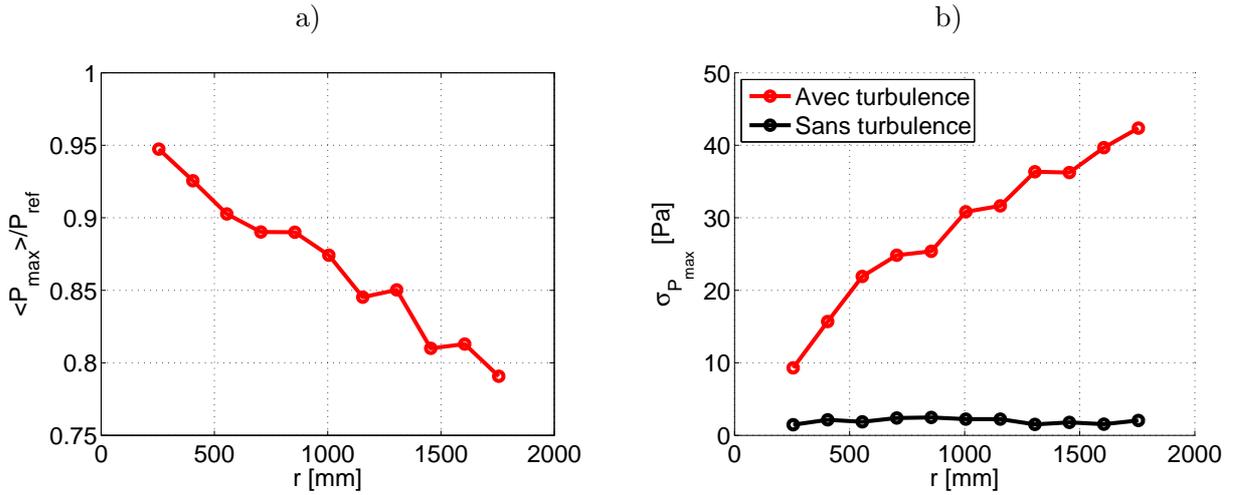


FIGURE 4.14: Caractéristiques du pic de pression  $P_{max}$  en fonction de la distance de propagation  $r$ . (—) : avec turbulence. (—) : sans turbulence.  
 a) Atténuation  $\langle P_{max} \rangle / P_{ref}$  causée par la turbulence, calculée sur 1000 tirs de la source  
 b) Écart-type  $\sigma(P_{max})$

répartition devient de plus en plus dissymétrique, comme cela a pu être montré dans de précédentes expériences à l'échelle du laboratoire (Lipkens & Blackstock, 1998b, Averiyarov, 2008, Yuldashev, 2011) et lors d'expériences de propagation du bang sonique dans l'atmosphère (Maggieri *et al.*, 1969). Cette dissymétrie est expliquée par l'apparition à grande distance d'ondes dont le niveau de pression a été amplifié d'un facteur pouvant aller jusqu'à 3 à 1.7 m de la source. Une atténuation du niveau de pression peut également être observée, d'un facteur 4 au maximum. L'effet de la turbulence thermique est donc en moyenne de réduire l'impact sonore des ondes de choc, tout en générant de fortes amplifications.

Appliquant des résultats obtenus par Blanc-Benon & Juvé (1993) dans le cadre de l'acoustique linéaire, Averiyarov *et al.* (2011b) ont montré dans le domaine de l'acoustique non-linéaire qu'une loi  $\Gamma$  généralisée permet de décrire les répartitions statistiques du pic de pression après propagation dans la turbulence cinématique. Cette loi prend la forme indiquée dans l'équation (4.2), où  $\Gamma$  est la fonction gamma,  $P^*$  le niveau de pression normalisé, et  $a$  et  $b$  des coefficients, avec  $d = (\Gamma(a + 1/b) / \Gamma(a))^b$  :

$$W_{P^*} = \frac{b d^a}{\Gamma(a)} P^{*ab-1} \exp(P^{*b}) \quad (4.2)$$

Dans le cas de la turbulence cinématique, une dépendance des coefficients  $a$  et  $b$  a pu être obtenue en fonction des fluctuations de vitesse (Averiyarov *et al.*, 2011b). Dans le cas de la turbulence thermique, ces coefficients peuvent être calculés en fonction de la distance  $r$  de propagation dans la turbulence. Ces coefficients peuvent être estimés à partir du second et troisième moment  $m_2 = \langle P^{*2} \rangle$  et  $m_3 = \langle P^{*3} \rangle$  du niveau de pression normalisé. En effet,  $m_2$  et  $m_3$  peuvent être estimés à partir de l'équation (4.2) comme :

$$m_2 = \frac{\Gamma(a)\Gamma(a + 2/b)}{\Gamma^2(a + 1/b)}$$

et

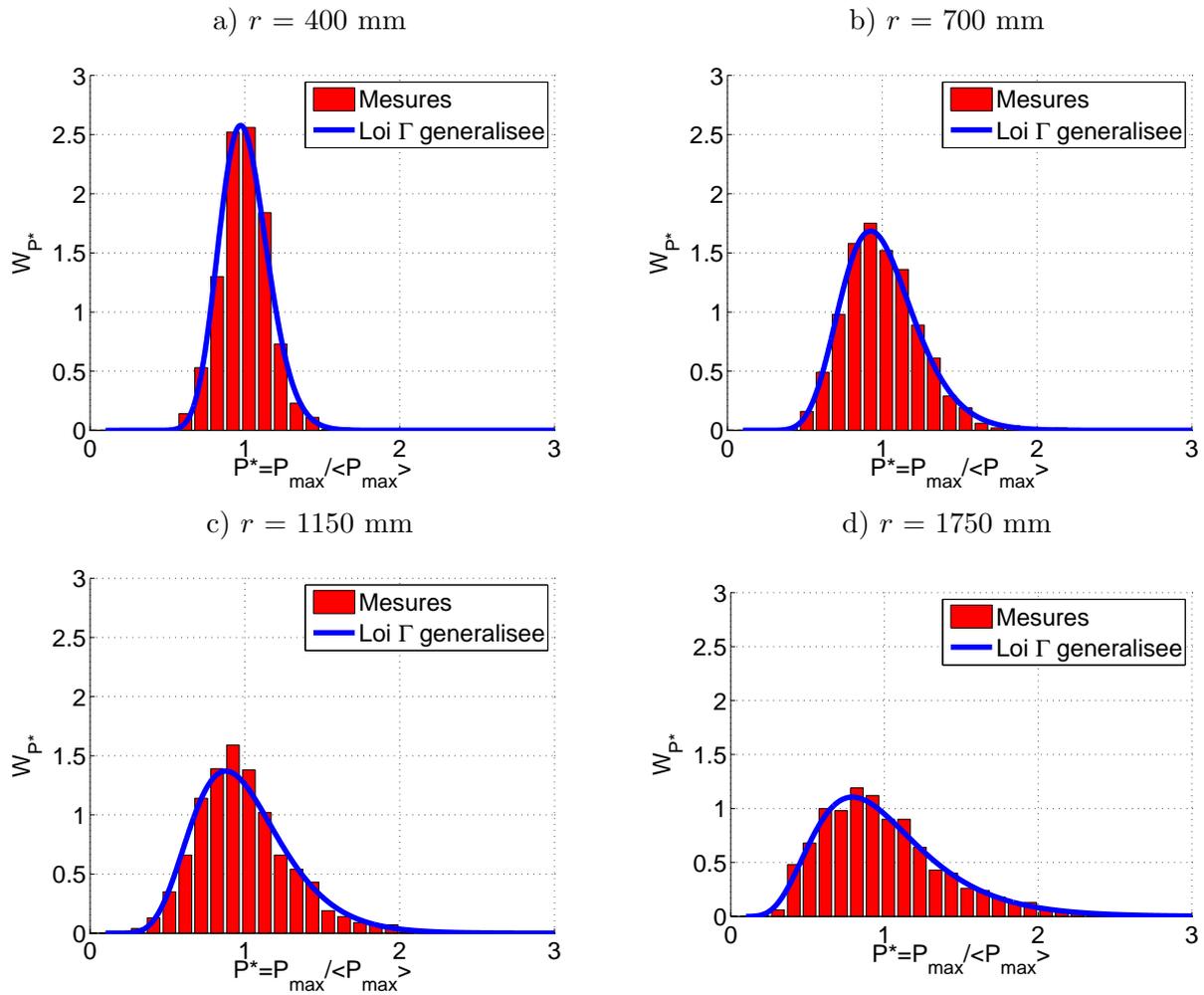


FIGURE 4.15: Densité de probabilité  $W_{P^*}$  du pic de pression adimensionné  $P^* = P_{max} / \langle P_{max} \rangle$ , représentée sous la forme d'histogrammes (largeur des classes : 0.102). (■) : répartition mesurée sur 1000 tirs de la source. (—) : loi de répartition  $\Gamma$  généralisée (voir l'équation 4.2).

$$m_3 = \frac{\Gamma^2(a)\Gamma(a + 3/b)}{\Gamma^3(a + 1/b)}$$

La résolution de ce système de deux équations non-linéaires permet d'obtenir les coefficients  $a$  et  $b$  tracés sur la figure 4.16 en cercles rouges. Une approximation de ces coefficients est obtenue par une loi polynomiale d'ordre 2, qui peut être utilisée pour calculer les coefficients de la répartition statistique  $W_{P^*}$  pour n'importe quelle distance  $r$  entre 25 cm et 1.75 m. Ces lois statistiques ont été tracées sur la figure 4.15 en lignes bleues, et on note un excellent accord avec les densités de probabilité expérimentales.

Dans ce paragraphe, l'effet de la turbulence thermique sur le pic de pression a été analysé en détails. On montre qu'en moyenne la turbulence fournit une atténuation du niveau de pression, et des amplifications aléatoires d'un facteur 1 à 2.5 environ suivant la distance de propagation. Nous avons montré que les densités de probabilité peuvent être décrites par une loi  $\Gamma$  généralisée dont les coefficients ont été déterminés en fonction de la distance de propagation. Il est donc possible de déterminer a priori la répartition du pic de pression en des points où la mesure n'a pas été effectuée. Pour prolonger ce travail, les coefficients de la loi  $\Gamma$  généralisée doivent être

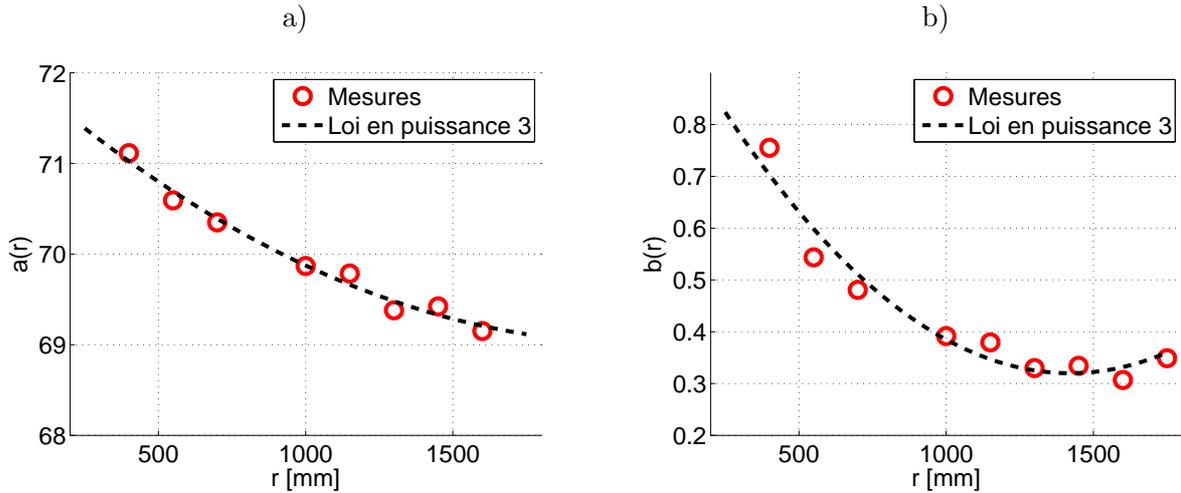


FIGURE 4.16: Coefficients  $a$  (sous-figure a) et  $b$  (sous-figure b) en fonction de la distance de propagation  $r$ . (○) : valeurs obtenues en fittant la répartition statistique expérimentale à la loi  $\Gamma$  généralisée, pour chacune des distances  $r$ . (---) : fit sur un polynôme d'ordre 2, entre  $r = 400$  mm et  $r = 1750$  mm.

déterminées expérimentalement en fonction du niveau des fluctuations d'indice  $\mu$ , ce qui n'a pas pu être effectué avec le dispositif expérimental utilisé.

#### 4.4.4 Distance d'apparition de la première caustique

La distance  $r_{caust}$  où la première caustique a le plus de chance d'être observée a été calculée par Blanc-Benon *et al.* (1995) en utilisant l'approximation de l'acoustique géométrique, en considérant que l'onde de pression incidente est plane, et que le spectre de la turbulence peut être décrit par un modèle gaussien. Ce type de modèle permet de ne prendre en compte que les grandes échelles de la turbulence, responsables des effets de focalisation de l'onde. Une estimation sur le même dispositif expérimental a été effectuée précédemment par Ollivier *et al.* (2007), où la distance  $r_{caust} = 1.2$  m est obtenue. Afin de valider cette estimation, la probabilité cumulée de mesurer un pic de pression normalisé  $P_{max}/P_{ref}$  supérieur à un seuil  $\alpha$  a été calculée avec les données de l'expérience en fonction de la distance  $r$  pour différentes valeurs de  $\alpha$  : 1.0, 1.5, et 2.0. Les données des 7 microphones ont été concaténées afin de fournir un grand ensemble de 14 000 étincelles par point de mesure (1000 étincelles pour chacun des 7 microphones, pour deux expériences avec deux écarts différents entre les microphones), et ainsi obtenir une meilleure description des effets aléatoires les plus rares. Le résultat est indiqué dans le tableau 4.2. La probabilité cumulée  $P_2$  de doubler le pic de pression montre que pour des distances entre 250 mm et 1 m, il n'existe pas de focalisation de l'onde de pression. Pour des distances supérieures, des focalisations sont observées plus fréquemment. A la plus grande distance  $r = 1750$  mm, la probabilité de doubler le pic de pression est de 0.5%. La distance à partir de laquelle des focalisations sont observées est donc de 1 m environ lors de l'expérience, soit environ 50 fois la longueur d'onde incidente (ou 7 fois l'échelle intégrale de la turbulence). Cette distance est similaire à la distance  $r_{caust}$  d'apparition de la première caustique calculée par Ollivier *et al.* (2007). La probabilité d'observer de faibles focalisations avec une amplification de 50 % du niveau de pression est importante, et vaut  $P_{1.5} = 3$  % pour de grandes distances de propagation. Enfin, la probabilité d'observer des ondes dont le niveau de pression normalisé est supérieur à 1 est

quasi-constante, de l’ordre de 20 à 25 %.

$r$ [mm]	$P_1$ , %	$P_{1.5}$ , %	$P_2$ , %
250	14.0	0.0	0.0
400	21.8	0.06	0.0
550	22.7	0.5	0.0
700	23.6	0.8	0.04
850	24.2	0.5	0.01
1000	24.2	1.9	0.17
1150	20.9	1.7	0.14
1300	21.8	2.6	0.31
1450	19.1	2.5	0.21
1600	20.8	3.6	0.47
1750	19.6	3.2	0.51

TABLE 4.2: Probabilité cumulée  $P_\alpha$ , pour que le pic de pression normalisé  $p_{max}/P_{ref}$  excède une valeur seuil  $\alpha$ , en fonction de la distance  $r$ , pour plusieurs valeurs de  $\alpha$  : 1.0, 1.5, et 2.0.

#### 4.4.5 Temps de montée $\tau$ du choc avant

Le temps de montée est analysé dans cette partie. On sait que le temps de montée de l’onde de choc et le type de montée sont des paramètres importants dans le cadre des nuisances ressenties au sol (Niedzwiecki & Ribner, 1978). L’effet de la turbulence atmosphérique est d’augmenter le temps de montée de l’onde, que ce soit lors d’essais de propagation en milieu extérieur (George & Plotkin, 1971, Pierce, 1972), que lors d’expériences à l’échelle du laboratoire (Lipkens & Blackstock, 1998b, Ollivier *et al.*, 2007). Dans ce dernier cas, comme on l’a montré au chapitre 2 de cette thèse, l’estimation du temps de montée par la tension de sortie du microphone est erronée, en raison de la bande passante limitée des microphones de mesure disponibles. Cependant, si les plus faibles temps de montée correspondent au temps de montée de la chaîne de mesure, l’apparition de temps de montée beaucoup plus importants permet de mettre en évidence les arrivées multiples dues à l’existence de focalisations aléatoires.

On observe sur la figure 4.17a une augmentation par la turbulence du temps de montée moyen  $\langle \tau \rangle$ . Pour des distances de propagation courte ( $r = 250$  mm), les valeurs mesurées sont égales à celles mesurées sans turbulence. Avec des distances  $r$  croissantes, on observe une augmentation du temps de montée  $\langle \tau \rangle$  et de l’écart-type  $\sigma_\tau$  (voir la figure 4.17b), comme l’ont observé Lipkens & Blackstock (1998b) et Ollivier *et al.* (2007). A la distance  $r = 1750$  mm, le temps de montée moyen est de  $7.3 \mu\text{s}$  avec un écart-type de  $5 \mu\text{s}$  environ. À cette distance, les grands temps de montée observés sont dûs : (i) soit à des arrivées multiples, générant des formes d’onde à pics multiples, comme c’est le cas sur la figure 4.5b, (ii) soit à des formes d’onde dont le niveau de pression a été atténué et le temps de montée augmenté en conséquence, comme c’est le cas sur la figure 4.5d.

Les statistiques de temps de montée doivent être analysées avec précautions, car on sait que le temps de montée mesuré est fortement influencé par la réponse en fréquence de la chaîne de mesure. Sans turbulence, cet effet a été étudié par plusieurs auteurs (Wright, 1983, Yuldashev *et al.*, 2010a, Loubeau *et al.*, 2006), ainsi que dans les chapitres 1 et 2 de cette thèse. Cependant,

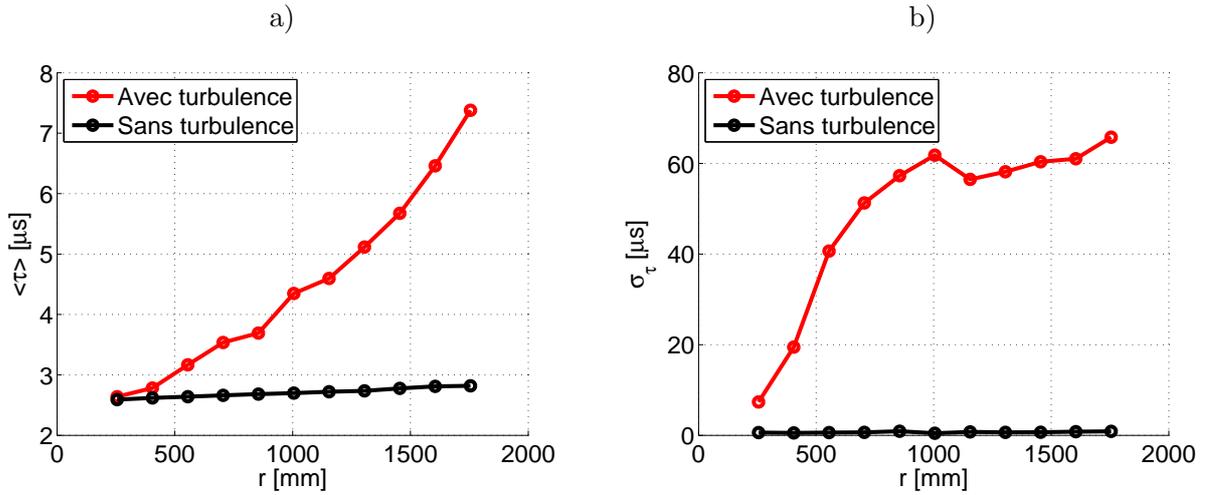


FIGURE 4.17: Caractéristiques du temps de montée  $\tau$ , mesuré dans le domaine temporel entre 10% et 90 % du pic de pression, en fonction de la distance de propagation  $r$ . (—) : avec turbulence. (—) : sans turbulence.  
a) Valeur moyenne  $\langle \tau \rangle$ , calculée sur 1000 tirs de la source b) Écart-type du temps de montée  $std(\tau)$ , en  $\mu\text{s}$ .

avec turbulence, des effets sont également attendus mais n'ont pas à notre connaissance été explicités. Les densités de probabilité  $W_\tau$  du temps de montée ont été tracées sur la figure 4.18 pour plusieurs distances  $r = 400$  mm, 700 mm, 1150 mm et 1750 mm. On observe un élargissement de cette répartition statistique avec la distance, de même qu'une diminution de l'amplitude de probabilité. En  $r = 1750$  mm, des temps de montée très importants jusqu'à 20  $\mu\text{s}$  peuvent être observés, alors que sans turbulence on mesure 2.7  $\mu\text{s}$ . De plus, deux maxima locaux de probabilité existent sur les répartitions statistiques. Ils apparaissent sur les quatre sous-figures en  $\tau = 3$   $\mu\text{s}$  et  $\tau = 6$   $\mu\text{s}$  environ (voir les flèches noires verticales sur les figures 4.18b, 4.18c et 4.18d). La position de ces maxima ne dépend pas de la distance  $r$ . Il s'agit d'un effet dû à la résonance des microphones de mesure, qui augmente la probabilité de mesurer des temps de montée qui sont multiples de la période de résonance du microphone. Cet effet est mise en évidence dans l'annexe B au moyen de mesures réalisées simultanément par un microphone 1/8" et un microphone 1/4" qui présentent des fréquences de résonance différentes.

#### 4.4.6 Pic de pression $P_{max}$ en fonction du temps de montée $\tau$

On s'intéresse dans ce paragraphe à la relation entre le pic de pression et le temps de montée. En effet, on attend des temps de montée faibles pour les niveaux de pression importants, et inversement pour les niveaux de pression faibles, en raison des effets de focalisation et d'atténuation aléatoire de l'onde de choc. On trace donc sur la figure 4.19 des nuages de points représentant le pic de pression normalisé  $P_{max}/P_{ref}$  en fonction du temps de montée  $\tau$ , en  $r = 1600$  mm et  $r = 1750$  mm. Ces nuages de points permettent en premier lieu de visualiser l'amplification du niveau de pression par la turbulence. En  $r = 1750$  mm,  $P_{max}/P_{ref} = 0.8$  en moyenne. Au minimum, des valeurs  $P_{max}/P_{ref} = 0.2$  sont observées, tandis que l'amplification peut atteindre 2.4 environ. La turbulence peut donc soit amplifier, soit atténuer aléatoirement l'amplitude de l'onde de choc. En second lieu, on observe que les temps de montée les plus importants correspondent aux niveaux de pression les plus faibles. Ceci est le cas des ondes ayant subi une

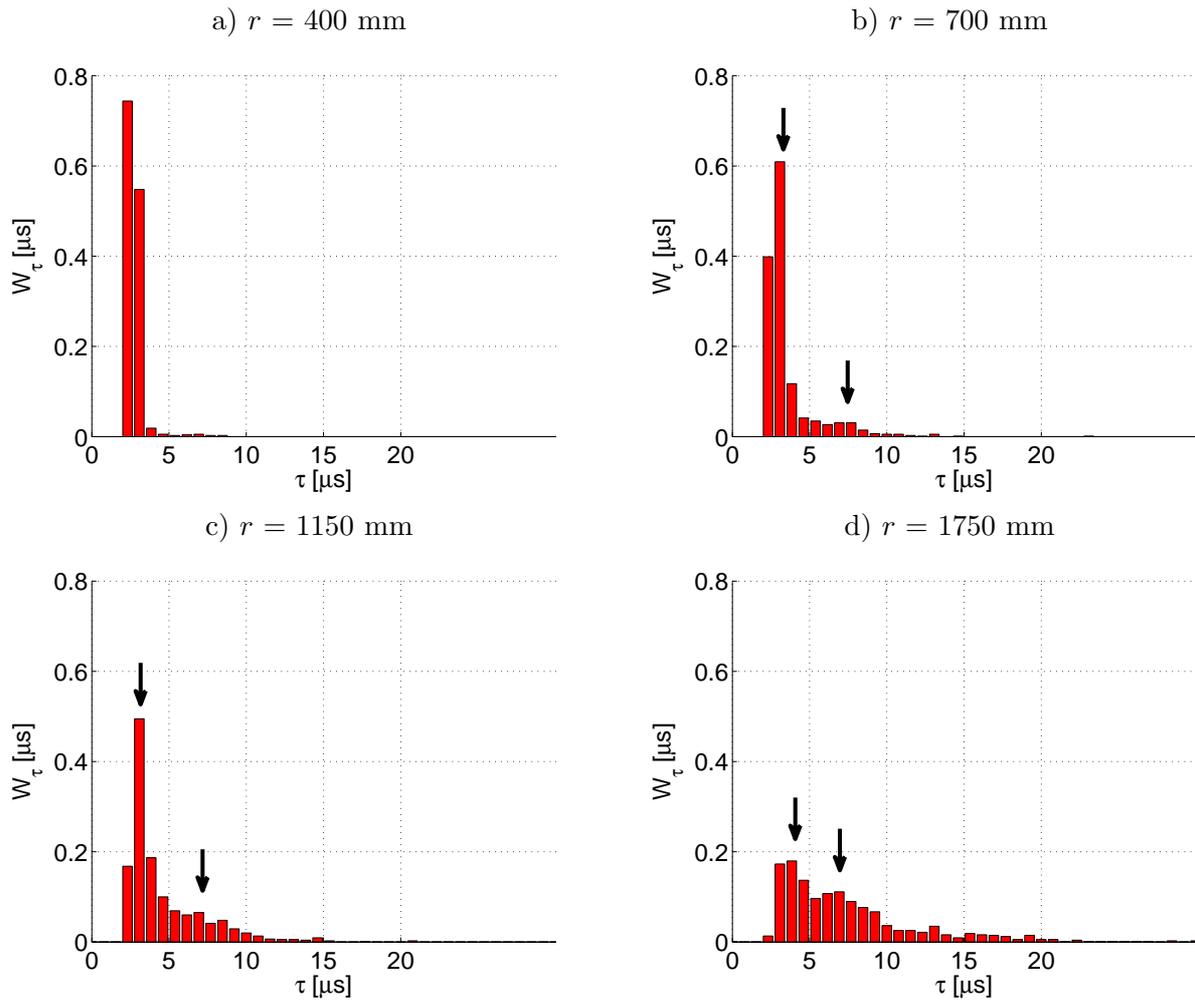


FIGURE 4.18: Densité de probabilité  $W_\tau$  du temps de montée  $\tau$ , représentée sous la forme d'histogrammes. En rouge : répartition mesurée sur 1000 tirs de la source.

défocalisation, et présentent des profils similaires à l'onde tracée sur la figure 4.5d. On ne peut conclure avec certitude sur un lien entre les faibles temps de montée et les fortes amplitudes, en raison du filtrage par le microphone qui cause une surestimation du temps de montée.

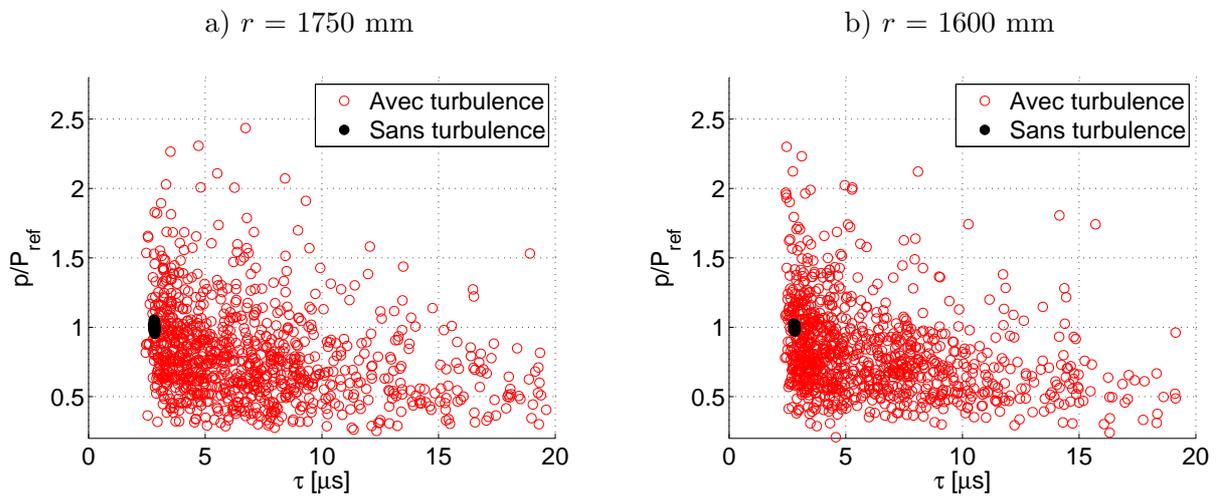


FIGURE 4.19: Pic de pression normalisé  $P_{max}/P_{ref}$  représenté pour chacune des 1000 ondes mesurées en fonction du temps de montée  $\tau$ . En rouge : avec turbulence. En noir : sans turbulence.

## 4.5 Conclusion et perspectives

Une expérience a été réalisée afin de récolter un grand nombre de formes d'ondes après différentes distances de propagation dans la turbulence thermique, entre 25 cm et 1.75 m. Les formes d'onde ont été analysées, ainsi que les paramètres de l'onde. Nous avons pu étudier en détails la distorsion des formes d'onde, ainsi que les répartitions statistiques des paramètres de l'onde.

Nous avons pu, dans ce chapitre, confirmer des résultats obtenus lors de précédentes campagnes d'essais. A ce titre, des formes d'onde fortement modifiées par la propagation à travers la turbulence ont pu être observées : formes d'ondes amplifiées en "U", formes d'onde avec pics multiples, formes d'onde avec grand temps de montée, et formes d'onde arrondies avec un faible niveau de pression. Ces formes d'onde sont similaires aux profils de bangs soniques relevés dans l'atmosphère en présence de turbulence atmosphérique. L'analyse statistique du pic de pression et du temps de montée montre un étalement des histogrammes avec la distance de propagation.

De nouveaux aspects ont pu être mis en évidence. Dans une zone de focalisation, nous avons pu observer le repliement du front d'onde, générant des formes d'onde à pics multiples. Au-delà de la distance de formation de la première caustique, estimée expérimentalement à environ 50 fois la longueur d'onde incidente (ou 7 fois l'échelle intégrale de la turbulence), nous avons pu montrer que la taille des zones de focalisation dans la direction transversale est constante et vaut environ 1 fois la longueur d'onde incidente. Nous avons pu montrer qu'une loi de probabilité de type  $\Gamma$  généralisée permet d'estimer les densités de probabilité du pic de pression pour différentes distances de propagation à travers la turbulence thermique, ce qui avait été montré dans le cadre de l'acoustique linéaire, et pour la turbulence cinématique dans le cadre de l'acoustique non-linéaire. Enfin, en ce qui concerne le temps de montée, nous avons pu mettre en évidence l'impact de la résonance du microphone sur les densités de probabilité, ce qui est un effet limitant de ce type d'expérience à l'échelle du laboratoire.

Plusieurs perspectives à ce travail peuvent être envisagées : (1) L'étude de l'influence des paramètres de la turbulence pourrait être étudiée, notamment l'échelle intégrale et les fluctuations de température. Ceci permettrait de compléter la loi  $\Gamma$  pour prendre en compte ces nouveaux paramètres. En raison des coûts importants causés par une étude paramétrique expérimentale, une série de simulations numériques bidimensionnelles pourrait être envisagée. (2) Si à l'avenir des microphones de mesure large bande et hautes fréquences sont disponibles, une étude du temps de montée plus détaillée permettrait de compléter ce travail.

Dans la suite de ce mémoire de thèse, l'influence d'une frontière solide sur la propagation acoustique de l'onde de choc est détaillée. Dans un premier temps, un sol plan est envisagé sans turbulence afin d'étudier la réflexion des ondes de choc. Dans un second temps, l'utilisation d'une frontière courbe permet d'étudier les effets de sol en présence d'un gradient vertical de célérité du son. L'ajout de turbulence permet d'observer les effets de la diffusion acoustique par la turbulence dans la zone d'ombre.

## Chapitre 5

# Mise en évidence de réflexions irrégulières sur une frontière rigide

### 5.1 Introduction et objectifs

Dans le chapitre précédent, l'influence de la turbulence thermique sur la propagation des ondes de choc a été étudiée expérimentalement. Dans la suite de ce mémoire, on souhaite étendre cette approche à la prise en compte des effets de sol. On étudie dans un premier temps la réflexion des ondes de choc sur un sol plan ou cylindrique, et rigide. De façon générale, le problème étudié dans ce chapitre se pose lors de la propagation de chocs acoustiques (Sanderman, 2000, Sakurai & Takayama, 2005, Baskar *et al.*, 2007, Karzova *et al.*, 2012), dans le cadre des écoulements supersoniques dans les jets ou dans les tuyères (Mouton & Homung, 2008, Shoen *et al.*, 2011), ou bien lors de focalisations d'ondes de choc (Tabak & Rosales, 1994).

La présence d'une frontière rigide donne lieu lors de la propagation sonore à une onde réfléchie. Pour le cas des chocs forts, Mach a montré en incidence rasante un régime de réflexion dit de réflexion 'irrégulière', au sens où les lois de la réflexion régulière ne sont plus respectées (Mach, 1878, Tabak & Rosales, 1994, Sanderman, 2000, Sakurai & Takayama, 2005, Skews & Blitterswijk, 2011, Hekiri & Emanuel, 2011). En particulier, des méthodes comme l'utilisation de "sources images" tombent en défaut. Ce régime de réflexion de Mach est caractérisé par la présence d'un troisième choc, appelé le "pied de Mach" (ou *Mach stem*). La transition d'un régime à l'autre est gouvernée par un paramètre  $a$ , décrit par l'équation 5.1 (Brio & Hunter, 1992) :

$$a = \frac{\sin \theta}{\sqrt{2\beta} M_a} \quad (5.1)$$

où  $M_a = P_{max}/\rho_0 c_0^2$ , est le nombre de Mach acoustique,  $P_{max}$  la compression du choc,  $\rho_0$  la masse volumique,  $c_0$  la vitesse du son, et  $\theta$  est l'angle de réflexion. Ce nombre sans dimension caractérise l'importance locale des effets de diffraction représentés par  $\theta$ , par rapport aux effets non-linéaires représentés par le nombre de Mach acoustique. Ainsi, si  $a$  est grand devant 1, des réflexions régulières sont observées, tandis que si  $a$  est faible devant 1, des réflexions irrégulières peuvent être observées.

Le cas des chocs faibles, qui nous intéresse dans le cadre de cette étude, présente des caractéristiques

téristiques différentes de celui des chocs forts. L'existence de régimes de réflexions irrégulières pour les chocs faibles, nommées 'réflexions de von Neumann' a été mise en évidence par Tabak & Rosales (1994), et plus récemment par Baskar *et al.* (2007) et Marchiano *et al.* (2007) au moyen de simulations numériques et d'expériences dans l'eau. Pour les ondes planes, quatre régimes de réflexion ont pu être observés : (1) un régime de réflexion régulière à deux chocs pour  $a > 5$ , où les lois de l'acoustique linéaire sont respectées, (2) un régime de réflexion non-linéaire à deux chocs pour  $0.8 < a < 5$  rendant l'angle du choc réfléchi différent de l'angle d'incidence, (3) un régime de réflexion irrégulière à trois chocs (choc incident, choc réfléchi et Mach stem) pour  $0.4 < a < 0.8$ , et (4) un régime dit de von Neumann faible pour  $a < 0.4$ , où la disparition progressive du choc réfléchi est observée, ce qui permet d'assurer la continuité avec le cas d'incidence parfaitement rasante où seule l'onde directe existe.

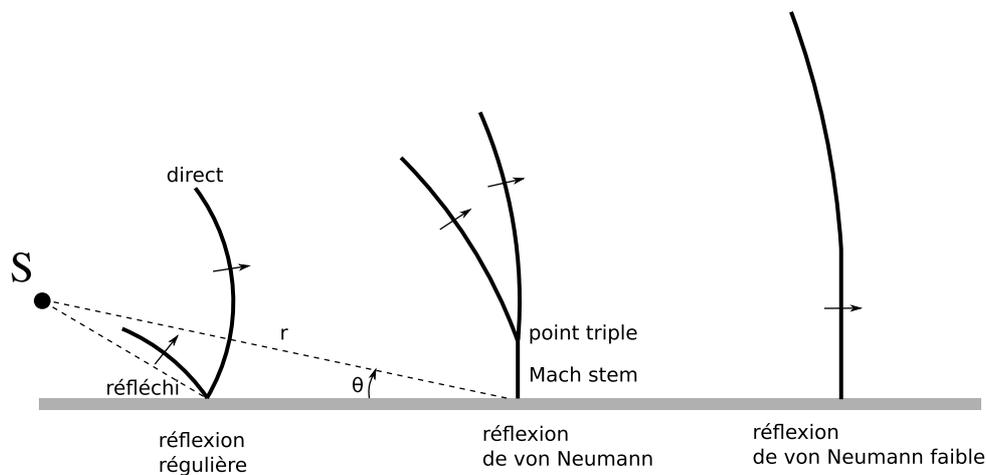


FIGURE 5.1: Réflexion d'ondes de choc sphériques : transition de la réflexion régulière vers la réflexion irrégulière.

Dans le cas des ondes sphériques, tous ces régimes peuvent être observés au cours de la propagation en raison de la diminution de l'angle d'incidence avec la distance de propagation, comme le montre la figure 5.1. Ce type de phénomène n'a à notre connaissance pas été étudié dans l'air pour des ondes de choc très faibles, typiquement générées par des sources à arcs électriques ou des lasers focalisés. Dans le cadre des expériences à l'échelle du laboratoire, les niveaux de pression importants mis en jeu font que ces régimes de réflexion irrégulière peuvent intervenir, ce qui a motivé la réalisation d'expériences de réflexion sur paroi plane et courbe.

Afin d'observer dans l'air la réflexion d'ondes de choc à très faible nombre de Mach (de l'ordre de  $10^{-2}$ ), une première expérience a été réalisée au LMFA en collaboration avec Maria Karzova. Les résultats de cette première expérience ont été présentés en conférence (Karzova *et al.*, 2012). Les valeurs du paramètre  $a$  obtenues lors de cette expériences correspondent à celles obtenues par Baskar avec des ondes en  $N$  ( $a > 0.8$ ). Afin de se placer dans les meilleures conditions pour observer des réflexion irrégulières, la distance de propagation utilisée était très courte ( $r = 4.7$  cm) ce qui permet d'obtenir un niveau de pression très important. Cependant, à cette distance de la source, une mesure microphonique n'est pas possible en raison de la saturation des microphones de mesure. Il a donc été décidé de refaire l'expérience avec une distance de propagation supérieure ( $r = 20$  cm). Lors de cette nouvelle expérience, la source a été utilisée dans la configuration exacte du chapitre 1 (dans le plan  $(x, z)$ ), ce qui permet d'utiliser les

données obtenues sur la source et notamment le niveau de pression et les formes d'onde. Le calcul du niveau de pression, et donc du nombre de Mach acoustique, est effectué ici selon la procédure décrite dans la partie 1.4.4. De plus, une mesure microphonique au niveau de la paroi plane a eu lieu.

Dans le cadre d'expériences de propagation acoustique à l'échelle du laboratoire, une frontière courbe est utilisée dans le chapitre 6 pour simuler l'effet d'un gradient vertical de célérité du son. Nous avons donc cherché à déterminer s'il peut y avoir des réflexions irrégulières sur une frontière cylindrique. Une expérience a donc été réalisée avec une paroi cylindrique sur laquelle se réfléchit le choc acoustique issu de la source à étincelles.

## 5.2 Description des expériences réalisées

### 5.2.1 Expérience avec frontière plane

On utilise lors de cette expérience la source à étincelles décrite dans le chapitre 1, avec un écart inter-électrodes de  $e = 20$  mm. La source est utilisée avec les électrodes orientées selon  $y$  (voir la figure 5.2) pour limiter les erreurs de directivité de la source. L'onde émise par la source se propage jusqu'à la frontière plane et rigide constituée d'une plaque de PVC d'épaisseur 5 mm. Le système optique schlieren décrit dans le chapitre 1 a été utilisé afin de visualiser la réflexion des ondes de choc. On rappelle que le temps d'ouverture du capteur optique est d'environ  $1 \mu\text{s}$ , ce qui en pratique cause sur les images obtenues une surestimation de l'épaisseur des chocs à 0.3 mm environ, alors que l'épaisseur réelle est de l'ordre de 0.05 mm environ (Yuldashev *et al.*, 2010a). La taille de champ disponible est d'environ 60 mm par 40 mm. Un microphone est monté affleurant à la paroi plane, ce qui permet d'effectuer une mesure de l'onde de pression (voir la figure 5.2). On utilise un microphone 1/8" Brüel & Kjør associé à un préamplificateur 1/4", et une alimentation dont la bande passante a été étendue afin de présenter une fréquence de coupure plus élevée que celle des microphones de mesure (coupure à -3dB à 200 kHz). Les acquisitions acoustiques et optiques sont toutes les deux synchronisées grâce à une antenne détectant l'onde électromagnétique émise par le claquage électrique. La distance source-microphone est notée  $r$ , la hauteur de la source est notée  $z_s$ . La distance horizontale est notée  $x$ , et l'angle d'incidence  $\theta$ . Lors de l'expérience, la hauteur  $z_s$  de la source est variable (16 positions  $z_s$  entre 0 et 135 mm, avec un pas variable entre 5 mm et 15 mm). La distance  $x$  est maintenue constante à 200 mm. Une augmentation de  $z_s$  conduit à une augmentation de l'angle d'incidence  $\theta$ , une augmentation de la distance de propagation  $r$ , une diminution du niveau de pression  $P_{max}$  et donc une diminution du nombre de Mach  $M_a$ .

### 5.2.2 Expérience avec frontière cylindrique

Afin de visualiser d'une part la formation d'une zone d'ombre acoustique, et d'autre part la réflexion irrégulière d'ondes de choc sur une frontière courbe, le choc issu du claquage entre deux électrodes a été visualisé de la même manière, l'écart entre les électrodes étant également de 20 mm. Par rapport à l'expérience avec paroi plane, une surface cylindrique a été disposée dans la zone de test (voir la figure 5.3 et la photographie de la figure 5.4). La surface cylindrique a un rayon  $R = 10$  cm. La source est positionnée en  $z = 0$ , le rayon limite définissant géométriquement la zone d'ombre est donc horizontal et confondu avec l'axe  $x$ . La caméra enregistre une image de toute la zone de test indiquée en rouge sur la figure 5.3. Un microphone 1/8" Brüel & Kjør (sans grille de protection, dans un baffle rectangulaire) a été placé verticalement, en  $x = 260$

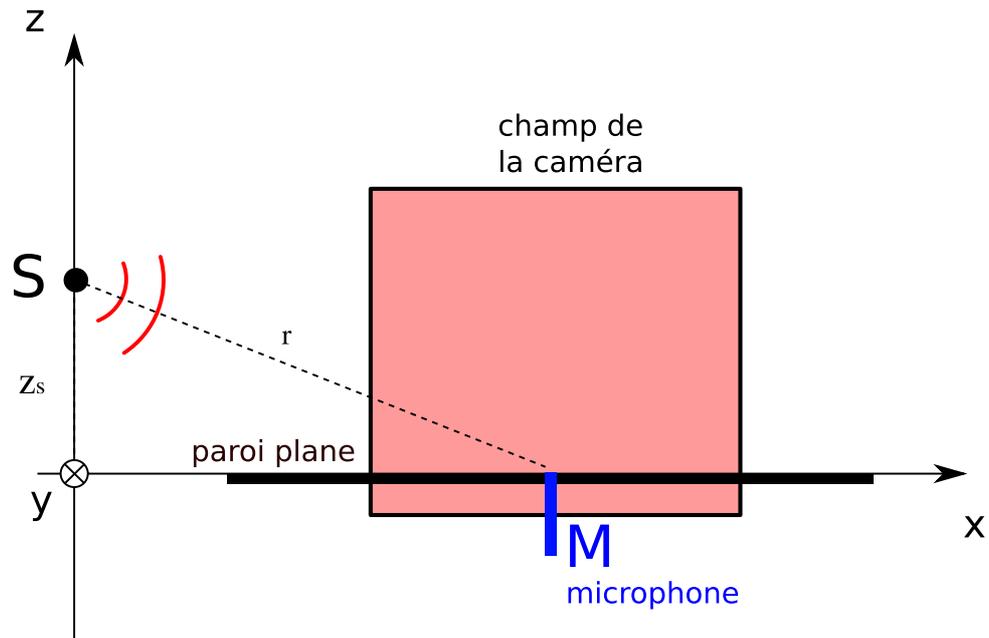


FIGURE 5.2: Schéma du dispositif optique utilisé pour visualiser la réflexion de l'onde de choc sur une surface plane et rigide. Un microphone  $M$  est monté affleurant dans la paroi.

mm. Une mesure de l'onde de pression a ainsi été effectuée entre  $z = -20$  mm et  $z = 55$  mm, avec un pas tous les 5 mm.

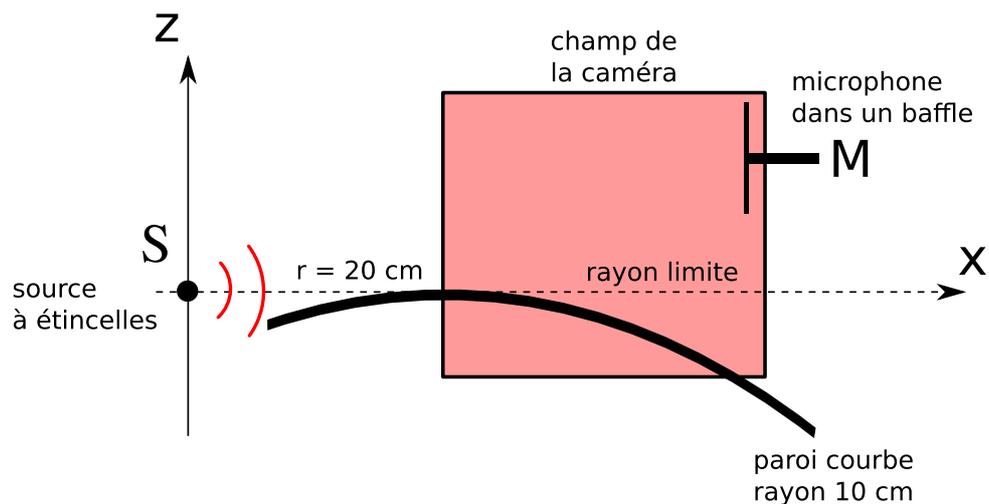


FIGURE 5.3: Schéma du dispositif optique utilisé pour visualiser l'onde de pression dans une zone d'ombre. La paroi courbe a un rayon de 10 cm. Un microphone  $M$  peut effectuer l'acquisition acoustique de l'onde de pression.

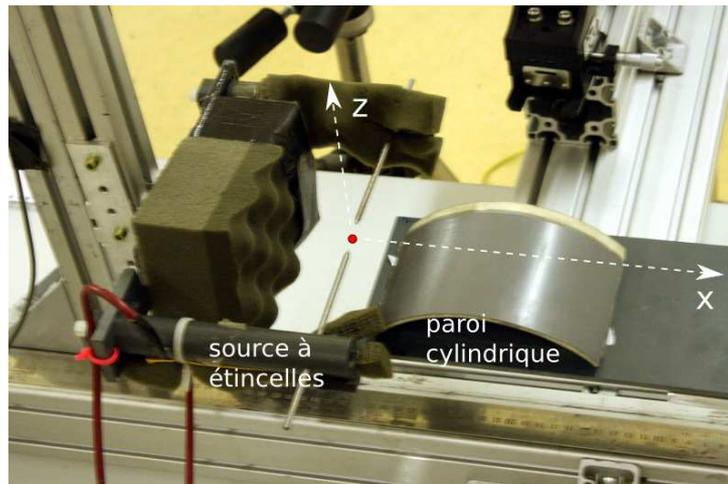


FIGURE 5.4: Photographie de l'expérience avec paroi courbe.

## 5.3 Résultats

### 5.3.1 Réflexions sur frontière plane

#### 5.3.1.1 Visualisations par strioscopie

Pour les 16 positions  $z_s$  de la source, entre 0 mm et 135 mm, la distance de propagation  $r$  a été calculée et on en déduit le niveau de pression  $P_{max}$  (sur la base des mesures effectuées dans le chapitre 1), l'angle d'incidence  $\theta$ , le nombre de Mach  $M_a$  et le paramètre adimensionnel  $a$ . Le résultat est indiqué dans le tableau 5.1. Le nombre de Mach calculé sur la base du pic de pression est compris entre  $13.1 \cdot 10^{-3}$  et  $10.5 \cdot 10^{-3}$ , et le paramètre  $a$  est compris entre 0 et 3.53.

Sur la figure 5.5, quatre images de l'onde de pression ont été tracées pour  $a = 0.42$ ,  $a = 0.70$ ,  $a = 1.12$  et  $a = 2.45$ . Sur ces images, l'onde de pression se propage de gauche à droite. Le choc avant de l'onde est clairement visible à droite de l'image, tandis que le choc arrière est visible sur la partie gauche. Pour  $a = 2.45$  une réflexion régulière apparaît (voir la figure 5.5a) : le choc incident et le choc réfléchi coïncident sur la paroi solide. Pour  $a = 1.12$ , on se trouve dans un cas limite de réflexion régulière (voir la figure 5.5b). Pour  $a = 0.70$ , une réflexion irrégulière est observée (voir la figure 5.5c) : le choc incident et réfléchi ne coïncident plus sur la paroi solide mais au sommet d'un "Mach stem" mesurant environ 5 mm sur cette image. Le "Mach stem" provoque d'autre part une modification de la courbure du front d'onde. Enfin, pour  $a = 0.42$ , on ne distingue plus le choc réfléchi (voir la figure 5.5d). Il n'a en revanche pas été possible de conclure lors de notre expérience quant à la disparition de l'onde réfléchie en incidence rasante (réflexion dite de "von Neumann faible"). On sait en effet qu'une telle disparition a été observée lors d'expériences dans l'eau (Marchiano *et al.*, 2007), mais, dans notre cas, l'onde réfléchie se superpose à la phase de détente de l'onde de pression, ce qui la rend peu visible sur les images obtenues en incidence rasante.

Sur le tableau 5.1, on indique avec la lettre R l'observation d'une réflexion régulière, et la lettre I une réflexion irrégulière. En raison du temps d'ouverture du capteur optique de  $1 \mu s$ , les chocs sont plus larges sur les images qu'ils ne sont en réalité. Ceci fait en particulier que, si le "Mach stem" est trop petit, il peut ne pas être visible sur les images. Il n'a donc pas été possible de conclure dans la totalité des cas. Les cas indéterminés ont été indiqués par le symbole "-" dans la dernière colonne. On constate dans notre cas la transition de la réflexion régulière

$z_s$ [mm]	$r$ [mm]	$P_{max}$ [Pa]	$\theta$ [°]	$M_a$ [ $10^{-3}$ ]	$a$	Type
0	200	1514	0	13.1	0	-
5	200	1514	1.4	13.1	0.14	-
10	200	1512	2.9	13.1	0.28	I
15	201	1509	4.3	13.1	0.42	I
20	201	1506	5.7	13.0	0.56	I
25	202	1501	7.1	13.0	0.70	I
30	202	1495	8.5	12.9	0.84	-
35	203	1487	9.9	12.9	0.98	-
40	204	1479	11.3	12.8	1.12	-
45	205	1470	12.7	12.7	1.26	R
60	209	1438	16.7	12.4	1.66	R
75	214	1398	20.6	12.1	2.06	R
90	219	1354	24.2	11.7	2.45	R
105	226	1306	27.7	11.3	2.82	R
120	233	1258	31.0	10.9	3.18	R
135	241	1211	34.0	10.5	3.53	R

TABLE 5.1: Paramètres géométriques, nombre de Mach  $M_a$  et paramètre  $a$  en fonction de la hauteur de la source  $z_s$ . Le type de réflexion observé expérimentalement est indiqué dans la colonne de droite (R : réflexion régulière, I : réflexion irrégulière, - : indéterminé)

vers la réflexion irrégulière pour  $a = 1 \pm 0.2$ . Ces valeurs sont cohérentes avec les simulations numériques et les expériences dans l'eau réalisées par Baskar *et al.* (2007), qui obtiennent une transition pour  $a = 0.8$  dans le cas des ondes en  $N$ .

### 5.3.1.2 Mesures microphonique en fonction de $a$ , en $z = 0$

Avec la paroi plane, le pic de pression  $P_{max}$  a été tracé sur la figure 5.6 en fonction du paramètre adimensionnel  $a$ . Nous avons adopté sur cette figure un adimensionnement similaire à celui de Pinton *et al.* (2010), où le pic de pression est normalisé pour obtenir 2 pour les grandes valeurs de  $a$ . Cet adimensionnement permet de représenter un doublement de la pression incidente pour les grands angles de réflexion, où une réflexion régulière est attendue. On observe que le pic de pression normalisé est constant et égal à 2, si  $a > 1.66$ . Une amplification du pic de pression intervient entre  $a = 1.26$  et  $a = 0.98$ . Cette amplification est liée à la présence du point triple proche de la paroi. Enfin, pour les faibles valeurs de  $a$  correspondant à des réflexions irrégulières, le pic de pression diminue jusqu'à valoir 1 si  $a = 0$ , en raison du non-doublement du pic de pression en incidence rasante.

Si l'on compare ces résultats à ceux obtenus par Marchiano *et al.* (2007), on constate que l'amplification du pic de pression du choc est moindre dans notre cas. Marchiano *et al.* (2007) obtiennent des valeurs de l'ordre de 2.3 au niveau du réflecteur, alors que nous obtenons moins de 2.1 en  $a = 1$ . Les différences constatées proviennent en premier lieu du fait que les ondes incidentes utilisées par Marchiano *et al.* (2007) sont des ondes périodiques dites en "dents de scies", alors que nous utilisons des ondes en  $N$  de durée finie. D'autre part, lors de notre expérience, le microphone de mesure a dû être utilisé en incidence rasante. Nous avons vu dans la partie 2.2.2

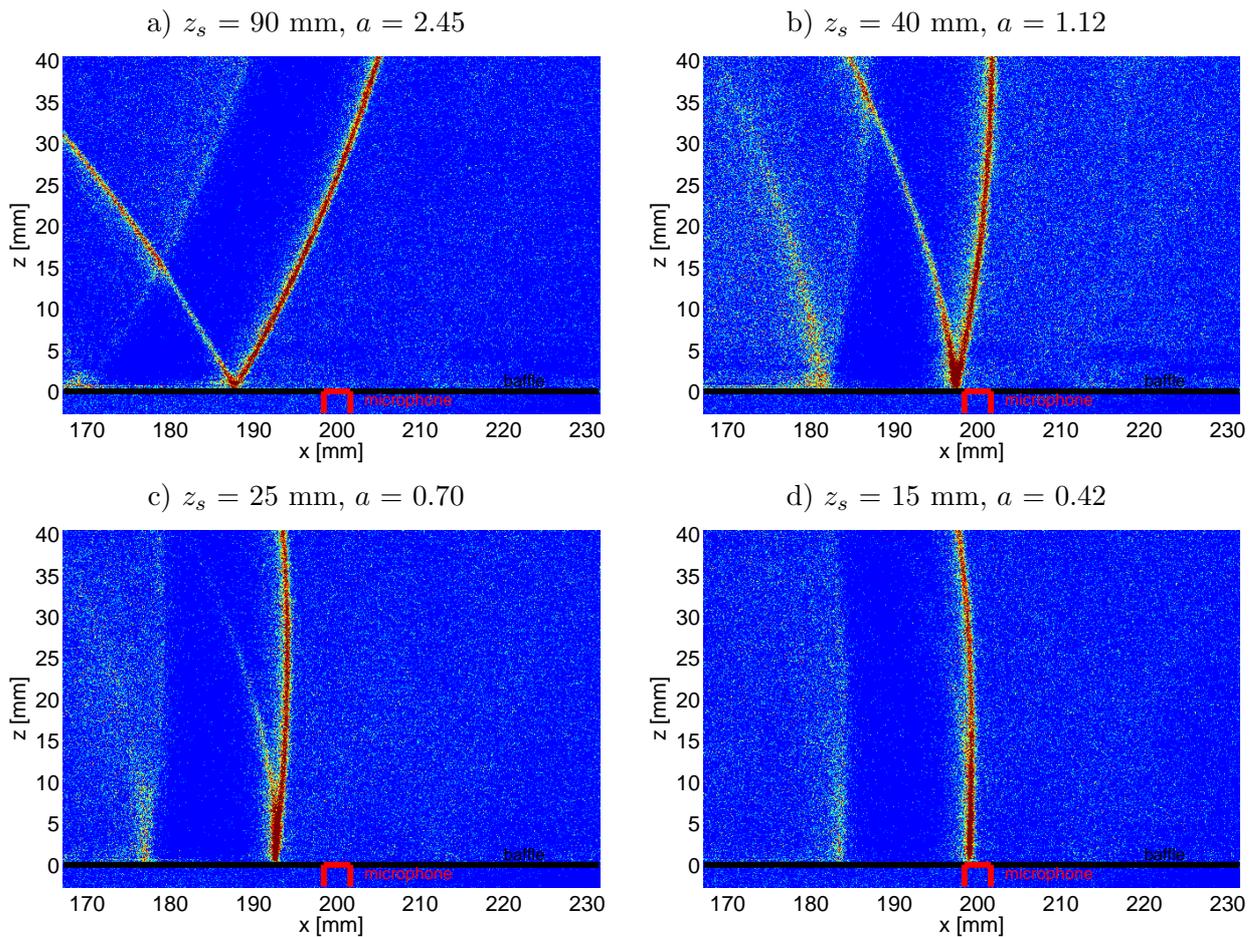


FIGURE 5.5: Réflexions d'ondes de choc sur une frontière plane et rigide : (a)  $z_s = 90$  mm,  $a = 2.45$  : réflexion régulière b)  $z_s = 40$  mm,  $a = 1.12$  c)  $z_s = 25$  mm,  $a = 0.70$  : réflexion irrégulière sous incidence oblique d)  $z_s = 15$  mm,  $a = 0.42$  : réflexion irrégulière en incidence rasante.

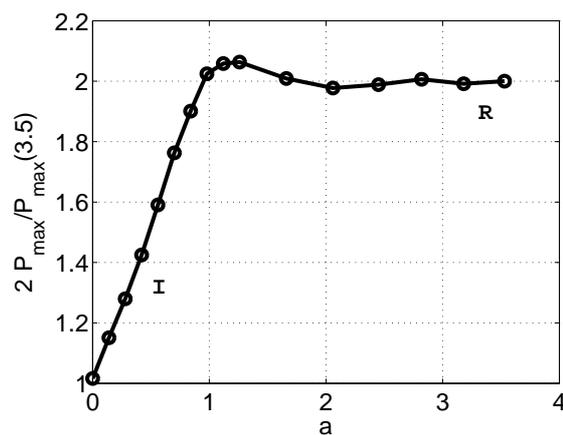


FIGURE 5.6: Mesures microphoniques avec paroi plane : pic de pression mesuré en  $z = 0$  en incidence rasante, en fonction du paramètre  $a$ .

du chapitre 2 que la tension en sortie du microphone bafflé diminue en incidence rasante, ce qui explique que l'amplification soit plus faible au voisinage de la valeur critique de  $a$ .

Il est à noter qu'une correction *a posteriori* des données de mesure est possible si la directivité

du microphone de mesure est parfaitement connue. A ce titre, les données obtenues dans le chapitre 2 (voir en particulier la figure 2.11) pourraient permettre une telle correction. Toutefois, il est à noter que la caractérisation de la directivité du microphone bafflé au moyen de la source à étincelle peut donner lieu à des phénomènes de réflexions irrégulières, en incidence rasante sur le baffle. C'est la raison pour laquelle une correction *a posteriori* des données de la figure 5.6 n'a pas été envisagée lors de notre étude.

### 5.3.2 Réflexion sur frontière cylindrique

On reproduit sur la figure 5.7 quatre images de l'onde de pression obtenue par la technique d'ombroscopie schlieren. Ces images ont été enregistrées successivement à quatre instants différents au cours de la propagation d'une même onde de choc. On représente en traits pointillés le rayon limite issu de la source, et en traits forts la position de la paroi courbe. De façon similaire aux images de la figure 5.5, le choc incident est visible ainsi que le choc réfléchi sur la paroi. Le choc arrière de l'onde est également visible avec un contraste moindre. La partie bleu foncé entre les chocs avant et arrière est la phase de détente de l'onde de choc. En premier lieu, dans la zone éclairée, c'est à dire au-dessus du rayon limite, on observe un comportement similaire à celui observé avec paroi plane. Sur la figure 5.7a, une onde directe et une onde réfléchie sur la paroi sont clairement visibles. La réflexion est irrégulière, car (1) un "Mach stem" est formé, de hauteur environ 5 mm, et (2) on observe proche de la paroi un changement de courbure de l'onde, le choc formé étant perpendiculaire à la paroi. Comme on le constate sur les figures 5.7b, 5.7c et 5.7d, une augmentation de la distance de propagation conduit à une augmentation de la taille du "Mach stem". Ce choc reste perpendiculaire au rayon limite. L'augmentation de la taille du "Mach stem" est une conséquence directe de la nature sphérique de l'onde de choc, en raison de la diminution de l'angle d'incidence avec la distance. De plus, l'onde réfléchie est de moins en moins visible. En second lieu, dans la zone d'ombre, on observe une diminution très importante du rayon de courbure de l'onde diffractée. Cette dernière prend en effet naissance au point tangent du rayon limite sur la surface courbe.

Pour une distance  $r = 10$  cm, plusieurs claquages de la source à étincelle ont permis d'obtenir environ 15 images de réflexions irrégulières à différents instants. Chacune des images a été analysée afin d'obtenir la position du choc incident, du choc réfléchi et du point triple s'il existe. Le résultat de cette analyse des images est tracé à l'échelle sur la figure 5.8. Sur cette image, les fronts d'onde de couleur identique sont issus d'un même claquage de la source à étincelle. Onze points triples ont été observés au total, notés T1 à T11 sur la figure 5.8. Ces points sont situés sur une même droite, qui forme un angle de  $\theta = 12^\circ$  environ avec la paroi courbe, en un point T0. Le nombre de Mach acoustique calculé en T0 est  $M_a = 3.4 \cdot 10^{-2}$ , ce qui fait  $a = 0.74 \pm 0.2$ , compte tenu des incertitudes de positionnement et de mesure de l'angle d'incidence. Cette valeur est du même ordre de grandeur que celle observée lors de réflexions sur paroi plane.

#### 5.3.2.1 Mesures microphoniques en fonction de $z$ à $x$ fixé

Avec la paroi cylindrique, le pic de pression  $P_{max}$  a été tracé sur la figure 5.9 en fonction de la hauteur  $z$ . Pour cette figure, nous avons choisi une normalisation différente de celle de la figure 5.6. Ici, le pic de pression est normalisé pour valoir 1 loin de la paroi, et la hauteur  $z$  est normalisée par rapport à la hauteur  $z_t$  du point triple. Ce choix a été fait pour permettre une comparaison avec les courbes obtenues par Sanai *et al.* (1976), qui utilisent des projectiles supersoniques de petit calibre et une zone d'ombre générée par un mélange inhomogène de gaz

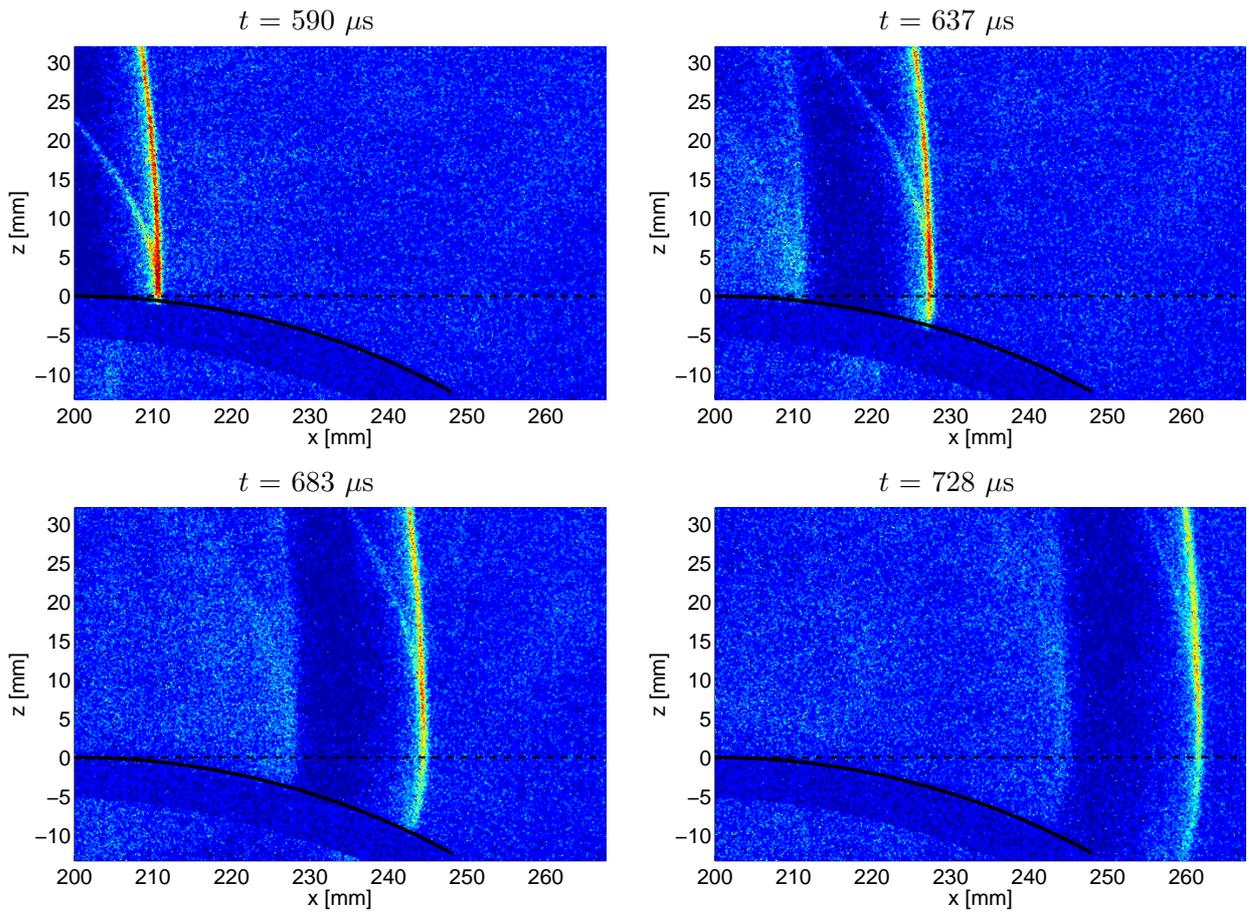


FIGURE 5.7: Réflexion irrégulière d'une onde de choc sphérique sur une frontière courbe. Chacune des images représente l'onde de pression à différents instants  $t = 590 \mu\text{s}$ ,  $637 \mu\text{s}$ ,  $683 \mu\text{s}$  et  $728 \mu\text{s}$  après le claquage de la source à étincelles.

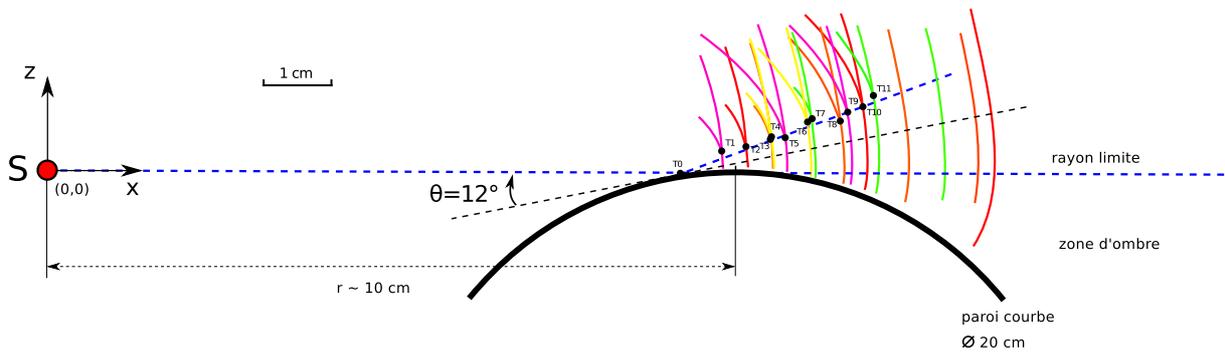


FIGURE 5.8: Position du point triple, pour plusieurs tirs d'étincelle.

carbonique et d'air. On constate sur la figure 5.9 que le pic de pression normalisé vaut 1 si  $z/z_t > 1.5$ . Il subit une amplification de 13 % environ en  $z/z_t = 1$ , et décroît ensuite si  $z/z_t < 1$ . La mesure est d'abord réalisée en champ libre ( $z/z_t > 1.5$ ), puis à proximité du point triple ( $z/z_t = 1$ ), dans le "Mach stem" ( $0 < z/z_t < 1$ ) et enfin dans la zone d'ombre ( $z/z_t < 0$ ), ce qui explique le comportement observé.

Une information importante est la décroissance du niveau de pression avant l'entrée dans la zone d'ombre géométrique, en raison de la formation d'un "Mach stem" au-dessus du rayon

limite. Il y a ainsi une continuité de décroissance du niveau de pression entre le "Mach stem" et la zone d'ombre. Si  $z/z_t > 1.5$ , on se trouve dans la zone éclairée et le pic de pression normalisé est constant et égal à 1. Dans la région du point triple en  $z/z_t = 1$  (noté T sur la figure 5.9), le pic de pression subit une amplification de 1.12 environ. Sous le point triple, entre  $z/z_t = 0$  et  $z/z_t = 1$ , on se trouve dans le Mach stem et le pic de pression décroît afin d'assurer la continuité avec la zone d'ombre en  $z/z_t < 0$ , où le pic de pression continue de décroître. La caractéristique  $P_{max} = f(z/z_t)$  est similaire à celle obtenue par Sanai *et al.* (1976), toutefois des différences dans la configuration expérimentale ne permettent pas d'effectuer une comparaison directe.

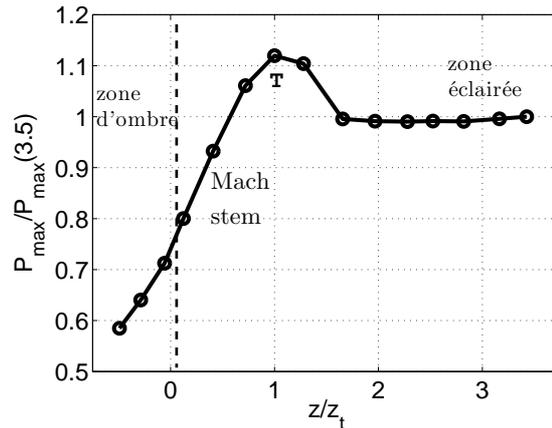


FIGURE 5.9: Mesures microphoniques avec paroi cylindrique : pic de pression mesuré en  $x = 260$  mm, en fonction de la hauteur  $z$  normalisée par la hauteur du point triple  $z_t$ .

## 5.4 Conclusion

Afin de mettre en évidence la possibilité de réflexions irrégulières d'ondes de choc très faibles dans l'air (nombre de Mach de l'ordre de  $10^{-2}$ ) sur des frontières solides, deux expériences ont été réalisées : l'une avec paroi plane, l'autre avec paroi cylindrique. Pour cela, des visualisations par ombroscopie schlieren et des mesures microphoniques ont été mises en œuvre. Dans le cas de la réflexion sur paroi plane, des réflexions irrégulières ont été observées et la valeur critique du paramètre adimensionnel  $a$  est du même ordre de grandeur que celles obtenues par différents auteurs, aussi bien dans l'eau qu'au moyen de simulations numériques d'ondes en  $N$  sphériques. Les niveaux de pression mesurés au niveau de la frontière plane sont également en accord avec les résultats de ces différentes études. Ce type de réflexions a également pu être observé au-dessus d'une paroi cylindrique. Les visualisations effectuées avec la paroi courbe montrent plusieurs modifications de la courbure du front d'onde, consécutives à l'apparition du point triple, à la présence d'un Mach stem, et à la propagation du choc dans la zone d'ombre. Les mesures microphoniques effectuées en fonction de la hauteur montrent une amplification du pic de pression dans la région du point triple et une décroissance du niveau de pression du Mach stem, qui se raccorde à la chute de la pression dans la zone d'ombre.

On peut envisager comme perspective à ce travail l'étude de l'influence de l'impédance du sol. Expérimentalement, il est possible de recouvrir la surface plane d'un matériau absorbant. Nous avons fait lors de cette expérience des essais où la surface plane était recouverte de feutrine. Dans cette configuration, l'onde réfléchie sur la paroi n'était plus visible sur les images issues de

l'ombroscopie. Il semble à l'issue de ces observations préliminaires qu'une campagne spécifique de mesures doit être menée, au cours de laquelle le matériau absorbant utilisé sera précisément caractérisé. Dans le régime linéaire, des modèles existent pour décrire la réflexion des ondes sonores sur un sol plan, et, couplés à des modèles d'impédance pour le sol, ils permettent une bonne prédiction des niveaux sonores. Toutefois, dans le cas des réflexions irrégulières liées aux ondes de forte amplitude, l'influence de la nature du sol (impédance, rugosité...) reste à notre connaissance un problème ouvert.

Dans la suite de cette thèse, une paroi cylindrique rigide de plus grande dimension (rayon de 1 m environ) est utilisée afin de modéliser l'influence d'un gradient vertical de célérité du son sur la propagation d'ondes en  $N$  en atmosphère turbulente. Les résultats obtenus dans le présent chapitre seront utilisés afin d'analyser les données obtenues dans le chapitre suivant, notamment en-dehors de la zone d'ombre acoustique où la réflexion a lieu.



## Chapitre 6

# Propagation d'ondes de choc dans une zone d'ombre en atmosphère homogène ou turbulente

### 6.1 Introduction et objectifs

#### 6.1.1 Motivations

L'étude de la propagation acoustique dans une zone d'ombre est un problème qui intéresse la communauté de l'acoustique depuis de nombreuses années. Avec le développement de l'aviation supersonique, un intérêt a été porté à la propagation des impulsions sonores de fort niveau dans différentes conditions atmosphériques, notamment la propagation dans les zones d'ombre.

Après avoir étudié dans le chapitre 4 la propagation en champ libre avec turbulence, et dans le chapitre 5 les réflexions liées à la présence d'une frontière rigide, on s'intéresse dans ce chapitre à la propagation des impulsions sonores de forte amplitude, en présence d'un gradient vertical négatif de célérité du son. Un gradient négatif permet, en réfractant le son vers le haut, la formation près du sol d'une "zone d'ombre" acoustique. Cette "zone d'ombre" est définie comme la région de l'espace où aucun rayon acoustique ne peut pénétrer, c'est pourquoi l'approximation de l'acoustique géométrique prédit un niveau de pression nul dans cette région. Toutefois, on constate que le niveau de pression dans la zone d'ombre acoustique n'est pas strictement nul. En l'absence de turbulence, la propagation acoustique dans la zone d'ombre se fait par diffractions successives le long du sol (voir la figure 6.1), on parle alors d'une "onde rampante" (Pierce, 1989). En présence de turbulence, de l'énergie sonore peut être réémise dans la zone d'ombre. La rugosité du sol ou son impédance peut également influencer la propagation.

Dans ce chapitre, après avoir présenté les travaux existant sur le sujet, on met en place une expérience à l'échelle du laboratoire afin de caractériser la propagation acoustique d'ondes en  $N$  dans une zone d'ombre, en présence de turbulence.

#### 6.1.2 Travaux précédents

##### **Théorie**

Des résultats analytiques de propagation dans la zone d'ombre existent pour certaines formes particulières de gradient de célérité du son. Ces calculs sont valables si le gradient de célérité

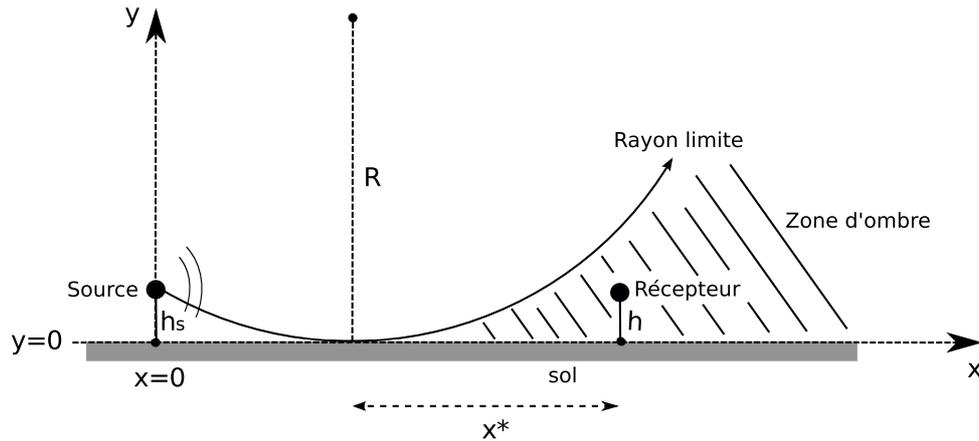


FIGURE 6.1: Schéma de principe de propagation en atmosphère stratifiée : le son est dévié vers le haut, se forme alors une zone d'ombre où le son ne se propage pas directement depuis la source.

produit à proximité du sol une zone d'ombre délimitée par un rayon circulaire. C'est approximativement le cas (si l'altitude  $y$  reste suffisamment faible) pour un profil de célérité linéaire  $c(y) = c_0(1 - y/R)$ , exponentiel  $c(y) = c_0 \exp(-y/R)$  ou dit "bilinéaire"  $c(y) = c_0/\sqrt{1 + 2y/R}$ . Par exemple, si  $R$  est de l'ordre de 1 m (comme c'est le cas pour les expériences à l'échelle du laboratoire, alors ces trois profils présentent des différences faibles si  $y < 15$  cm typiquement.

Pour le cas du profil linéaire, Pridmore-Brown (1955) exprime une solution en coordonnées sphériques dans le cas d'un point source. Dans une limite hautes fréquences (fronts d'onde), les auteurs montrent en analysant les temps d'arrivée que la propagation dans la zone d'ombre s'effectue d'abord le long du sol par diffractions successives, puis que l'onde est réémise dans la zone d'ombre. L'atténuation de l'onde dans la zone d'ombre est exponentielle suivant la distance de propagation. D'autres calculs analytiques dans le cas du profil linéaire, effectués par Pierce (1989), ou Daigle *et al.* (1986), confirment les résultats de Pridmore-Brown (1955). Avec un profil de célérité dit "bilinéaire", le calcul du niveau de pression a été effectué par Berry & Daigle (1988). Enfin, le calcul avec un profil exponentiel de célérité du son a été réalisé par Di & Gilbert (1994). On doit enfin à Li *et al.* (1998a) un calcul à portée plus générale du niveau de pression dans la zone d'ombre, avec gradient quelconque de célérité du son. Comme on le verra par la suite, le profil exponentiel permet une analogie exacte avec la propagation au-dessus d'un cylindre. Suivant Pierce (1989) et Coulouvrat (2000b), on peut écrire la pression acoustique dans la zone d'ombre comme une somme de résidus :

$$p(\omega) = F(\omega) \sum_n e^{ik_n x^*} \frac{A_i [b_n - (y/l)e^{2i\pi/3}]}{A_i'(b_n)^2 - b_n A_i(b_n)^2} \quad (6.1)$$

où  $p(\omega)$  représente la pression acoustique en  $x, y$  et  $F(\omega)$  la pression incidente au début de la zone d'ombre.  $x^*$  est la distance horizontale depuis le début de la zone d'ombre,  $A_i$  est la fonction d'Airy, et  $A_i'$  est sa dérivée. Le paramètre  $l = (R/2k_0^2)^{1/3}$  est une épaisseur caractéristique de diffraction sur le sol. Les résidus  $b_n$  sont les racines de l'équation :

$$A_i'(b_n) + q(\omega) A_i(b_n) e^{2i\pi/3} = 0 \quad (6.2)$$

où  $q(\omega) = ik_0 Y_s l$  est une mesure de l'impédance du sol à la pulsation  $\omega$ , avec  $Y_s$  l'admittance du sol. Enfin, les nombres d'onde  $k_n$  des ondes rampantes s'expriment comme :

$$k_n = \frac{\omega}{c_0} \left( 1 + \frac{1}{2} e^{-2i\pi/3} \frac{b_n}{(\omega l / c_0)^2} \right) \quad (6.3)$$

Ce calcul analytique du niveau de pression en zone d'ombre permet de représenter, dans le cas linéaire, l'effet d'un gradient de célérité produisant à proximité du sol une zone d'ombre circulaire. De plus, il est possible de tenir compte de l'impédance du sol. L'influence de l'impédance et notamment la création d'ondes de surface dans la zone d'ombre, directement liées au caractère impédant du sol, a été mise en évidence par Dragna (2011).

### Expériences de propagation en milieu extérieur

Plusieurs expériences de propagation en milieu extérieur ont été réalisées avec des zones d'ombres créées par les conditions atmosphériques lors de l'expérience. Don & Cramond (1990) ont notamment mesuré des impulsions sonores issues de tirs de pistolets chargés à blanc, au-dessus d'un sol herbeux et en présence d'un profil de célérité mesuré près du sol, et supposé linéaire, de  $1.5 \text{ s}^{-1}$  environ. Cette expérience a permis de montrer qu'en présence d'un sol non rigide, l'onde de pression est entièrement dominée dans la zone d'ombre par une onde de surface basse fréquence, due à l'impédance du sol herbeux. La limite de la zone d'ombre peut donc être dans ce cas déterminée approximativement par la mesure du temps de montée de l'onde, qui est très court dans la zone éclairée, et qui augmente fortement dans la zone d'ombre en raison de la présence d'une onde de surface basses fréquences.

On peut également noter les expériences en extérieur de Daigle *et al.* (1986). La différence avec les travaux de Don et Cramond est que les auteurs utilisent une source monofréquentielle entre 1 et 16 kHz. Leur profil de célérité du son, mesuré pour plusieurs altitudes, n'est pas linéaire. Afin d'appliquer la solution analytique valable pour un gradient constant de célérité du son, les auteurs calculent pour chaque distance de propagation le gradient de célérité qui produirait à cette distance la même hauteur de zone d'ombre. Les résultats sont en assez bon accord avec la solution proposée par Pierce (1989). Les mesures effectuées montrent d'autre part une remontée du niveau sonore proche de la paroi, ce qui confirme la présence d'une onde rampante.

Plusieurs raisons ont conduit à développer des approches alternatives aux expériences de propagation en milieu extérieur. Les premières raisons tiennent notamment aux conditions atmosphériques lors de l'expérience, qui ne peuvent être ni suffisamment contrôlées ni caractérisées de façon extensive. Des tests ont été réalisés par Stinson & Daigle (1996), afin de coupler des mesures de température pour plusieurs altitudes à des mesures de vent. Ils ont pu en déduire la forme du gradient de célérité à proximité du sol. Cependant, s'il est possible de mesurer grâce à un dispositif adapté la forme du gradient de célérité, celle-ci ne peut être imposée par l'expérimentateur. D'autre part, si l'on souhaite déterminer l'influence statistique de la turbulence atmosphérique, il est souhaitable de réaliser un grand nombre de fois la même mesure, afin de pouvoir établir des statistiques liées au caractère aléatoire de la turbulence. Cette procédure est inenvisageable dans le cas des expériences en extérieur en raison des coûts élevés de telles expériences et surtout de la variabilité des conditions météorologiques. D'autres méthodes sont donc envisagées, parmi lesquelles des expériences à l'échelle du laboratoire.

### Expériences à l'échelle du laboratoire : utilisations d'un gradient réel de célérité du son

Les difficultés rencontrées lors des expériences de propagation en extérieur, ainsi que la nécessité de séparer l'effet de la turbulence atmosphérique et du gradient de célérité, ont conduit à réaliser des simulations expérimentales à l'échelle dont les paramètres sont mieux contrôlés. On peut citer le travail précurseur de Pridmore-Brown (1955), qui a étudié sur une maquette bidimensionnelle la propagation d'ondes cylindriques dans un gradient constant de température. Le gradient est maintenu dans une enceinte fermée dont les extrémités hautes et basses sont à températures constantes, avec la paroi haute plus chaude que la paroi basse. La source sonore est constituée d'un haut-parleur émettant des impulsions sonores dans l'enceinte à travers des trous de petit diamètre (1/8") pratiqués dans un tube. Cette expérience a pour la première fois permis de vérifier la décroissance du niveau sonore dans la zone d'ombre, tout en connaissant le gradient de température. On peut également citer, à l'échelle du laboratoire, les travaux réalisés par Wanner *et al.* (1972) puis par Sanai *et al.* (1976). Dans ces deux études, le gradient de célérité du son est créé par un mélange inhomogène de dioxyde carbone et d'air. Ils utilisent comme source des ondes en  $N$  émises par des projectiles supersoniques. Des mesures de pression, couplées à des visualisations optiques, ont permis lors de ces deux expériences de visualiser la forme du choc dans la zone éclairée. Il est ainsi mis en évidence une réflexion irrégulière de l'onde de choc, couplée à l'effet du gradient de célérité du son.

### Analogie atmosphère réfractante - paroi courbe

Les expériences à l'échelle du laboratoire sont facilitées par l'existence d'une analogie entre la propagation en atmosphère homogène avec une frontière courbe et la propagation dans un gradient de célérité du son. Dans les deux cas, une zone d'ombre est créée : soit par la réfraction si la vitesse du son n'est pas constante avec l'altitude, soit par l'obstacle constitué de la paroi courbe (voir la figure 6.2).

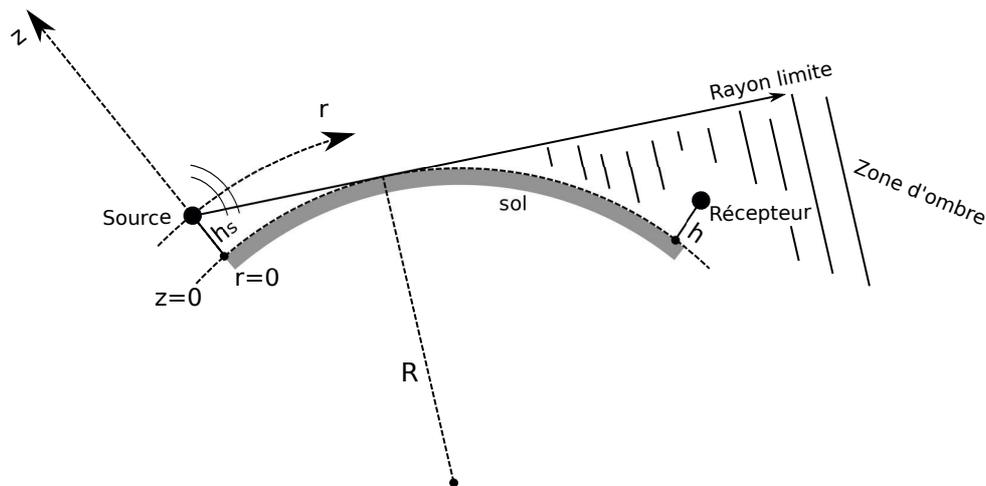


FIGURE 6.2: Expérience à l'échelle du laboratoire utilisant une paroi courbe.

L'équivalence exacte entre un profil exponentiel et une frontière cylindrique est démontrée par Di & Gilbert (1994) ainsi que par Li *et al.* (1998b), Wang & Li (1999a) (voir la figure 6.3).

Les formules de passage du domaine "physique" (avec paroi plane et gradient de célérité) au domaine "courbé" équivalent (avec paroi cylindrique sans gradient de célérité) sont :

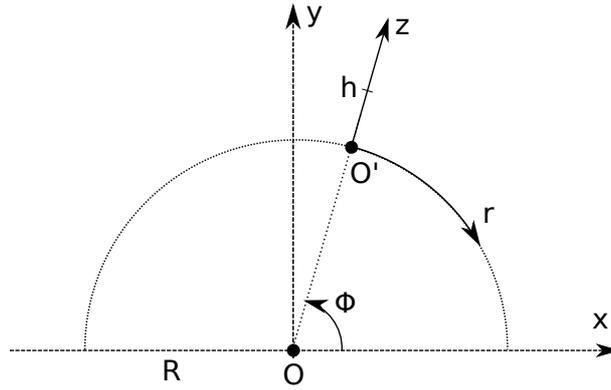


FIGURE 6.3: Illustration et paramètres géométriques du changement de repère utilisé.

$$x = R e^{\frac{z}{R}} \cos \left( \phi - \frac{r}{R} \right) \quad (6.4)$$

$$y = R e^{\frac{z}{R}} \sin \left( \phi - \frac{r}{R} \right) \quad (6.5)$$

Dans ces formules de passage,  $x$  et  $y$  sont les coordonnées dans le domaine "physique",  $z$  et  $r$  sont les coordonnées dans le domaine "courbé",  $R$  est le rayon de courbure, et  $\Phi$  est l'angle dans le domaine courbé. On peut également obtenir les formules inverses :

$$r = R \tan^{-1} \left( \frac{y}{x} - \phi \right) \quad (6.6)$$

$$z = R \log \left( 1 + \frac{h}{R} \right) \quad (6.7)$$

De façon similaire et pour des hauteurs  $z$  faibles devant la distance de propagation, Berry & Daigle (1988), ainsi que Daigle & Raspet (1991), montrent l'équivalence entre un profil de célérité dit "bilinéaire" et une frontière cylindrique. On peut également noter un développement similaire effectué par Wang & Li (1999b) dans le cas d'une surface concave, permettant de simuler un gradient positif qui réfracte le son vers le sol. Cette analogie permet ainsi de réaliser des simulations expérimentales de propagation sonore à échelle réduite, où l'effet du gradient de célérité du son est modélisé par une paroi courbe, dont la géométrie est facilement maîtrisée. On notera qu'une approche similaire est également menée dans certaines études numériques, où un gradient complexe de célérité du son peut être remplacé par une frontière dont la forme est calculée pour produire l'effet attendu du gradient de célérité.

### Expériences à l'échelle du laboratoire : utilisation d'une paroi courbe

Une telle expérience a été réalisée par Almgren (1987) avec une source à arc électrique et une plaque courbée, puis également par Berry & Daigle (1988) en utilisant une frontière cylindrique et une source monofréquentielle. L'accord entre les mesures et la théorie développée pour le profil "bilinéaire" de célérité fournit un bon accord dans la zone d'ombre profonde, mais les auteurs montrent que les résultats expérimentaux et théoriques diffèrent de façon importante à proximité du rayon limite. Plus la fréquence de la source est haute, plus l'erreur entre la théorie et l'expérience est importante. Avec des surfaces courbes impédantes, les auteurs montrent la

présence d'une onde de surface, qui augmente le niveau sonore en basses fréquences dans la zone d'ombre, ce qui confirme les mesures en extérieur de Don & Cramond (1990).

Les travaux expérimentaux de Daigle & Raspet (1991), ainsi que ceux de Berry & Daigle (1988) ont permis de confronter des mesures réalisées avec des parois courbes aux résultats de modélisation, pour des sources monofréquentielles de faible amplitude. On notera que ces expériences ont permis de confirmer que la chute du niveau de pression dans la zone d'ombre est bien prise en compte. Les auteurs notent également la nécessité de prendre en compte les effets non-linéaires pour les sources impulsionnelles de forte intensité (pistolet, étincelles...) pour lesquelles l'application de la solution analytique ne fournit pas des résultats pertinents.

### Effets combinés de la zone d'ombre et de la turbulence atmosphérique

Des travaux théoriques et expérimentaux ont été effectués pour quantifier l'effet de la turbulence sur la propagation dans une zone d'ombre. L'hypothèse généralement admise est que la turbulence agit comme diffuseur, permettant à l'énergie sonore de parvenir jusqu'à la zone d'ombre (voir la figure 6.4). Toutefois, il est délicat lors des mesures en extérieur de séparer les effets de diffraction sur le sol des effets liés à la turbulence.

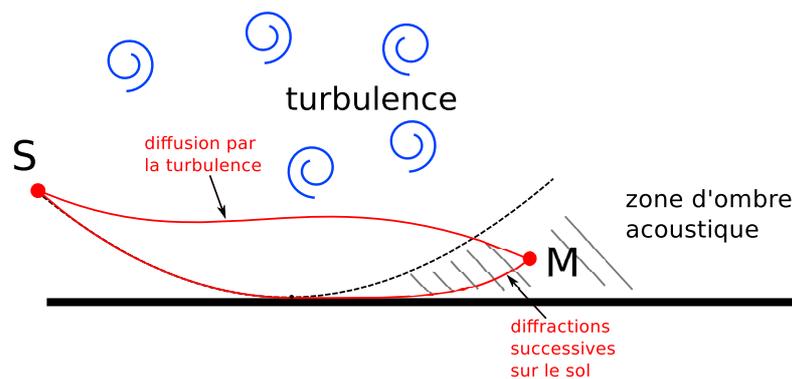


FIGURE 6.4: Apport d'énergie dans la zone d'ombre par la turbulence.

Daigle *et al.* (1986) ont pu effectuer la mesure en extérieur du spectre de la turbulence ainsi que des échelles caractéristiques de la turbulence. Cette mesure leur permet de conclure quant à la dispersion des points de mesure. D'autre part, Wilson *et al.* (1996) a montré que, lors d'une expérience en milieu extérieur, le caractère intermittent de la turbulence atmosphérique devait être pris en compte dans la prédiction du niveau de pression au sol. Gilbert *et al.* (1989) vont plus loin dans l'analyse de l'effet de la turbulence, grâce à un calcul de propagation à l'aide d'une équation parabolique. La source est monofréquentielle, le profil de célérité du son est logarithmique. Les paramètres du milieu turbulent utilisés sont ceux mesurés par Daigle *et al.* (1986). À l'extérieur de la zone d'ombre, la turbulence a pour effet de "lisser" les figures d'interférences entre les ondes directes et réfléchies. Dans la zone d'ombre, un tracé de rayons montre la re-distribution de l'énergie par diffusion sur les structures turbulentes. Des simulations numériques ont également été réalisées dans le cadre de l'acoustique linéaire par Blanc-Benon & Juvé (1996) en utilisant une équation parabolique grand angle, et plusieurs réalisations d'un milieu turbulent obtenu par synthèse de modes de Fourier. Les simulations effectuées avec un gradient de célérité du son logarithmique montrent l'augmentation du niveau sonore moyen dans la zone d'ombre par la turbulence. Ces résultats sont confirmés expérimentalement par Wasier (1999), qui effectue dans sa thèse une simulation expérimentale de la propagation d'ultrasons,

proche de celle de Berry & Daigle (1988). Lors de cette expérience, une source ultrasonore et une paroi cylindrique ont été utilisées. Le milieu turbulent est créé par un réseau de résistances chauffantes, permettant de créer une turbulence thermique. Le réseau d'interférences hors de la zone d'ombre est "lissé", et la turbulence augmente le niveau sonore moyen dans la zone d'ombre. Enfin, la première expérience de propagation d'ondes en  $N$  de forte amplitude dans une zone d'ombre en présence de turbulence a été effectuée au LMFA dans le cadre du projet européen SOBER (Ollivier & Blanc-Benon, 2004, Qin *et al.*, 2004), avec un dispositif similaire à celui mis en place par Wasier, à la différence près que la source acoustique n'est pas une source monofréquentielle ultrasonore, mais un arc électrique générant des ondes en  $N$ . Cette expérience a permis de montrer que, dans le cas de la propagation des ondes de choc, la turbulence augmente également le niveau sonore moyen dans la zone d'ombre. Toutefois, les incertitudes concernant la source (fluctuations, directivité, forme d'onde etc.), et les microphones (incertitudes sur la mesure du temps de montée, influence sur les paramètres mesurés etc.) n'ont pas permis d'analyser pleinement les résultats de l'expérience.

### 6.1.3 Synthèse et objectifs de l'étude avec paroi courbe

En l'absence de turbulence et dans le cadre de l'acoustique linéaire, la propagation sonore dans une zone d'ombre est un cas bien documenté dans la littérature. Des solutions analytiques existent afin de calculer, sous l'hypothèse de propagation linéaire, les formes d'onde dans la zone d'ombre pour différents gradients de célérité. Dans le cas des impulsions de forte amplitude, l'hypothèse de propagation linéaire semble trop restrictive pour que la solution calculée soit réellement prédictive. Toutefois, en raison de la diminution importante du niveau sonore dans la zone d'ombre constatée par de nombreux auteurs, on peut raisonnablement espérer que, profondément dans la zone d'ombre, les solutions analytiques basées sur l'hypothèse de propagation linéaire fournissent des résultats pertinents. Un premier objectif dans ce chapitre est d'estimer la validité de modèles analytiques vis-à-vis de ce critère. Enfin, comme on l'a vu dans le chapitre 5 avec un dispositif expérimental de petites dimensions ( $R = 10$  cm), une réflexion irrégulière est possible pour les chocs faibles dans l'air. Se pose alors la question de l'existence d'une réflexion irrégulière et de sa prise en compte pour l'analyse de l'expérience à l'échelle du laboratoire, pour un dispositif de plus grandes dimensions ( $R \simeq 1$  m).

La propagation atmosphérique d'impulsions sonores de forte amplitude dans une zone d'ombre, en présence de turbulence, est un problème assez peu documenté dans la littérature. Les expériences extérieures réelle ne permettent pas une connaissance suffisante des conditions atmosphériques. Des simulations numériques de propagation à travers la "turbulence gelée" existent en deux dimensions, mais ne représentent pas toute la complexité du problème. Les simulations numériques directes en trois dimensions, permettant le calcul simultané d'un gradient réaliste de célérité, de la turbulence, ainsi que la propagation d'une impulsion de forte amplitude, ne sont pas à ce jour au point, ou restent du moins trop coûteuses en temps de calcul pour espérer des études statistiques. Pour étudier ce problème, des expériences à l'échelle du laboratoire, avec turbulence, sont donc réalisées. Elles permettent notamment un contrôle du gradient de célérité du son et des paramètres de la turbulence. A ce titre, les expériences avec paroi courbe sont rendues possibles grâce à l'analogie avec la propagation dans un milieu présentant un gradient de célérité exponentiel. Avec turbulence, il n'existe cependant que peu de résultats significatifs en termes de statistiques. On souhaite déterminer, par rapport aux données disponibles en champ

libre, quel est l'impact de la zone d'ombre sur les statistiques des mesures réalisées. D'autre part, il n'a pas été démontré de façon totalement satisfaisante que l'augmentation du niveau sonore dans la zone d'ombre, en présence de turbulence, était due à un phénomène de diffusion permettant de ramener de l'énergie sonore depuis la zone éclairée vers la zone d'ombre. Par rapport aux expériences réalisées dans le cadre du projet européen SOBER (dans lequel il y avait des incertitudes sur les caractéristiques du dispositif expérimental), nous réalisons l'expérience décrite dans la suite de chapitre après avoir étudié en détails la source, les récepteurs, et après avoir établi des résultats de référence en champ libre et avec paroi plane sans turbulence.

## 6.2 Description de l'expérience

Les mesures acoustiques ont été réalisées en utilisant une ligne de 7 microphones. Cette antenne comprend 4 microphones 1/8" Brüel & Kjør et 3 microphones G.R.A.S., montés ensemble dans un baffle rectangulaire (voir le chapitre 2). La position de la ligne de microphones, ainsi que son orientation, sont contrôlés par ordinateur à l'aide de systèmes de déplacement pilotés par le logiciel Labview qui réalise également l'acquisition des signaux. L'ensemble des programmes Labview et le pilotage de l'expérience ont été mis en œuvre au cours de cette thèse. Une paroi courbe est utilisée afin de modéliser l'effet sur la propagation des ondes en  $N$  d'un gradient de célérité du son.

Pour réaliser la surface courbe, une plaque de plexiglas de 5 mm d'épaisseur a été maintenue en flexion entre deux barres rigides. Afin de réaliser une mesure a posteriori de la courbure de la plaque, un détecteur a été fabriqué à partir d'un capteur fin de course du commerce. Ce dernier a été monté sur le chariot de déplacement. En effectuant une série de déplacements à vitesse très faible dans la direction  $y$  pour plusieurs positions  $x$ , et en détectant l'ouverture du capteur fin de course au moment du contact avec la paroi, la géométrie de la paroi courbe a été estimée. Une mesure le long d'une ligne avec un pas de 1 cm (soit un total de 150 points de mesure) a permis d'obtenir la courbe tracée en noir sur la figure 6.5a. Le rayon de courbure est très proche de celui d'un cercle de rayon  $R = 1.137$  m, tracé en pointillés rouges. L'écart par rapport au cercle est tracé sur la figure 6.5b. On constate que cet écart reste inférieur à 1 mm sur une distance de 800 mm environ, ce qui valide le procédé de réalisation de la paroi cylindrique.

Pour l'expérience reportée dans ce chapitre, comme indiqué sur la figure 6.6, la paroi courbe a été montée solidaire de la structure porteuse du chariot de déplacement. C'est également le cas de la source à étincelles, ce qui permet d'assurer un bon positionnement relatif de la source, de la frontière cylindrique et des microphones. L'ensemble est disposé dans la grande chambre anéchoïque du Centre Acoustique du LMFA, au-dessus de la grille de turbulence thermique (voir la photographie en figure 6.7).

L'origine du repère  $(x, y)$  est localisée au centre de la paroi courbe dont le rayon mesuré est  $R = 1.137$  m (voir la figure 6.8). Les paramètres géométriques sont alors l'angle  $\beta$ , l'altitude  $h$  par rapport à la paroi courbe, et la distance curviligne  $r$  depuis la source. La source est positionnée en  $\beta = 132.16^\circ$  et  $h = 12.2$  cm. A partir de la position de la source et de la géométrie de la paroi courbe, un rayon limite est défini comme la frontière géométrique entre la zone "éclairée" et la zone "d'ombre".

Les résultats de trois types de mesure sont détaillés dans la suite de ce chapitre : des cartographies de l'onde de pression dans le plan  $(x, y)$ , des mesures réalisées en fonction de  $h$ , pour  $r = 1.1$  m et  $\beta = 75.63^\circ$ , et des mesures en fonction de  $r$  pour  $h = 2$  cm. Ces mesures ont été réalisées

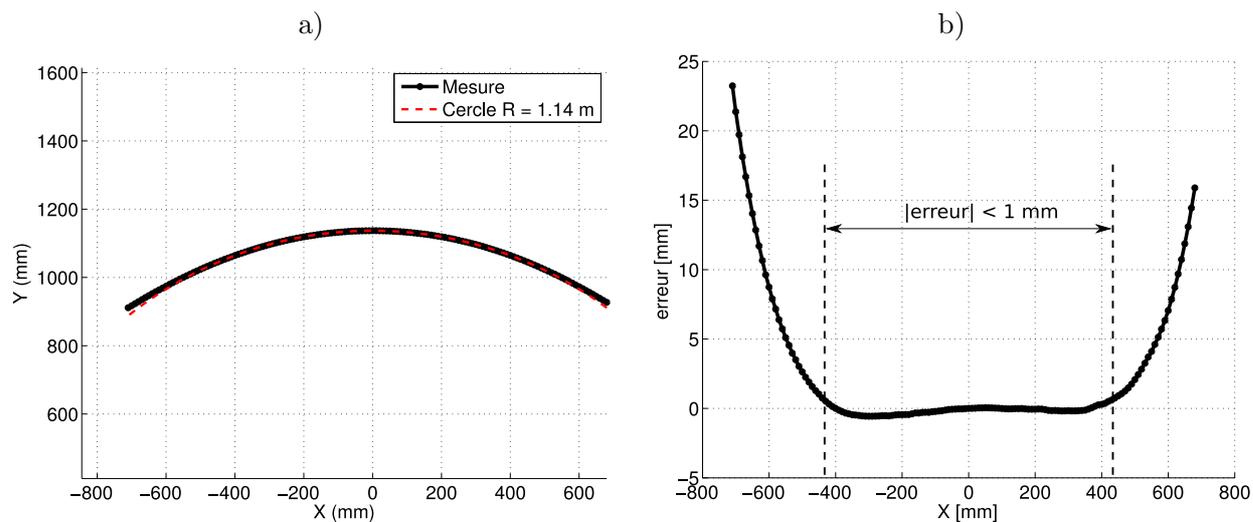


FIGURE 6.5: Mesure de la géométrie de la paroi courbe utilisée lors de l'expérience du chapitre 6 de cette thèse.

a) Géométrie réelle de la paroi courbe (en noir), comparée à un cercle de rayon  $R = 1.14$  m (en trait pointillé rouge). b) Erreur commise par rapport au cercle de rayon  $R = 1.14$  m. Sur une distance d'environ 900 mm (entre les traits pointillés verticaux), l'erreur commise reste inférieure à 1 mm.

sans turbulence et avec turbulence. Pour plus détails concernant les différentes séries de mesure et les maillages utilisés, on peut se reporter à l'annexe D.

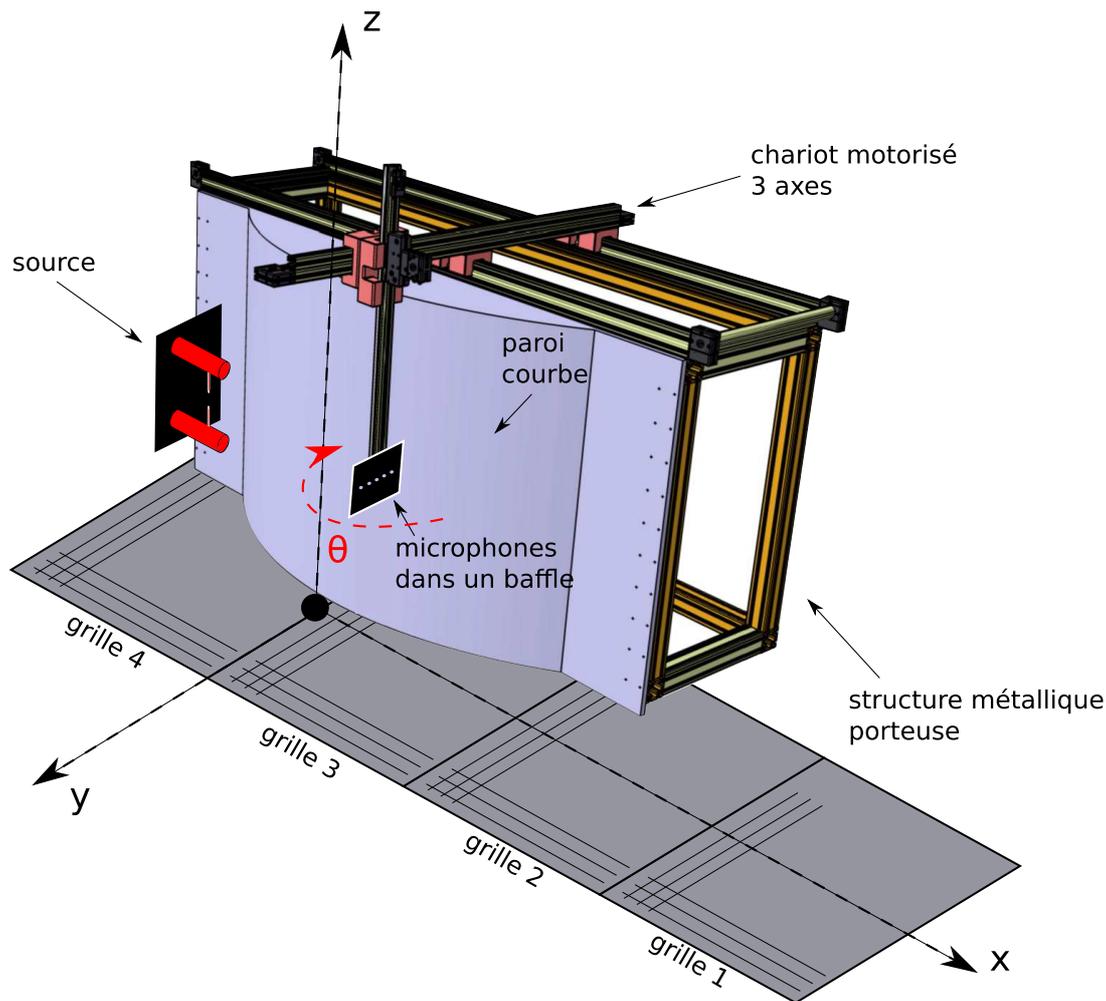


FIGURE 6.6: Schéma du montage mécanique utilisé pour les expériences de propagation avec paroi courbe. La plaque courbée est fixée sur la structure porteuse du chariot de déplacement, de même que la source à étincelles. L'ensemble est placé au-dessus de la grille de turbulence thermique.

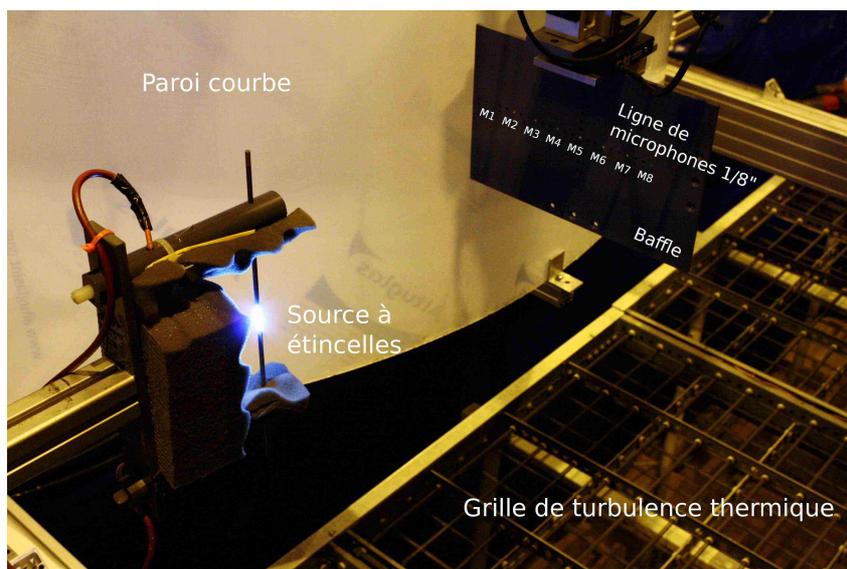


FIGURE 6.7: Photographie de l'expérience de propagation acoustique avec paroi courbe et turbulence thermique.

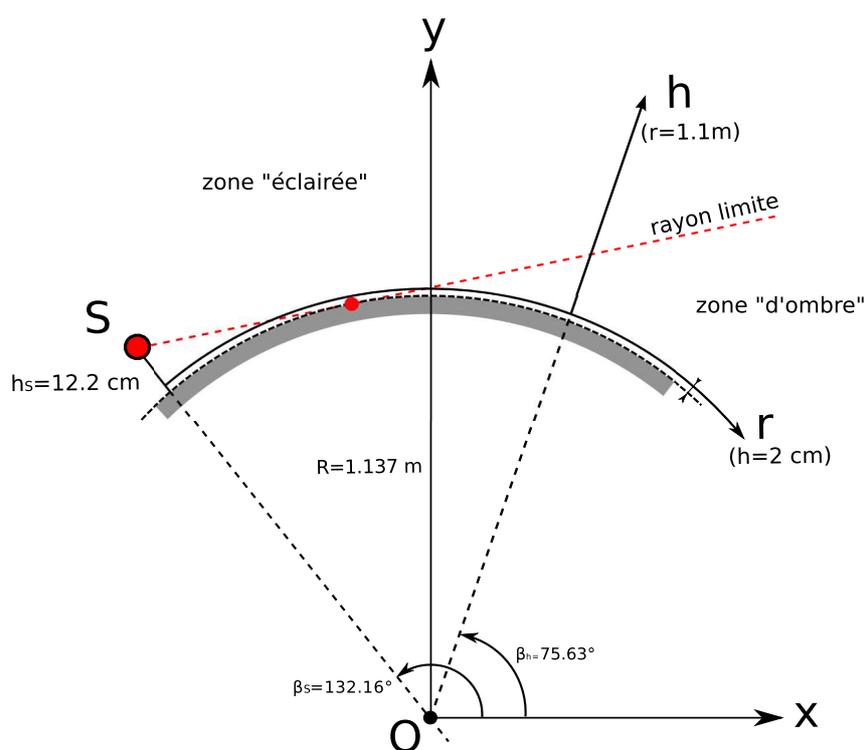


FIGURE 6.8: Schéma des mesures acoustiques. La paroi courbe est indiquée en gris, et la source  $S$  avec un point rouge. L'origine du repère  $(x, y)$  est en  $O$ , centre de la paroi courbe.

## 6.3 Propagation dans une zone d'ombre en atmosphère homogène

On s'intéresse dans cette section à la propagation dans une zone d'ombre de l'onde de choc sans turbulence.

### 6.3.1 Mesures acoustiques sans turbulence : résultats et discussion

#### Etude de la direction de propagation de l'onde

On souhaite déterminer dans quelle direction l'énergie sonore se propage dans la zone d'ombre. Cette information est très importante car elle permet de valider la description du phénomène de diffraction sur la surface courbe. Connaître la direction de propagation permet aussi d'orienter précisément les microphones de mesure afin de limiter l'erreur de directivité du microphone. Comme il a été résumé dans le paragraphe 6.1.2, des travaux théoriques (Berry & Daigle, 1988, Pierce, 1989, Coulouvrat, 1997) décrivent la propagation sonore comme s'effectuant le long de rayons diffractés formant une onde rampante, réémettant de l'énergie sonore dans la zone d'ombre (voir la figure 6.9). Le son se propage de la source S jusqu'au point tangent T du rayon limite, est diffracté sous la forme d'une onde rampante jusqu'à T', puis une réémission a lieu dans la zone d'ombre à partir du point tangent T' jusqu'au microphone M.

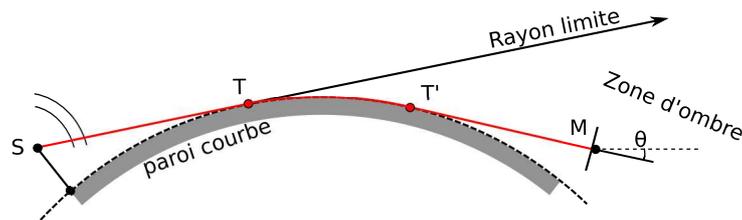


FIGURE 6.9: Trajet géométrique des rayons sonores, depuis la source S jusqu'au microphone M. Le son est notamment diffracté le long d'un trajet TT'.

Deux méthodes sont proposées dans cette partie pour vérifier expérimentalement la direction de propagation. La première utilise le fait que le microphone n'est pas omni-directionnel. La seconde méthode proposée exploite la mesure des temps d'arrivée de l'onde à l'aide d'une ligne de 7 microphones.

#### Direction de propagation : utilisation de la directivité du microphone de mesure

Afin de vérifier expérimentalement la direction de propagation de l'onde, on propose dans un premier temps d'effectuer une rotation du microphone autour de l'axe vertical  $z$ . Nous avons utilisé le microphone avec sa grille de protection, car il a été vu dans le chapitre 2 qu'avec ce montage la directivité est plus marquée, ce que l'on cherche à obtenir. La mesure est d'abord effectuée dans la zone éclairée, en  $X = 260$  mm,  $Y = 1550$  mm, puis dans la zone d'ombre en  $X = 700$  mm,  $Y = 1170$  mm (voir les figures 6.10a et 6.10b). Dans ces deux cas, on trace sur les figures 6.10a et 6.10b l'évolution du pic de pression  $P_{max}$  en fonction de l'orientation  $\theta$  du microphone. En noir est indiqué le résultat de la mesure, et en traits rouges pointillés est reportée la mesure de directivité du microphone effectuée dans le chapitre 2 (voir notamment la figure 2.11b). Dans la zone éclairée, on observe un maximum de pression pour un angle  $\theta = -27^\circ$ . Cet angle correspond géométriquement à la direction de la source vue depuis le microphone. On peut constater sur

la figure 6.10a que le niveau de pression décroît rapidement lorsque l'angle d'orientation du microphone s'écarte de cette valeur. La décroissance de pic de pression en fonction de l'angle  $\theta$  est très proche de la courbe de directivité du microphone. On constate d'autre part dans la zone d'ombre un comportement similaire. Le maximum de pression est obtenu pour une orientation de  $\theta = -0.4^\circ$ , ce qui coïncide avec la direction tangente à la paroi, vue depuis le microphone. Cette première méthode nous permet de confirmer que, dans la zone d'ombre, le microphone détecte une source acoustique au point tangent à la paroi.

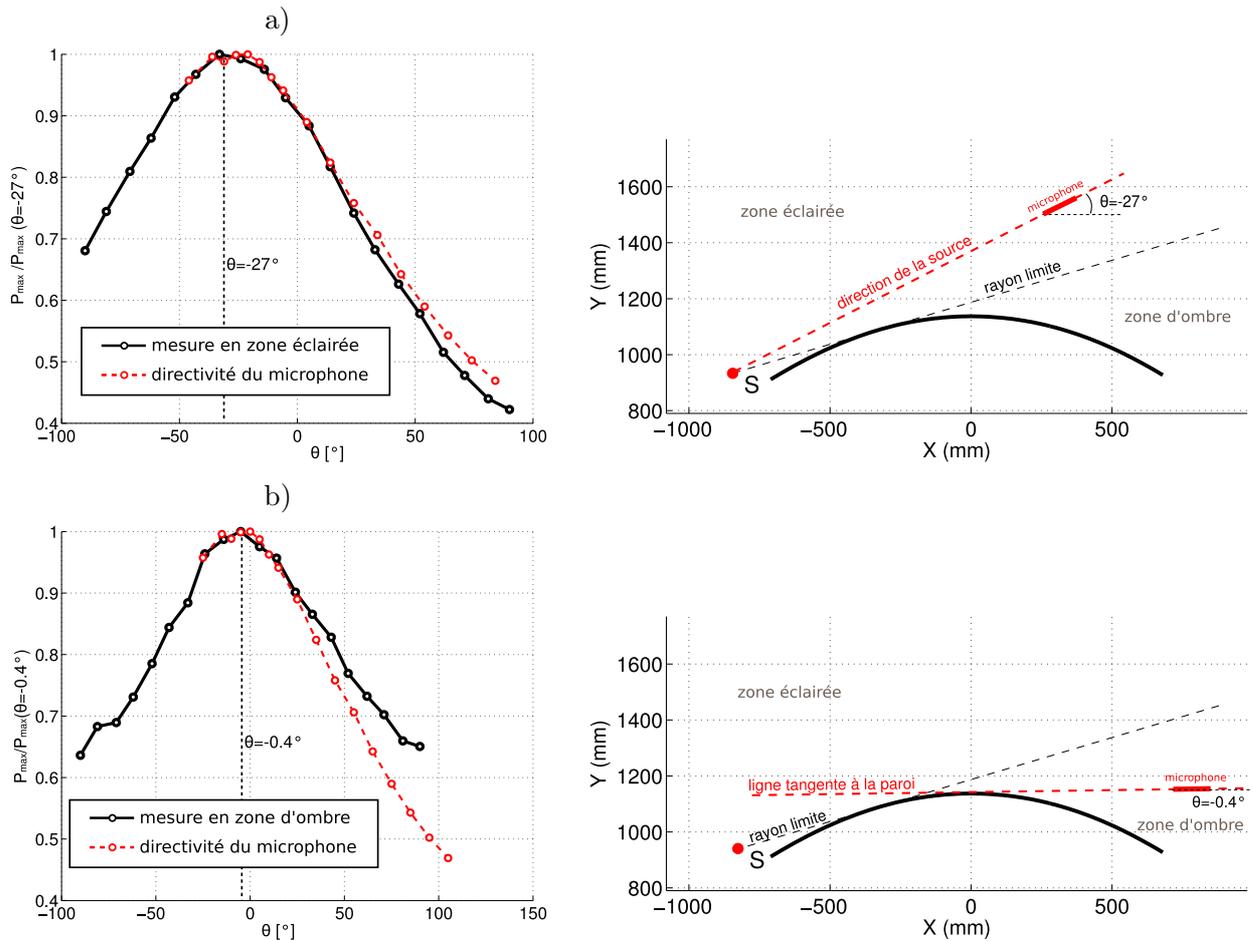


FIGURE 6.10: (—) : décroissance mesurée du pic de pression de l'onde  $P_{max}$  (normalisé par sa valeur maximale) en fonction de l'angle d'orientation du microphone  $\theta$ . (---) : courbe de directivité du microphone, issue du chapitre 3 de cette thèse.

a) Mesure en zone éclairée b) Mesure en zone d'ombre

Les schémas de droite indiquent la position des microphones pour une orientation  $\theta$  présentant une valeur maximale de  $P_{max}$ .

### Direction de propagation : mesure des temps d'arrivée sur une ligne de 7 microphones

La seconde méthode proposée permettant d'obtenir la direction de propagation de l'onde utilise les 7 microphones alignés dans un baffle rectangulaire. L'écart entre les microphones est fixé à 1 cm. Dans un premier temps, on mesure pour chaque tir d'étincelle les temps d'arrivée sur chacun des microphones. Cette mesure des temps d'arrivée permet alors d'estimer la

forme du front d'onde. Dans un second temps, en supposant que l'onde est parfaitement sphérique, on recherche par la méthode des moindres carrés la position du centre du front d'onde. Cette opération a été effectuée dans la zone d'ombre pour plusieurs altitudes  $h$  entre l'antenne microphonique et la paroi courbe.

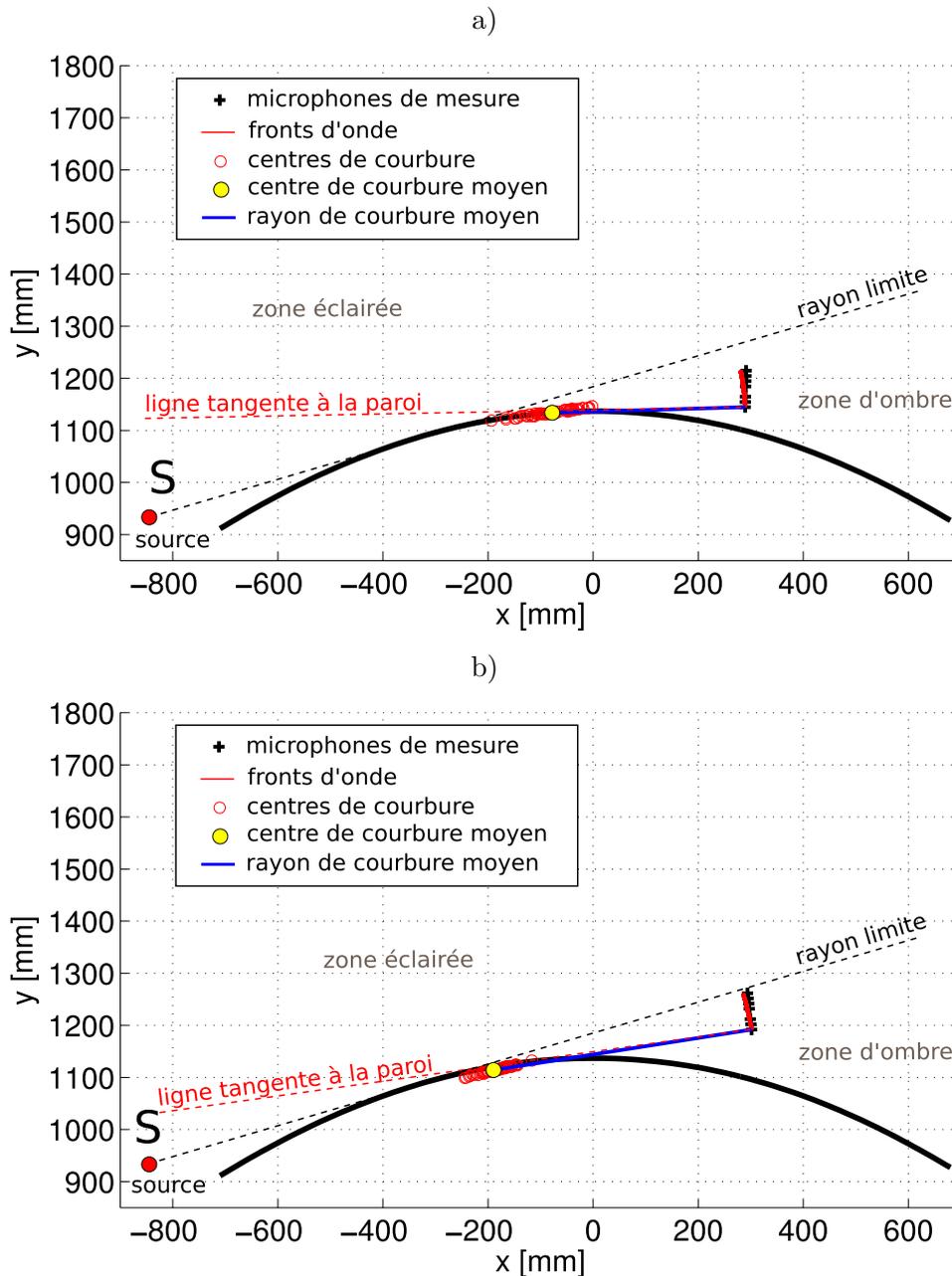


FIGURE 6.11: Détermination de la direction de propagation de l'onde à l'aide d'une antenne de 7 microphones. Ligne noire pleine : surface courbe. Point rouge : position réelle de la source. Croix noires : positions des microphones de l'antenne. Lignes rouges : formes des fronts d'onde estimés pour chaque tir d'étincelle. Ligne bleue pointillée : direction réelle de la source. Cercles rouges : centre du front d'onde, estimés pour chaque tir d'étincelle. Point jaune : centre moyen des fronts d'onde. Ligne bleue pleine : direction de la source, estimée par cette méthode.  
a)  $h = 29.8$  mm b)  $h = 78.8$  mm

Deux exemples de résultats ont été tracés sur la figure 6.11. Sur cette figure à l'échelle, la ligne noire représente la surface courbe, le point rouge à gauche est la position réelle de la source à étincelles, et les croix noires sur la droite représentent les 7 microphones utilisés. La forme des fronts d'onde estimés à partir de la mesure des temps d'arrivée est tracée en lignes rouges pour tous les tirs d'étincelle. L'incertitude sur la forme des fronts d'onde est inférieure à 0.1 mm, qui correspond à la résolution temporelle sur la mesure des temps d'arrivée, limitée par la fréquence d'échantillonnage des signaux (fixée à 10 MHz). La position des centres de courbure de tous les tirs d'étincelle, tracés en cercles rouges, est déterminée avec une incertitude plus importante, de l'ordre de 5 cm. La position moyenne de la source, vue par la ligne de microphones, est tracée en point jaune. Les lignes bleues représentent la direction réelle de la source (en traits pointillés) et la direction estimée par cette méthode (en traits pleins). Cette méthode confirme les résultats obtenus avec la précédente méthode utilisant la directivité du microphones. En effet, dans la zone d'ombre, comme on peut le voir sur les figure 6.11a et 6.11b, la source est localisée sur la paroi, au niveau du point T' du schéma de la figure 6.9. La direction de la source ainsi que la distance effective T'M sont bien prédites. La détection d'une source à une distance aussi proche est directement reliée à la modification du rayon de courbure du front d'onde dans la zone d'ombre, visible sur les images de la figure 5.7.

Nous avons dans cette partie étudié la direction de propagation de l'onde, dans la zone éclairée et dans la zone d'ombre, par deux méthodes différentes. Les résultats confirment que dans la zone d'ombre l'onde acoustique se propage le long du sol. Nous avons pu mettre en évidence en effectuant une rotation du microphone que le maximum d'énergie était obtenu en faisant face au point tangent T' vu depuis le microphone. L'utilisation d'une ligne de microphones nous a également permis de détecter une source apparente aux alentours du point T'. Une conséquence pratique est que, pour les mesures suivantes, on orientera les microphones de mesure vers la source si l'on est dans la zone éclairée, et vers le point tangent T' si l'on est dans la zone d'ombre. Ceci permet en particulier de limiter une éventuelle erreur liée à la directivité du microphone.

### Formes d'onde mesurées

On s'intéresse dans cette section à l'évolution des formes d'onde de la zone éclairée à la zone d'ombre. On présente dans un premier temps trois exemples de formes d'onde mesurées dans la zone de transition (autour du rayon limite géométrique), et, dans un second temps, trois exemples de formes d'onde mesurées plus profondément dans la zone d'ombre. Ces formes d'onde ont été sélectionnées car elles présentent les paramètres (pic de pression, demi-durée et temps de montée) les plus proches des paramètres moyens à la position considérée.

Trois formes d'onde ainsi que leurs spectres, mesurés dans la région du rayon limite géométrique sont tracés sur la figure 6.12. Pour chacune des figures, seule l'altitude  $h$  a été modifiée avec  $r = 1.1$  m restant constant (voir la figure D.2 indiqué dans l'annexe D). Dans la zone éclairée (figure 6.12a) en  $h = 43$  cm, on observe une onde réfléchie sur la paroi et une onde directe. La différence de marche étant inférieure à la durée totale de l'onde directe, il existe une interaction entre ces deux ondes. L'onde directe est similaire à celles mesurées en champ libre, on observe notamment un choc très raide, et des oscillations dues à la résonance du microphone de mesure. Le contenu fréquentiel s'étend de 1 kHz à 150 kHz, qui est la fréquence de coupure du système de mesure. En  $h = 27.3$  cm (figure 6.12b, c'est à dire juste au-dessus du rayon limite, on observe que l'onde réfléchie n'est plus identifiable. Le niveau de pression est 1.4 fois environ supérieur à celui mesuré en  $h = 43$  cm. Enfin, en  $h = 10.7$  cm (figure 6.12c), soit dans la zone

d'ombre, le niveau de pression est plus faible que dans la zone de transition. La forme d'onde est plus dissymétrique et son contenu fréquentiel est limité aux basses fréquences entre 1 kHz et 60 kHz. On remarque également que le temps de montée est augmenté par rapport aux mesures réalisées dans la zone éclairée.

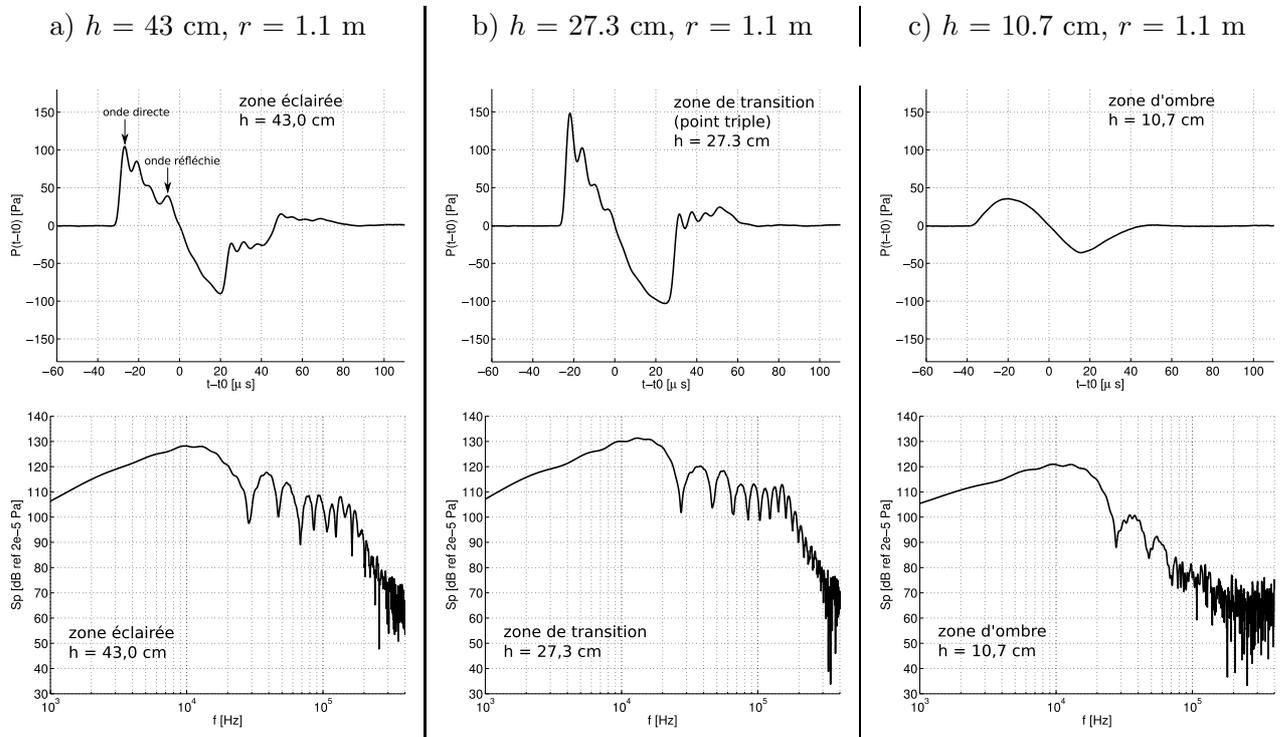


FIGURE 6.12: Formes d'ondes (en Pa), et spectres (en dB, ref  $20\mu$ Pa), mesurés pour différentes valeurs de  $h$ .

a)  $h = 43$  cm ; b)  $h = 27.3$  cm ; c)  $h = 10.7$  cm

On s'intéresse maintenant aux formes d'onde mesurées plus profondément dans la zone d'ombre. Trois formes d'onde, ainsi que leurs spectres, ont été tracées sur la figure 6.13, mesurées de plus en plus profondément dans la zone d'ombre (voir la figure D.4 indiqué dans l'annexe D). Pour ces trois figures, le niveau de pression a été adimensionné par le pic de pression  $P_{max}$ . On constate qu'à mesure que l'on pénètre dans la zone d'ombre, le niveau de pression diminue fortement, de même que l'amplitude des spectres. Le contenu hautes fréquences de l'onde est progressivement atténué. De plus, à mesure que  $r$  augmente, la dissymétrie des ondes est de plus en plus marquée et le pic négatif de pression disparaît. On observe également des oscillations à la période de  $90 \mu$ s environ sur la partie arrière de l'onde. Cette période est trop importante pour être un effet de résonance des microphones de mesure.

Dans la suite de cette section, chacune des formes d'onde mesurées a été analysée (100 formes d'onde par position de l'antenne microphonique), et les paramètres moyens (pic de pression  $P_{max}$ , demi-durée  $T$  et temps de montée  $\tau$  du choc avant) ont été calculés. Chaque paramètre est décrit grâce aux trois configurations de mesure réalisées : cartographie dans le plan  $(X, Y)$ , mesure en fonction de l'altitude  $h$ , et mesure en fonction de la distance curviligne  $r$ . Les différentes configurations expérimentales ont été détaillées sous forme de schémas dans l'annexe D.

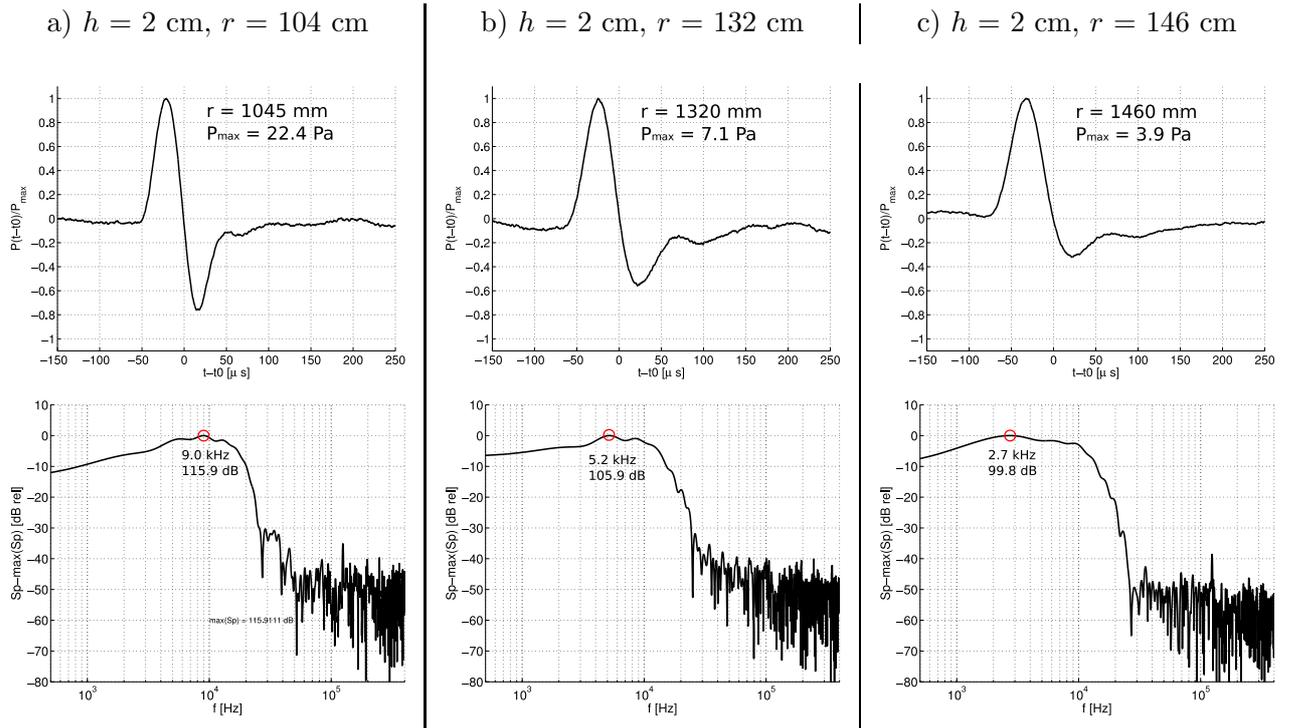


FIGURE 6.13: Formes d'ondes et spectres correspondants, mesurés pour différentes valeurs de  $h$ . Les formes d'onde et les spectres ont été normalisés par leurs valeurs maximales.  
 a)  $r = 1045$  mm ; b)  $r = 1319$  mm ; c)  $r = 1456$  mm

### Pic de pression $P_{max}$

Le pic positif de pression mesuré  $P_{max}$  (en Pa) est tracé sur la figure 6.14 pour plusieurs configurations de mesure : dans le plan  $(X, Y)$  (figure 6.14a), en fonction de l'altitude  $h$  (figure 6.14b), et en fonction de la distance curviligne  $r$  (figure 6.14c). Pour chaque point de mesure des figures 6.14a à c, la valeur indiquée correspond à la moyenne calculée sur 100 tirs de la source.

La cartographie du pic de pression dans le plan  $(X, Y)$  (figure 6.14a) montre l'atténuation dans la zone d'ombre. On remarque d'autre part une amplification du niveau de pression dans une région de transition située au-dessus du rayon limite, selon un angle de  $5^\circ$  environ. Comme on l'a vu au chapitre 5, des réflexions irrégulières d'onde de choc engendrent une amplification du niveau de pression au voisinage du point triple, s'il existe. Nous avons montré expérimentalement que ceci intervient si le paramètre  $a = \sin \theta / \sqrt{2\beta M_a}$  est proche de 1, où  $\beta = 1.2$  est le paramètre de non-linéarité, et  $M_a = P_{max} / \rho_0 c_0^2$  est le nombre de Mach acoustique. En prenant  $P_{max} = 350$  Pa, nous obtenons un nombre de Mach au point tangent  $M_a = 3.10^{-3}$ . L'angle de réflexion irrégulière est alors  $\theta = \sin^{-1}((2\beta M_a)^{1/2}) = 4.9^\circ$ , qui est en accord avec les observations faites sur la figure 6.14a. L'amplification du pic de pression observé au-dessus du rayon limite est donc compatible avec l'hypothèse d'une réflexion irrégulière sur la paroi courbe. Afin de mettre en évidence de façon certaine l'apparition d'une réflexion irrégulière lors de cette expérience, une visualisation directe de l'onde de pression serait cependant préférable. Toutefois, vu les dimensions de cette expérience, nous n'avons pas pu mettre en œuvre le dispositif schlieren utilisé dans le chapitre 5 avec une paroi courbe de plus petites dimensions. Si la réflexion était régulière, un doublement du pic de pression serait observé au niveau du rayon limite. Il est cependant à noter

que des phénomènes de diffraction sur la paroi courbe peuvent produire une amplification du pic de pression inférieure à 2.

Comme le montre la figure 6.14b où sont reportées les mesures du pic de pression  $P_{max}$  en fonction de l'altitude  $h$ , loin de la paroi, les valeurs mesurées sont égales aux valeurs mesurées sans la paroi (indiquées en trait bleu). Quand  $h$  diminue, c'est à dire quand on se rapproche de la limite géométrique de la zone d'ombre située en  $h = 190$  mm, on constate sur la figure 6.14b que le niveau de pression  $P_{max}$  est amplifié par rapport aux mesures réalisées en champ libre. En  $h = 270$  mm le niveau de pression est 1.3 fois supérieur à la valeur attendue en champ libre. Cette amplification est due à l'existence d'une onde directe et réfléchie. Dans la zone d'ombre pour  $h < 200$  mm environ, le niveau de pression décroît rapidement. Par exemple, en  $h = 20$  mm, le niveau de pression est de 20 Pa, ce qui constitue une atténuation d'un facteur de plus de 10, par rapport aux mesures en champ libre. D'autre part, comme le montre la figure 6.14b où est tracé l'écart-type  $\sigma_{P_{max}}$  du pic de pression, le maximum de fluctuations du pic de pression est obtenu dans la région d'amplification, entre  $h = 200$  mm et  $h = 300$  mm. Ces fluctuations sont dues aux légères fluctuations de la position et du niveau de pression de la source, modifiant la différence de marche entre l'onde directe et réfléchie. Dans la zone d'ombre, les fluctuations du pic de pression sont plus faible que celles observées en champ libre. Enfin, les mesures réalisées plus profondément dans la zone d'ombre en fonction de  $r$  (figure 6.14c) montrent une décroissance rapide du niveau de pression en fonction de la distance  $r$ , avec par exemple  $P_{max} = 4$  Pa en  $r = 1450$  mm.

### Durée $T$ de la phase positive

Les résultats obtenus pour la durée  $T$  de la phase positive (mesurée dans le domaine temporel) sont tracés sur les figures 6.15a à 6.15c, pour différentes configurations expérimentales (cartographie dans le plan, mesure en fonction de  $h$ , et mesure en fonction de  $r$  : voir l'annexe D). A l'extérieur de la zone d'ombre, on mesure une durée  $T$  comprise entre 20 et 25  $\mu s$  suivant la distance à la source. La demi-durée  $T$  est augmentée dans la zone d'ombre, avec des valeurs pouvant atteindre 40  $\mu s$  près de la paroi (voir la figure 6.15a). Pour  $r = 1500$  mm, la figure 6.15c indique des durées mesurées jusqu'à 45  $\mu s$ . On constate de plus une augmentation locale de  $T$  dans un faisceau situé dans la zone éclairée. Comme le montre la figure 6.15b, la durée  $T$  présente une augmentation de 5  $\mu s$  environ, en  $h = 460$  mm. Cette augmentation est due à l'interaction entre l'onde réfléchie et l'onde directe. L'écart-type  $\sigma_T$  est supérieur dans la zone d'ombre à ce qu'il vaut dans la zone éclairée, à l'exception d'un point situé en  $h = 460$  mm, dû à l'interaction entre l'onde directe et réfléchie.

### Temps de montée $\tau$

Le temps de montée  $\tau$  de l'onde de pression est tracé sur les figure 6.16a à 6.16c. On rappelle qu'en raison de leur bande passante limitée, les microphones de mesure utilisés ne permettent pas de mesurer de temps de montée inférieur à 2.5  $\mu s$  environ. C'est pourquoi, dans la zone éclairée, les temps de montée estimés par la mesure microphonique sont constants à 2.5  $\mu s$ , comme le montre la cartographie de la figure 6.16a. Dans la zone d'ombre, on mesure des temps de montée supérieurs, dont la valeur correspond plus vraisemblablement à l'onde de pression. On observe sur la figure 6.16b que, en  $h = 20$  mm,  $\tau = 18$   $\mu s$  environ. Pour des distances  $r$  de propagation de l'ordre de 1.5 m, comme le montre la figure 6.16c, on observe des temps de montée supérieurs

à  $20 \mu\text{s}$ , soit de l'ordre de grandeur de  $T/2$ . On note d'autre part une augmentation locale du temps de montée en  $r = 484 \text{ mm}$  (voir la figure 6.16b. Cette augmentation est due à l'interaction entre l'onde directe et réfléchie, au point où la différence de temps d'arrivée entre l'onde directe et l'onde réfléchie est égale à la période de résonance de la membrane du microphone. Enfin, l'écart-type  $\sigma_\tau$  tracé sur la figure 6.16b montre que ce dernier est quasi-nul dans la zone éclairée. En effet, la valeur de temps de montée ne dépend ni des paramètres de la source ni du milieu de propagation. En revanche, dans la zone d'ombre, l'écart-type du temps de montée augmente de façon importante, des valeurs supérieures à  $1 \mu\text{s}$  sont observées près de la paroi en  $h = 20 \text{ mm}$ .

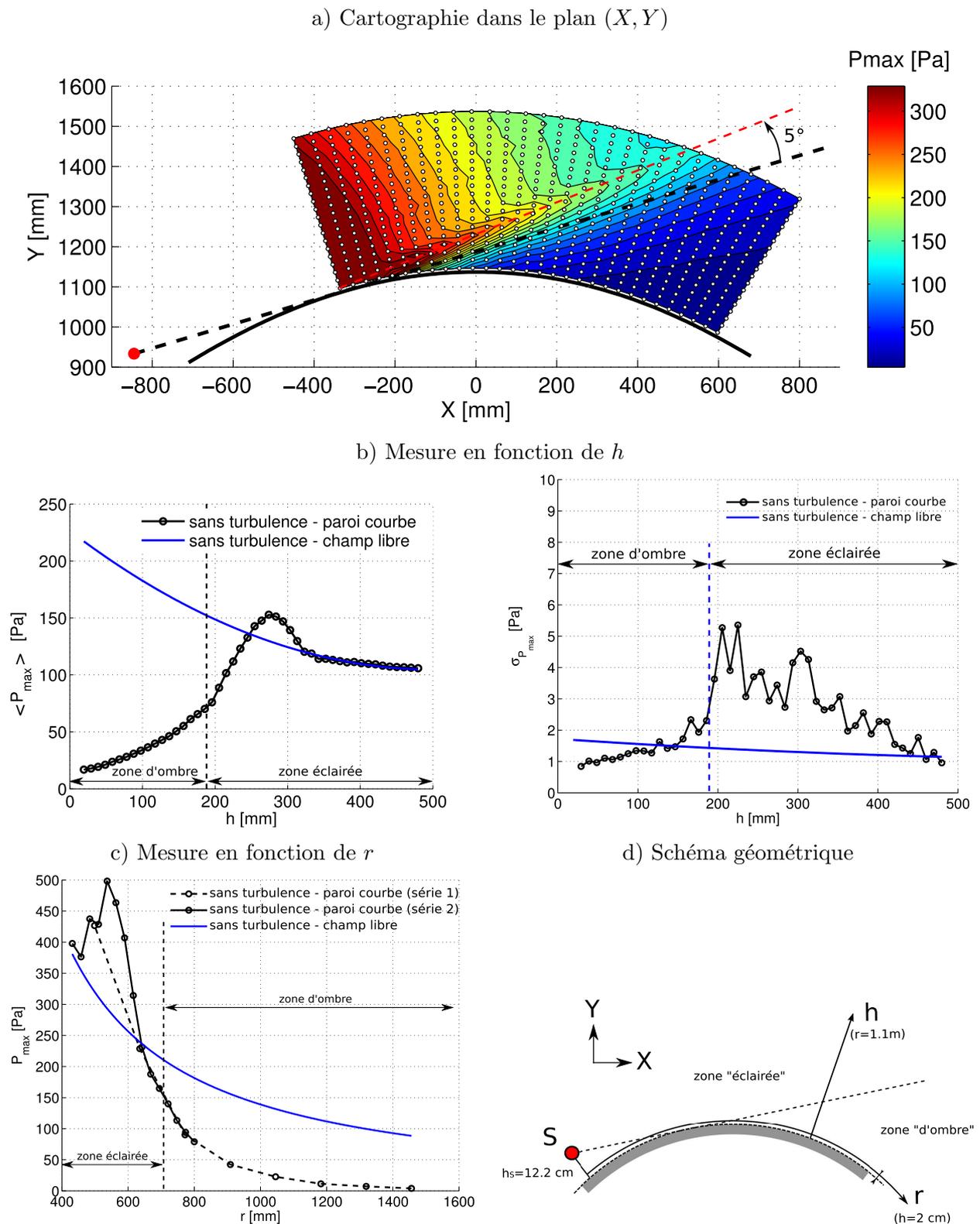


FIGURE 6.14: Pic de pression  $P_{max}$  de l'onde (en Pa) : mesures réalisées avec paroi courbe (—), comparées aux mesures réalisées en champ libre (—).

a) Cartographie de l'onde de pression dans le plan  $(X, Y)$ . b) Mesure réalisée en fonction de l'altitude  $h$  (valeur moyenne et écart-type). c) Mesure réalisée en fonction de la distance curviligne  $r$ . d) Schéma géométrique de l'expérience.

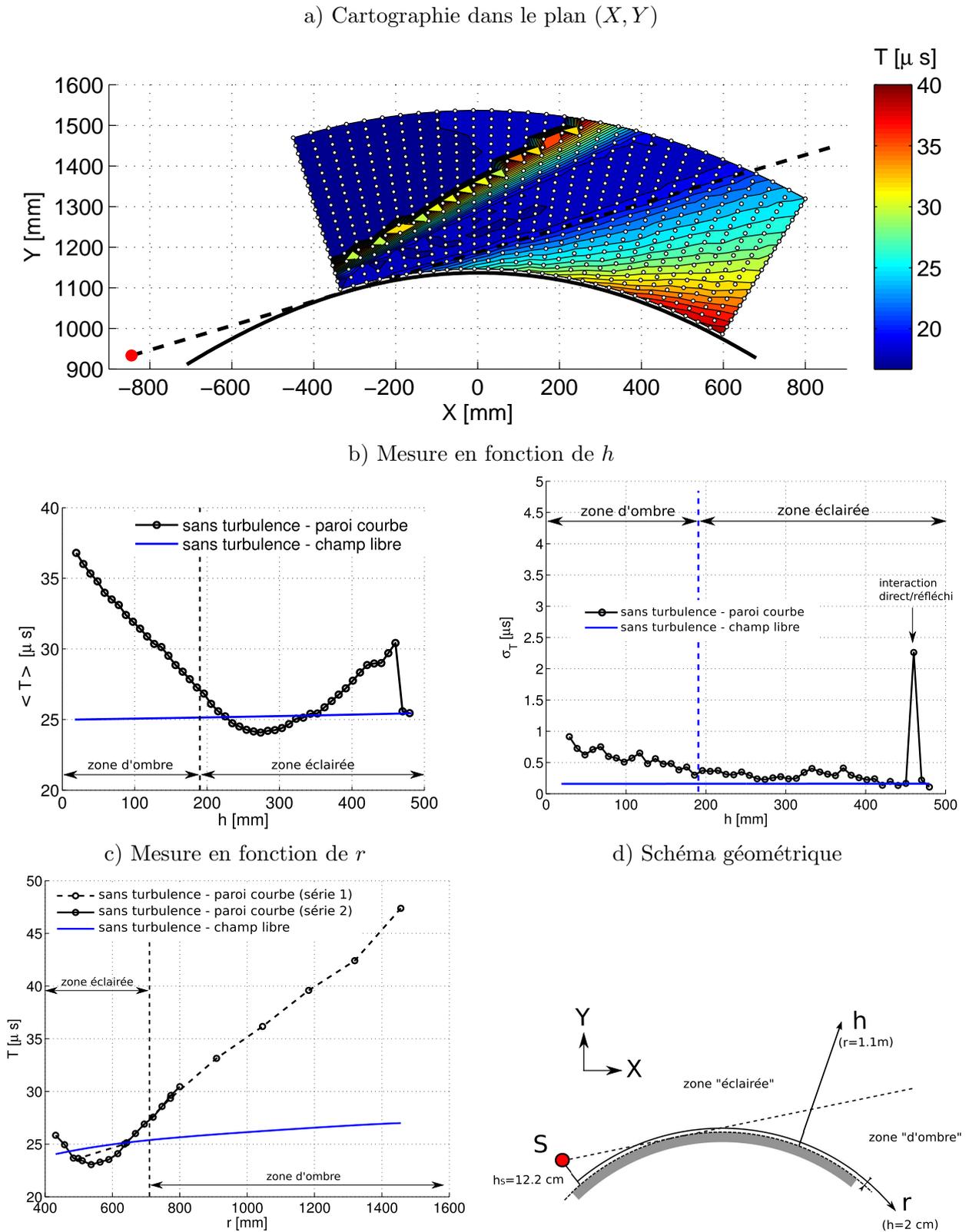


FIGURE 6.15: Demi-durée  $T$  de l'onde (en  $\mu s$ ) : mesures réalisées avec paroi courbe (—), comparées aux mesures réalisées en champ libre (—).  
 a) Cartographie de l'onde de pression dans le plan  $(X, Y)$ . b) Mesure réalisée en fonction de l'altitude  $h$  (valeur moyenne et écart-type). c) Mesure réalisée en fonction de la distance curviligne  $r$ . d) Schéma géométrique de l'expérience.

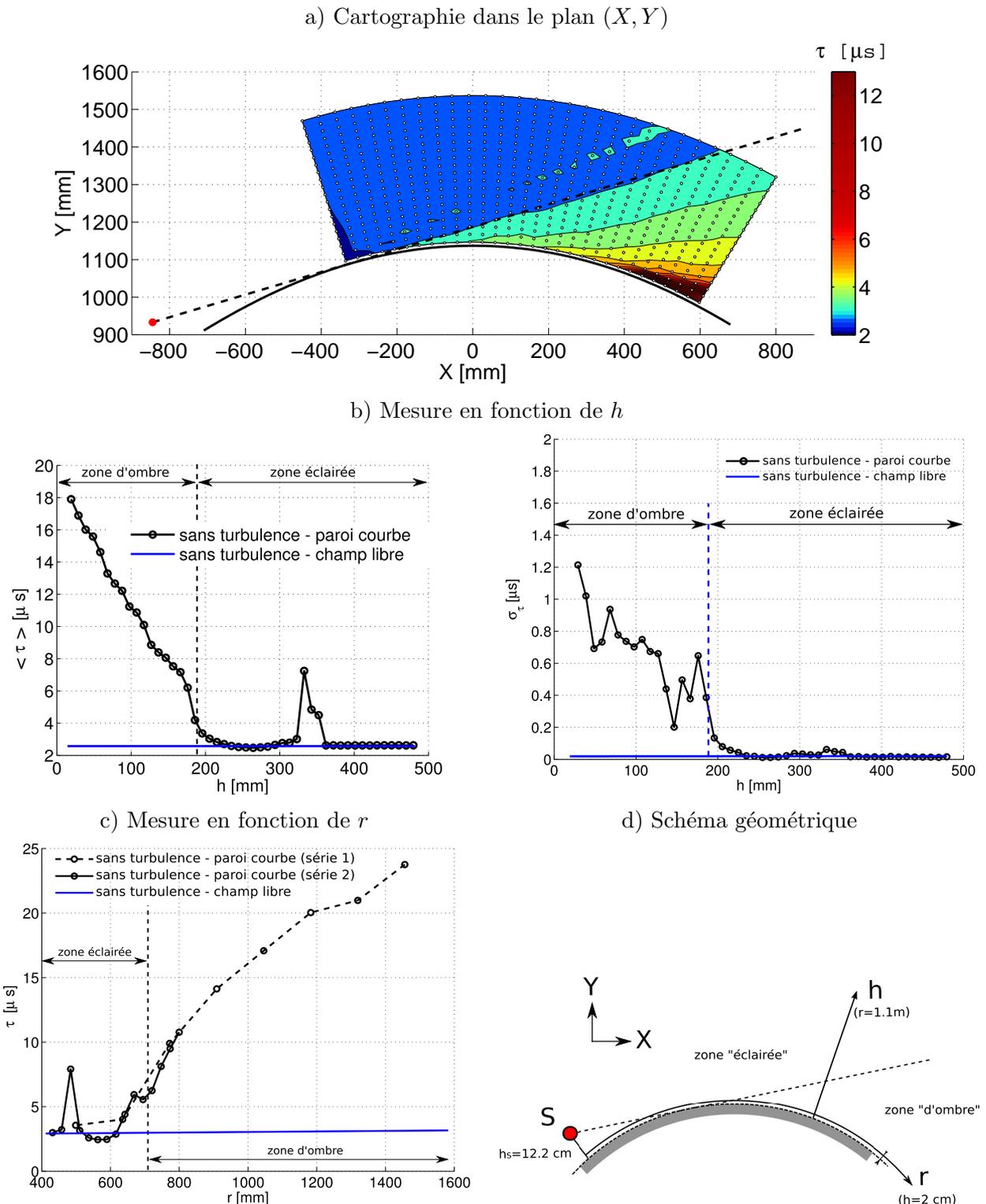


FIGURE 6.16: Temps de montée  $\tau$  du choc avant (en  $\mu\text{s}$ ) : mesures réalisées avec paroi courbe (—), comparées aux mesures réalisées en champ libre (—).

a) Cartographie de l'onde de pression dans le plan  $(X, Y)$ . b) Mesure réalisée en fonction de l'altitude  $h$  (valeur moyenne et écart-type). c) Mesure réalisée en fonction de la distance curviligne  $r$ . d) Schéma géométrique de l'expérience.

### 6.3.2 Comparaison à une solution analytique (somme de résidus)

Dans le cadre de l'acoustique linéaire, le niveau de pression peut être calculé dans la zone d'ombre. Comme on l'a indiqué dans le paragraphe 6.1.2, des solutions analytiques existent pour certains profils particuliers de célérité du son : le profil linéaire (Pridmore-Brown, 1955), le profil dit "bilinéaire" (Berry & Daigle, 1988), ou le profil exponentiel (Di & Gilbert, 1994). Ces trois profils, si l'altitude reste modérée, produisent une zone d'ombre dont la limite géométrique est quasiment circulaire, ce qui permet d'obtenir l'analogie avec la propagation au-dessus d'un sol cylindrique. Suivant Pierce (1989) et Coulouvrat (2000b), la pression est écrite comme une décomposition en somme de résidus où l'onde de pression incidente  $F$  est prise au niveau du sol au début de la zone d'ombre. Ces solutions analytiques ont été validées dans le contexte de l'acoustique linéaire par des mesures en extérieur et par des expériences à l'échelle du laboratoire. Dans le cadre de l'acoustique non-linéaire ces solutions analytiques ne sont pas exactes. Cependant, en raison de la décroissance du niveau de pression dans la zone d'ombre, on peut raisonnablement espérer qu'à partir d'une certaine distance de propagation ces relations soient vérifiées.

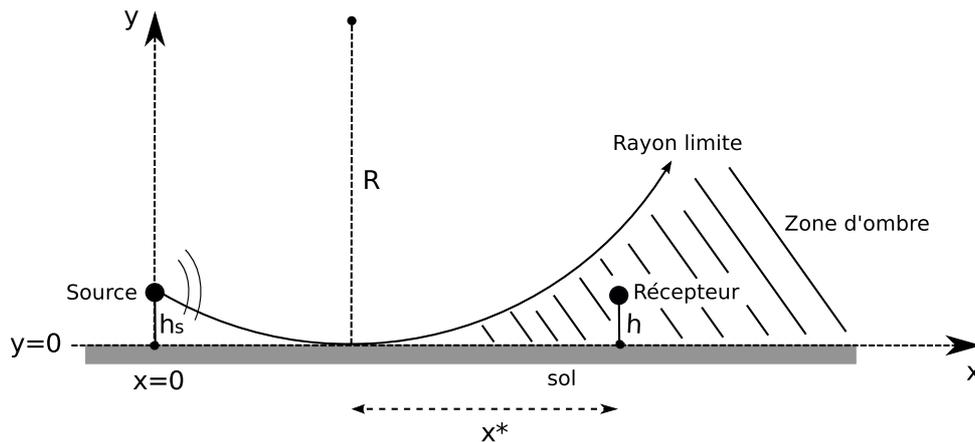


FIGURE 6.17: Schéma de principe de propagation en atmosphère stratifiée : le son est dévié vers le haut, se forme alors une zone d'ombre où le son ne se propage pas directement depuis la source.

La solution analytique exprimée en somme de résidus (voir le paragraphe 6.1.2) a été calculée avec les paramètres déduits des données expérimentales. La forme d'onde incidente  $F$  est une des formes d'onde déduites des mesures optiques (voir le paragraphe 1.4.5 du chapitre ). Les paramètres de l'onde sont ceux mesurés à la limite géométrique entre la zone éclairée et la zone d'ombre : pic de pression  $P_{max} = 150$  Pa, durée de la phase positive  $T = 27.5 \mu s$ , hauteur  $h = 2$  cm. Le calcul de la solution analytique est effectué pour chacune des composantes de la transformée de Fourier de  $F$ , et une transformée de Fourier inverse permet d'obtenir la forme d'onde dans la zone d'ombre. Nous avons choisi  $2^{15}$  fréquences pour effectuer le calcul. La convergence de la solution analytique vis-à-vis du nombre  $N$  de termes de la décomposition en ondes rampantes est lente. Nous avons donc réalisé plusieurs essais en augmentant progressivement  $N$  afin d'obtenir en sortie du calcul une forme d'onde qui ne dépend plus de ce paramètre. En pratique, une valeur  $N = 50$  s'est avérée suffisante.

### Formes d'ondes calculées dans la zone d'ombre

Sur la figure 6.18 sont tracées les formes d'onde obtenues par la solution analytique, représentées pour différentes distances  $r$  depuis la source : 1 m, 1.13 m, 1.25 m, 1.37 m et 1.50 m. De façon similaire aux résultats obtenus par Coulouvrat (2000b), on observe une décroissance du niveau de pression avec la distance de propagation. Les hautes fréquences du signal sont de plus atténuées. La forme générale de l'onde de pression est également modifiée au cours de la propagation. En particulier, le pic négatif de pression est plus fortement atténué que le pic positif.

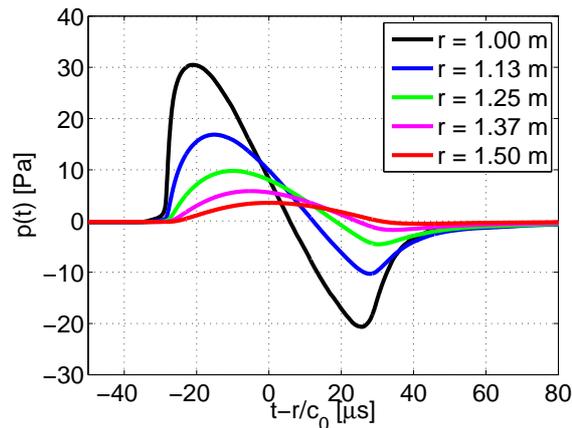


FIGURE 6.18: Formes d'onde de la solution analytique exprimée en somme de résidus, pour différentes distances curvilignes  $r$  depuis la source.

La comparaison des formes d'onde déduites de la solution aux formes d'onde mesurées aux mêmes points est effectuée sur la figure 6.19. Le niveau de pression dans la zone d'ombre est correctement prédit à 15% près environ. La forme générale de l'onde est correctement obtenue : en particulier, l'atténuation plus importante du pic négatif de pression avec la distance, ainsi que la forme du retour à l'équilibre. Les différences entre la solution analytique et les mesures sont principalement : (1) la valeur du temps de montée, qui est largement sous-estimé par le calcul, et (2) les oscillations mesurées sur la partie arrière de l'onde, que l'on ne retrouve pas sur les formes d'onde calculées.

### Pic de pression et durée de la phase positive

Le pic de pression de pression  $P_{max}$  et la durée  $T$  de la phase positive ont été tracés respectivement sur les figures 6.20a et 6.20b en fonction de la distance  $x^*$  de propagation dans la zone d'ombre, l'origine de  $x^*$  étant prise à la limite de la zone d'ombre (voir la figure 6.17). Les mesures réalisées (voir le paragraphe 6.3.1) ont été reportées sur ces figures. Le pic de pression est correctement calculé, avec des différences de l'ordre de 10 à 20 % suivant la distance de propagation. La durée  $T$  de la phase positive est également correctement calculée, avec des différences de l'ordre de 0.5 à 1  $\mu s$ .

En raison de la décroissance du niveau de pression dans la zone d'ombre, la solution analytique linéaire permet d'obtenir une bonne estimation du niveau de pression et de la forme d'onde profondément dans la zone d'ombre, dans le cas des ondes en  $N$ . Nous avons obtenu un très bon accord entre les formes d'onde calculées et les formes d'onde mesurées. Le calcul des

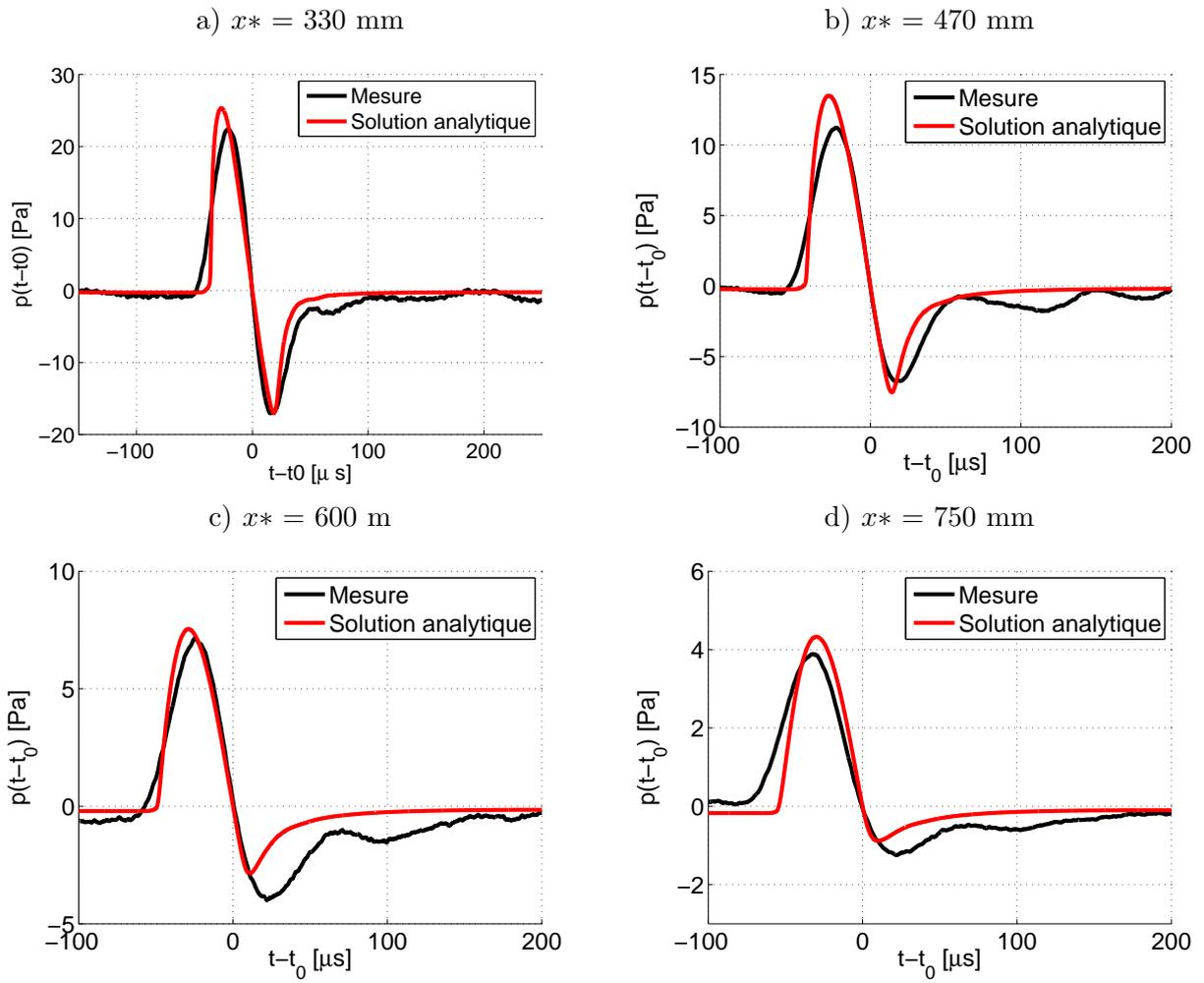


FIGURE 6.19: Formes d'ondes (en Pa), dans la zone d'ombre : mesures (—) et solution analytique (—).

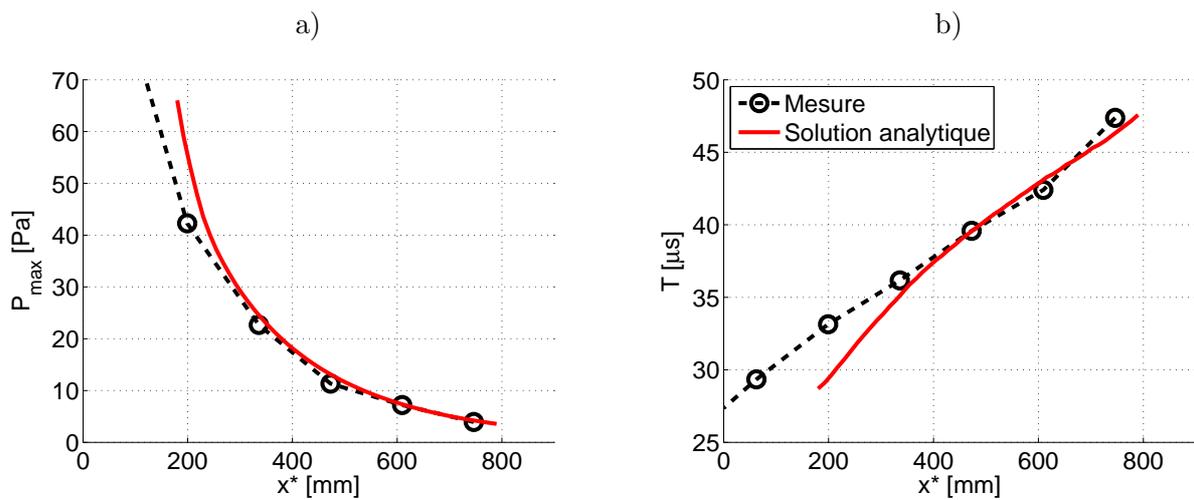


FIGURE 6.20: Pic de pression  $P_{max}$  (a) et durée  $T$  de la phase positive (b), en fonction de la distance  $x^*$  de propagation dans la zone d'ombre.

formes d'onde dans une zone de transition (dans notre cas, pour  $x^* < 300$  mm) suggère que dans cette région la solution linéaire n'est plus adaptée.

## 6.4 Propagation dans une zone d'ombre en atmosphère turbulente

On s'intéresse dans cette section à la propagation d'ondes en  $N$  dans une zone d'ombre, en présence de turbulence. Dans un premier temps, on présente des exemples de formes d'onde mesurées dans la zone d'ombre, ainsi que l'influence de la turbulence sur les paramètres moyens de l'onde (pic de pression, demi-durée et temps de montée). La suite de cette section présente des résultats statistiques.

### 6.4.1 Mesures acoustiques avec turbulence : résultats et discussion

#### Formes d'onde et spectres mesurés dans la zone d'ombre

Des exemples de formes d'onde mesurées dans la zone d'ombre sont tracées sur la figure 6.21. Ces formes d'onde ont été mesurées en  $r = 1456$  mm,  $h = 2$  cm. Il est à noter que le niveau de pression a été adimensionné par le pic de pression mesuré sans turbulence, et que la forme d'onde de référence, mesurée à la même position sans turbulence, est également tracée. Les spectres correspondant sont tracés sur la figure 6.22. Dans la zone d'ombre avec turbulence, nous avons enregistré des formes d'onde similaires à celles mesurées en champ libre sans turbulence : des ondes présentant une amplitude amplifiée jusqu'à 8 fois (figures 6.21a et 6.21b), des ondes avec un temps de montée important (figure 6.21d), des ondes avec un plateau et des pics multiples (figure 6.21e), ainsi que des ondes avec une amplitude égale à celle mesurée en zone d'ombre sans turbulence (figures 6.21c et 6.21f). Des ondes identiques à celles mesurées sans turbulence ont été mesurées (voir la figure 6.21c). Comme on le verra par la suite, nous n'avons pas observé d'ondes dont le niveau de pression a été atténué.

Les spectres correspondants, tracés sur la figure 6.22, montrent que, dans tous les cas, le contenu fréquentiel au-delà de 30 kHz a été amplifié. Pour les ondes des figures 6.21a et 6.21b, cette amplification est de 45 dB environ, et dans les autres cas cette amplification est de l'ordre de 15 à 30 dB. Aucune atténuation n'a été observée dans cette gamme de fréquence, pour toutes les ondes mesurées lors de l'expérience.

#### Etude de la direction de propagation de l'onde

En l'absence de turbulence, nous avons pu confirmer dans la partie 6.3.1 que l'onde se propage dans la zone d'ombre par diffractions successives sur la paroi courbe. Avec turbulence, on attend qu'une partie de l'énergie de la zone éclairée soit diffusée dans la zone d'ombre par les structures turbulentes (Gilbert *et al.*, 1989, Wilson *et al.*, 1996, Stinson & Daigle, 1996). Cette hypothèse a été démontrée avec des simulations numériques utilisant la technique des tirs de rayon (Blanc-Benon & Juvé, 1996), montrant que des rayons sont émis dans la zone d'ombre. Dans cette section, on utilise la mesure effectuée à l'aide d'une ligne de microphones pour confirmer expérimentalement la diffusion par les structures turbulentes des ondes de choc dans la zone d'ombre. Les temps d'arrivée sur les 7 microphones sont mesurés, on en déduit la direction de propagation du front d'onde sous l'hypothèse qu'il est localement plan, ce qui permet d'estimer l'angle d'arrivée. Deux exemples sont tracés sur la figure 6.23, où l'on constate que les ondes

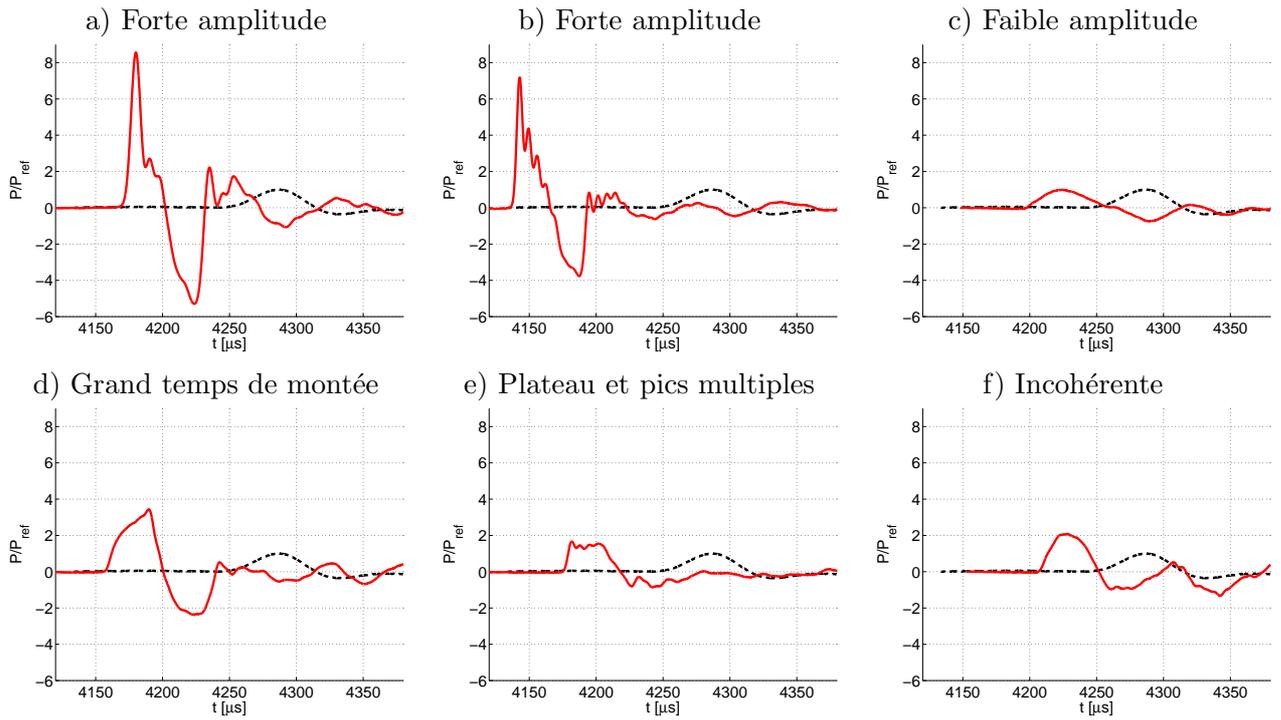


FIGURE 6.21: (—) : Formes d'ondes (en Pa), mesurées en  $r = 1.45$  m,  $h = 2$  cm. Le niveau de pression a été normalisé par le pic de pression mesuré sans turbulence à la même position. (---) : Forme d'onde de référence sans turbulence est indiquée en traits pointillés.

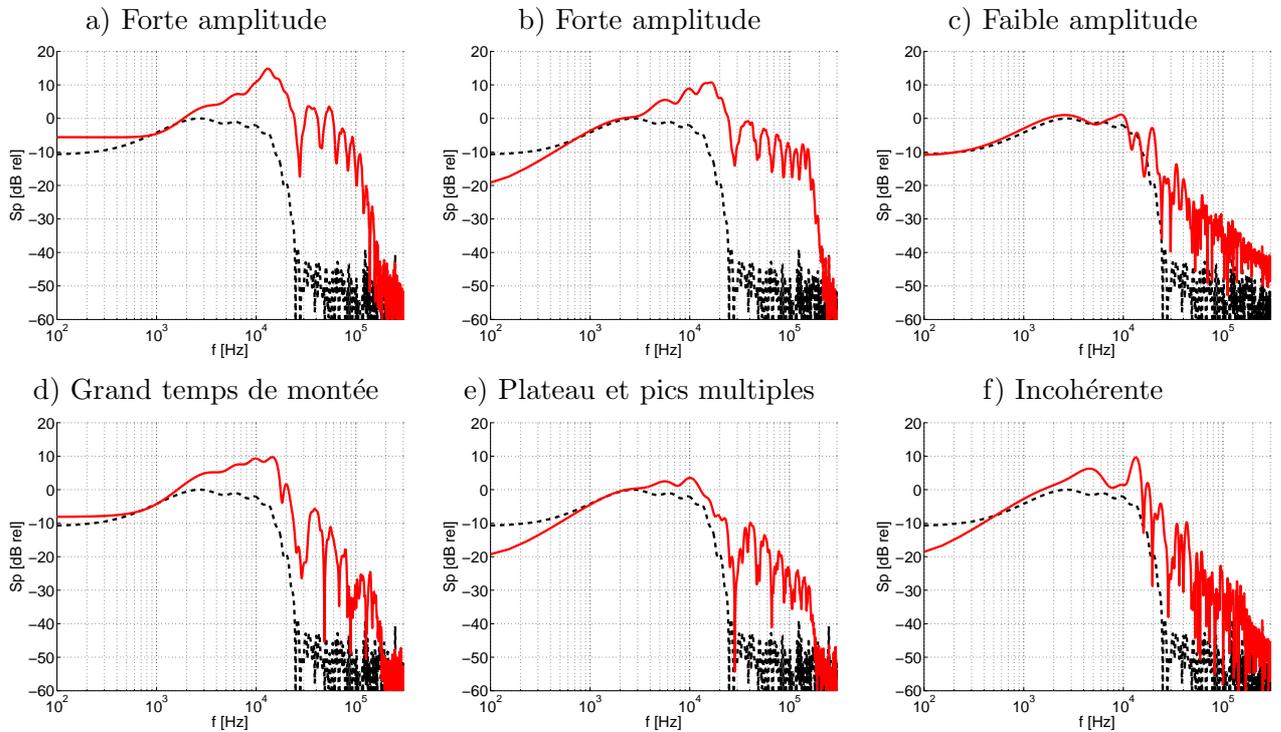


FIGURE 6.22: Spectres des formes d'ondes de la figure 6.21, mesurées en  $r = 1.45$  m,  $h = 2$  cm. Les spectres sont tracés en décibels relatifs au maximum du spectre mesuré sans turbulence.

acoustiques peuvent provenir de la surface (comme c'est le cas sans turbulence, voir la partie 6.3.1), ou bien de la zone éclairée.

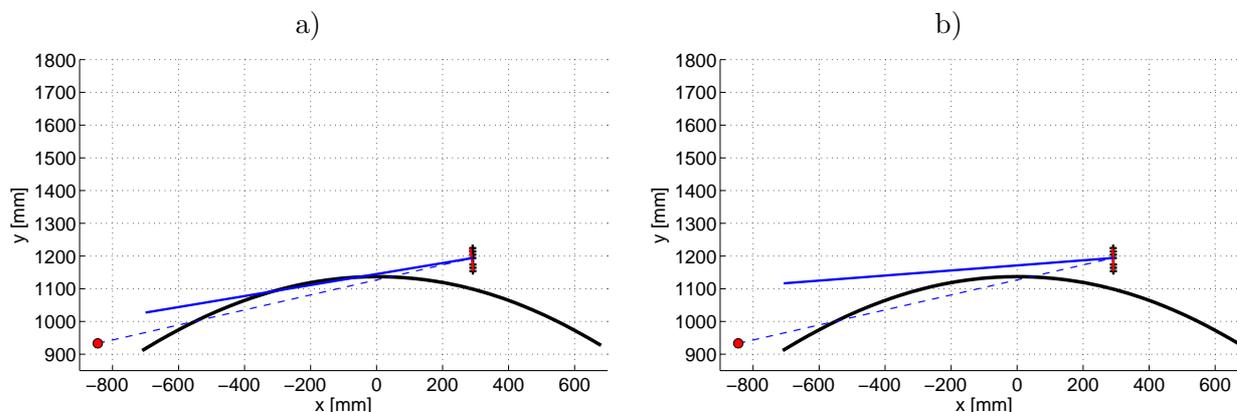


FIGURE 6.23: En présence de turbulence, deux exemples de direction de propagation de l'onde de pression : (a) depuis le point tangent à la paroi courbe, comme c'est le cas sans turbulence, et (b) depuis la zone éclairée.

### Pic de pression $P_{max}$

Le pic de pression moyen  $\langle P_{max} \rangle$ , mesuré en fonction de  $h$  avec turbulence, est tracé en rouge sur la figure 6.24a. Chaque point de mesure correspond à une moyenne d'ensemble  $\langle \dots \rangle$  des pics de pression, calculée sur 500 tirs de la source. La mesure sans turbulence est rappelée en noir sur cette figure. Les valeurs mesurées en champ libre avec turbulence (chapitre 4), et sans turbulence avec la paroi courbe (paragraphe 6.3.1) sont tracées en pointillés.

Pour  $h > 350$  mm environ, les valeurs mesurées correspondent à celles mesurées en champ libre. De façon identique aux résultats présentés dans le chapitre 4, et comme mesuré auparavant par de précédents auteurs (Lipkens & Blackstock, 1998b, Yuldashev, 2011, Blanc-Benon & Ollivier, 2004), la turbulence a pour effet d'atténuer le niveau de pression dans la zone éclairée. On observe par exemple une atténuation de 14% en  $h = 420$  mm. Le comportement de l'onde loin de la paroi est donc identique à celui observé en champ libre, en l'absence de paroi courbe.

Dans la zone de transition, entre  $h = 250$  mm et  $h = 350$  mm, on constate avec turbulence une moindre amplification du niveau de pression, par rapport au cas sans turbulence. Sans turbulence, cette amplification est d'un facteur 1.3, alors qu'en moyenne elle n'est que de 1.15 avec turbulence. Comme on l'a montré dans la partie 6.3.1 consacrée à la propagation sans turbulence, cette amplification est compatible avec les observations du chapitre 5, où une réflexion irrégulière sur paroi courbe a été observée. Ce résultat pourrait laisser penser que la turbulence modifie les mécanismes de réflexion sur la paroi. En réalité, ces mécanismes restent inchangés pour chaque onde individuellement. Seuls sont modifiés de façon aléatoire les angles d'incidence de l'onde directe sur la paroi, en raison de déviations par les structures turbulentes. La moyenne d'ensemble ne reflète donc pas l'amplification du niveau de pression qui existe vraisemblablement sur chacune des ondes prises individuellement.

Dans la zone d'ombre, pour  $h < 200$  mm environ, on constate une augmentation du niveau de pression par rapport au cas sans turbulence. Par exemple, pour  $h = 50$  mm, le niveau de pression moyen est multiplié par deux environ. Cet effet a déjà observé lors d'une précédente étude utilisant un dispositif expérimental similaire (Qin *et al.*, 2004), ainsi qu'au moyen de simulations

numériques dans le cadre de l'acoustique linéaire (Blanc-Benon & Juvé, 1996). L'augmentation du niveau de pression dans la zone d'ombre est due à la diffusion acoustique par les structures turbulentes, qui permettent à une partie de l'énergie d'être déviée dans la zone d'ombre depuis la zone éclairée.

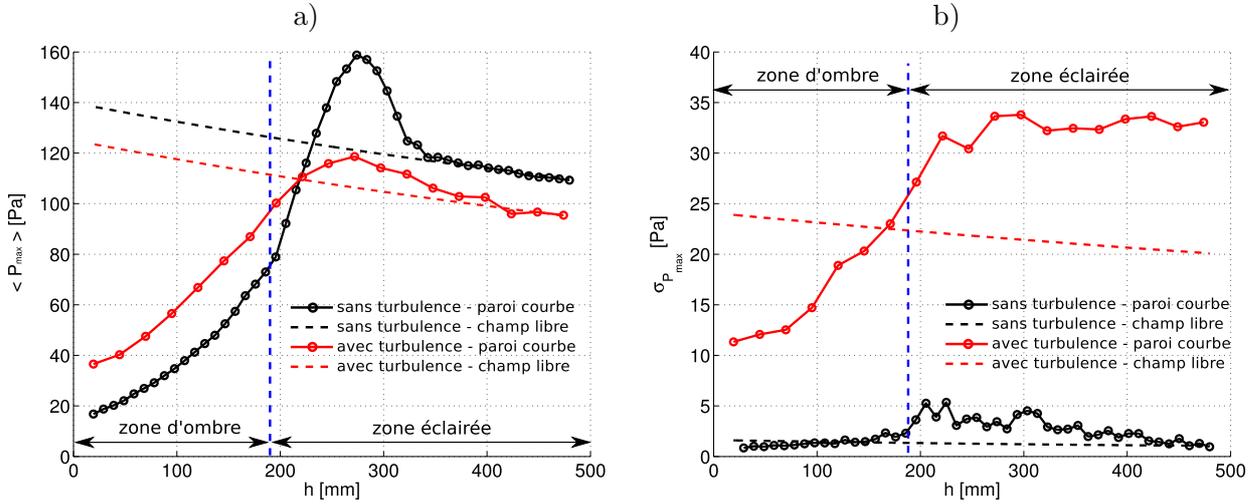


FIGURE 6.24: a) Pic de pression moyen  $\langle P_{max} \rangle$  en fonction de la hauteur normale à la paroi  $h$ . (—) : valeurs mesurées avec la paroi courbe sans turbulence. (—) : valeurs mesurées avec la paroi courbe avec turbulence. (- - -, - - -) : valeurs mesurées en champ libre sans et avec turbulence. b) Écart-type du pic de pression  $\sigma_{P_{max}}$ , en Pa, en fonction de la hauteur normale à la paroi  $h$ . La limite géométrique de la zone d'ombre est indiquée en pointillés verticaux.

L'écart-type du pic de pression, noté  $\sigma_{P_{max}}$ , est tracé sur la figure 6.24b. On constate que les fluctuations de pression sont maximales dans la région du point triple, comme c'est le cas sans turbulence. Ce maximum vaut 34 Pa avec turbulence, alors qu'il vaut 5 Pa environ sans turbulence. De façon identique aux observations effectuées en champ libre dans le chapitre 4, l'écart-type  $\sigma_{P_{max}}$  du pic de pression augmente avec la distance  $h$  dans la zone éclairée, pour  $h > 350$  mm environ. Enfin, dans la zone d'ombre, on constate une diminution des fluctuations du pic de pression, due à la diminution du pic de pression dans la zone d'ombre. En  $h = 50$  mm, l'écart-type du pic de pression vaut environ 12 Pa, alors qu'il vaut 1 Pa environ sans turbulence. Les fluctuations  $\sigma_{P_{max}}$  observées loin de la paroi sont bien supérieures à celles observées en champ libre, à la différence du cas sans turbulence.

### Durée $T$ de la phase positive

La durée moyenne de la phase positive de l'onde (notée  $\langle T \rangle$ ), mesurée avec turbulence, est tracée en fonction de  $h$  sur la figure 6.25a. L'effet de la turbulence sur la durée  $T$  est, en moyenne, de lisser la zone d'interférence due à l'interaction entre l'onde directe et réfléchi. Ce lissage reflète la moyenne statistique opérée sur l'ensemble des mesures. En effet, l'augmentation d'environ  $5 \mu\text{s}$  constatée en  $h = 450$  mm sans turbulence intervient également sur chaque onde individuellement. La différence de marche entre l'onde directe et l'onde réfléchi est rendue aléatoire par la turbulence. Dans la zone d'ombre, on constate que la turbulence diminue la durée de la phase positive de l'onde. En  $h = 50$  mm, elle procure une diminution de  $6 \mu\text{s}$  de  $T$ . Loin de la paroi, en  $h = 500$  mm, on retrouve les valeurs mesurées en champ libre avec

turbulence, comme c'était le cas sans turbulence.

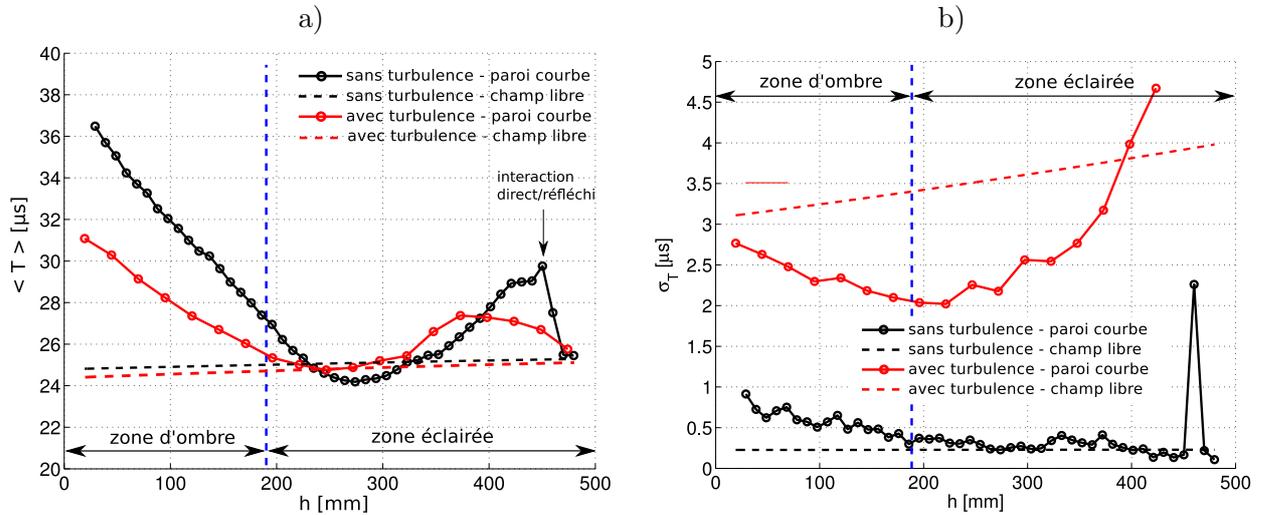


FIGURE 6.25: a) Durée moyenne  $\langle T \rangle$  de la phase positive, en fonction de la hauteur normale à la paroi  $h$ . (—) : valeurs mesurées avec la paroi courbe sans turbulence. (—) : valeurs mesurées avec la paroi courbe avec turbulence. (- - -) : valeurs mesurées en champ libre sans et avec turbulence.

b) Écart-type  $\sigma_T$ , en  $\mu\text{s}$ , en fonction de la hauteur normale à la paroi  $h$ . La limite géométrique de la zone d'ombre est indiquée en pointillés verticaux.

L'écart-type de  $T$ , noté  $\sigma_T$ , est tracé sur la figure 6.25b en fonction de  $h$ . L'écart-type est plus important en présence de turbulence. À la limite entre la zone d'ombre et la zone éclairée (en  $h = 190$  mm), les fluctuations  $\sigma_T$  sont de l'ordre de  $0.3 \mu\text{s}$  sans turbulence, et de  $2 \mu\text{s}$  avec turbulence. Les fluctuations de demi-durée sont plus importantes dans la zone d'ombre, et présentent une augmentation dans la région d'interaction entre l'onde directe et l'onde réfléchi où elles valent environ  $4.6 \mu\text{s}$ .

### Temps de montée $\tau$

Le temps de montée, mesuré entre 10% et 90% du pic de pression, est tracé sur la figure 6.26a en fonction de la distance  $h$  à la paroi. Loin de la paroi, on retrouve pour le temps de montée les valeurs mesurées en champ libre avec turbulence (voir le chapitre 4), où une augmentation du temps de montée a été observée. Pour  $h = 500$  mm, le temps de montée moyen est d'environ  $5.5 \mu\text{s}$ , alors qu'en l'absence de turbulence il vaut moins de  $1 \mu\text{s}$  (Yuldashev *et al.*, 2010a). Dans la zone de transition, l'effet de la résonance du microphone observé en  $h = 330$  mm n'est plus visible en moyenne. Enfin, dans la zone d'ombre, le temps de montée mesuré est supérieur de  $2 \mu\text{s}$  environ aux valeurs mesurées en champ libre avec turbulence, mais reste inférieur aux valeurs mesurées sans turbulence. Par exemple, en  $h = 20$  mm, le temps de montée est de  $18 \mu\text{s}$  sans turbulence, alors qu'avec turbulence il vaut  $6 \mu\text{s}$  environ.

En ce qui concerne l'écart-type relevé sur le temps de montée, on note également une bonne correspondance entre les données mesurées en champ libre et les données mesurées avec la paroi courbe. On note des fluctuations beaucoup plus importantes avec turbulence que sans turbulence.

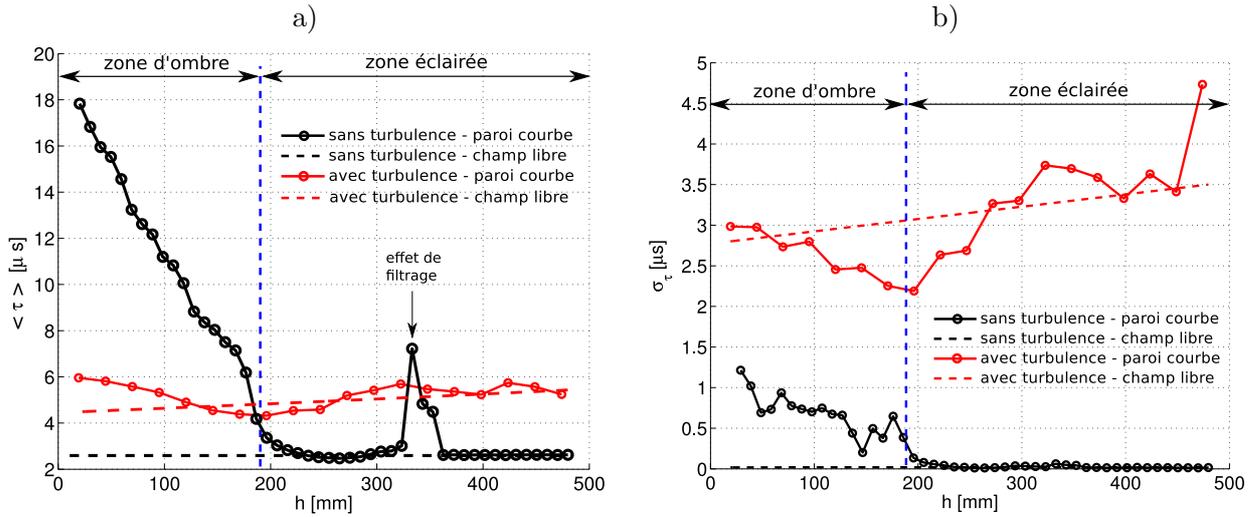


FIGURE 6.26: a) Temps de montée moyen  $\langle \tau \rangle$  en fonction de la hauteur normale à la paroi  $h$ . (—) : valeurs mesurées avec la paroi courbe sans turbulence. (—) : valeurs mesurées avec la paroi courbe avec turbulence. (---, -.-) : valeurs mesurées en champ libre sans et avec turbulence.  
 b) Ecart-type de temps de montée  $\sigma_\tau$ , en  $\mu\text{s}$ , en fonction de la hauteur normale à la paroi  $h$ . La limite géométrique de la zone d'ombre est indiquée en pointillés verticaux.

## 6.4.2 Étude statistique de la propagation en zone d'ombre

Dans cette partie, nous analysons les statistiques dans la zone d'ombre. On s'intéresse à la densité de probabilité  $W$  du pic positif de pression, de la demi-durée, et du temps de montée. On cherche à établir quelles différences existent au niveau statistique entre les mesures en champ libre réalisées dans le chapitre 4, et les mesures en zone d'ombre.

### Pic de pression $P_{max}$

La densité de probabilité  $W_{P^*}$  est tracée pour plusieurs distances  $r$  sur la figure 6.27, où  $P^* = P_{max} / \langle P_{max} \rangle$  représente le pic positif de pression normalisé par sa valeur moyenne. Sur ces figures, les mesures sont indiquées en histogrammes rouges. En trait bleu est indiquée une loi  $\Gamma$  généralisée dont les coefficients  $a$  et  $b$  ont été calculés à partir des moments d'ordre 2 et 3 de la distribution statistique. Cette méthode est identique à celle employée dans le chapitre 4 pour traiter les mesures en champ libre, dont le résultat pour une même distance de propagation  $r$  est rappelé en trait vert sur la figure.

On constate que, pour les distances  $r = 499$  mm et  $r = 636$  mm, la densité de probabilité  $W_{P^*}$  est quasi-symétrique autour de la valeur 1 (voir les figures 6.27a et 6.27b). Pour ces distances, des valeurs supérieures ou inférieures de 50% ont été observées. Pour des distances de propagation supérieures à 636 mm, on constate un étalement de la répartition statistique, ainsi qu'une dissymétrie. En raison de cette dissymétrie, le maximum de  $W_{P^*}$  est obtenu pour des valeurs de  $P^*$  inférieures à 1. En contrepartie, une queue est formée pour des niveaux de pression supérieurs à 1.5. Cet effet est particulièrement visible pour des distances  $r$  supérieures à 1 m. Ces observations sont similaires à celles effectuées en champ libre (chapitre 4).

L'étude de la propagation en champ libre du chapitre 4 a permis d'obtenir une loi de probabilité de type  $\Gamma$  généralisée, en bon accord avec les répartitions expérimentales pour toutes

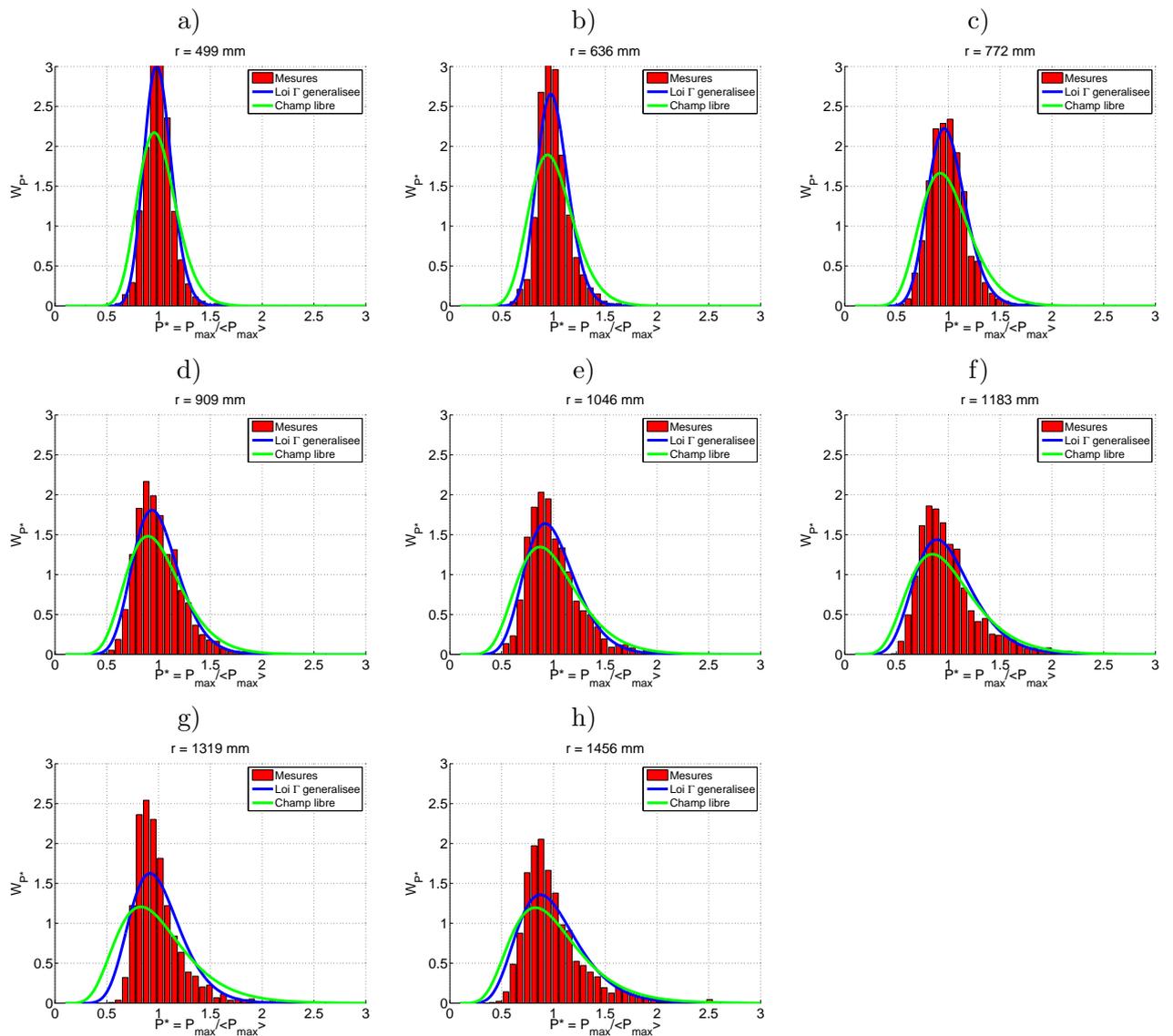


FIGURE 6.27: Densité de probabilité  $W_{P^*}$  du pic de pression adimensionné  $P^* = P_{max} / \langle P_{max} \rangle$ , représentée sous la forme d'histogrammes (largeur des classes : 0.102). Chaque sous-figure représente une distance  $r$  indiquée sur la figure. (■) : répartition mesurée sur 1000 tirs de la source. (—) : loi de répartition  $\Gamma$  généralisée (voir l'équation 4.2). (—) : répartitions statistiques obtenues en champ libre (voir le chapitre 4).  
a)  $r = 499$  mm ; b)  $r = 636$  mm ; c)  $r = 772$  mm ; d)  $r = 909$  mm ; e)  $r = 1046$  mm ; f)  $r = 1183$  mm ; g)  $r = 1319$  mm ; h)  $r = 1456$  mm

les distances de propagation. Les mesures en zone d'ombre et en champ libre n'ayant pas été effectuées pour des distances de propagation strictement égales, nous avons utilisé les polynômes d'ordre 2 permettant de calculer les coefficients de cette loi  $\Gamma$  pour les distances de propagation en zone d'ombre. Cette loi est rappelée en vert sur les figures 6.27a à 6.27h.

Par rapport aux mesures en champ libre, la répartition statistique  $W_{P^*}$  en zone d'ombre est plus étroite, et avec une amplitude supérieure pour toutes les distances de propagation considérées. Les répartitions statistiques  $\Gamma$  généralisées, calculées selon la même méthode que dans le cas du champ libre, sont tracées en bleu sur ces figures. Les coefficients  $a$  et  $b$  utiles à la loi  $\Gamma$  généralisée sont tracés sur les figures 6.28a et 6.28b. En rouge sont indiqués les points

obtenus pour chacune des distances  $r$ , permettant d'interpoler une loi d'ordre 2, tracée en trait noir pointillé. La loi obtenue avec la même méthode en champ libre est rappelée en trait vert. Les coefficients obtenus en zone d'ombre décroissent également avec la distance  $r$ , mais présentent des valeurs supérieures au cas de propagation en champ libre. Pour des distances  $r$  inférieures à 1 m, on constate que cette loi permet de reproduire avec un bon accord les répartition statistiques mesurées dans la zone d'ombre (voir les figures 6.27a à 6.27d). Pour des distances de propagation supérieures à 1 m, la loi obtenue ne permet pas une bonne description. En effet, la densité de probabilité mesurée se dissymétrise plus rapidement avec la distance que la loi  $\Gamma$  généralisée.

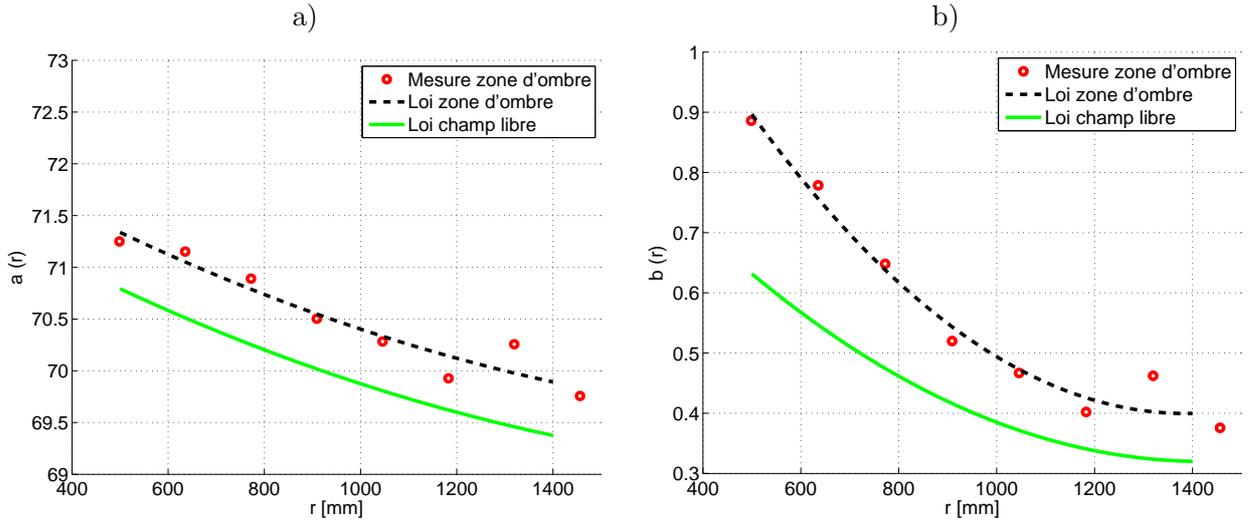


FIGURE 6.28: Coefficients  $a$  (sous-figure a) et  $b$  (sous-figure b) de la loi  $\Gamma$  généralisée, calculés en fonction de la distance  $r$  à partir des moments d'ordre 2 et 3 de la répartition statistique  $W_{P^*}$ . En points rouges : valeurs obtenues pour chacune des distances  $r$  considérées lors de l'expérience. (---) : loi pour la zone d'ombre, obtenue par un fit d'ordre 2. (—) : loi pour le champ libre, obtenu dans le chapitre 4 de cette thèse.

Afin de préciser les répartitions statistiques, nous avons tracé sur les figures 6.29a à 6.29d des nuages de points représentant le pic de pression en fonction des temps d'arrivée. Le pic de pression  $P_{max}$  est ici adimensionné par la valeur de référence mesurée sans turbulence, notée  $P^{ref}$ . Le temps d'arrivée  $t_{arr}$  est centré par rapport au temps d'arrivée moyen mesuré sans turbulence, noté  $\langle t_{arr} \rangle^{homo}$ . Le nuage de points noirs, mesurés sans turbulence, est donc centré en  $(0, 1)$ . Les cercles rouges indiquent les 2000 mesures réalisées avec turbulence dans la zone d'ombre, et les cercles verts indiquent les mesures réalisées en champ libre, présentées au chapitre 4. En premier lieu, l'effet de la turbulence thermique est d'obtenir des temps d'arrivée plus faibles que sans turbulence. Ceci est dû au chauffage, qui augmente donc la vitesse du son, et réduit ainsi les temps d'arrivée. En second lieu, les différences de temps d'arrivée entre le cas zone d'ombre avec turbulence et propagation en champ libre avec turbulence sont également dues à la différence de température moyenne d'environ  $10^\circ\text{C}$  entre ces deux expériences. En effet, les mesures en champ libre ont été réalisées pendant l'après-midi, alors que les mesures en fonction de  $r$  dans la zone d'ombre avec turbulence ont été réalisées pendant la nuit, quelques jours plus tard, afin de profiter de fluctuations thermiques plus importantes.

En  $r = 499$  mm, les nuages de points obtenus en zone d'ombre et en champ libre sont similaires. Comme le montre la figure 6.29a, des niveaux de pression normalisés entre 0.5 et 2 existent, ce qui signifie qu'à cette distance de la source le niveau de pression est aléatoirement

multiplié par deux ou divisé par deux, par rapport aux mesures sans turbulence. A mesure que la distance  $r$  augmente, on constate un comportement différent entre les mesures en champ libre et les mesures en zone d'ombre. Comme on l'a vu au chapitre 4, et comme de nombreux auteurs ont pu l'observer auparavant (Lipkens & Blackstock, 1998b, Averiyanov, 2008, Yuldashev, 2011), les nuages de points mesurés en champ libre se dissymétrisent avec la distance. Par exemple, comme on le voit sur la figure 6.29c, en  $r = 1183$  mm, il est possible de mesurer en champ libre des niveaux de pression compris entre 0.2 et 2.2, ce qui signifie que le niveau de pression est aléatoirement amplifié ou atténué. Dans la zone d'ombre, on montre grâce à ce type de tracés que le niveau de pression est uniquement amplifié. En effet, comme le montre la figure 6.29c, des niveaux de pression normalisés compris entre 1 et 5.6 ont été mesurés. Ceci signifie que le pic de pression de l'onde ne subit aucune atténuation dans la zone d'ombre. Une amplification moyenne de 2.3 est observée en  $r = 1183$  mm. Cet effet n'avait à notre connaissance pas été observé auparavant. A mesure que la distance  $r$  augmente, cet effet est accentué pour fournir une amplification plus importante, sans atténuation aléatoire.

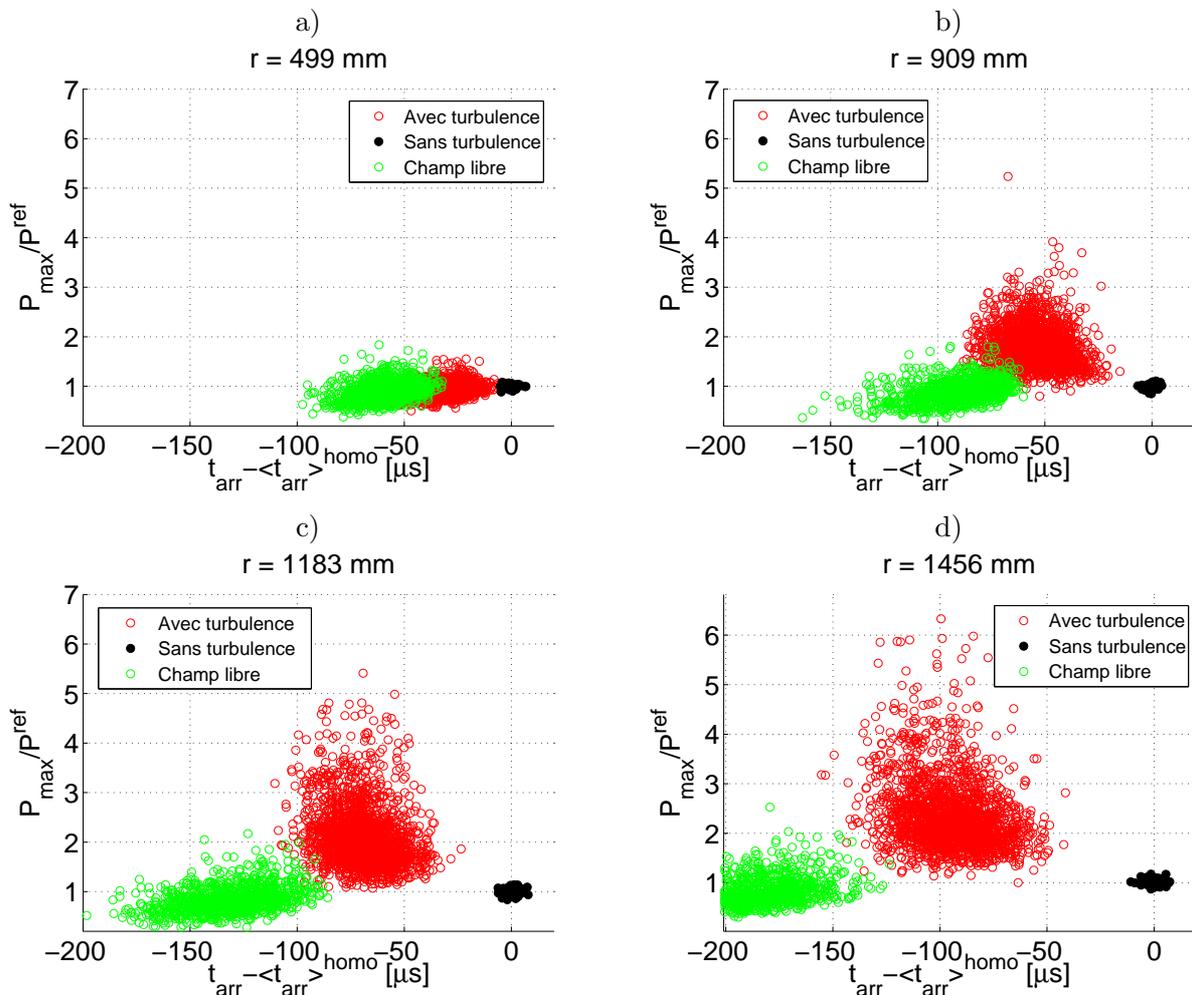


FIGURE 6.29: Pic de pression  $P_{max}$ , adimensionné par la valeur de référence en milieu homogène  $P^{ref}$ , en fonction du temps d'arrivée  $t_{arr}$  centré par rapport au temps d'arrivée moyen en milieu homogène  $\langle t_{arr} \rangle^{homo}$ . En points noirs : 60 mesures réalisées sans turbulence. En cercles rouges : 2000 mesures réalisées avec turbulence.  
 a)  $r = 499$  mm ; b)  $r = 909$  mm ; c)  $r = 1183$  mm ; d)  $r = 1456$  mm

La probabilité cumulée du pic de pression adimensionné  $P_{max}/P^{ref}$  est tracée sur la figure 6.30 pour plusieurs distances  $r$ . On constate que la probabilité cumulée d'obtenir un doublement du pic de pression par la turbulence est nulle en  $r = 499$  mm, de 27% en  $r = 909$  mm, de 48% en  $r = 1183$  mm et de 66% en  $r = 1456$  mm. La probabilité d'observer une amplification de 4 au moins est de 0.1% en  $r = 909$  mm, de 1.8% en  $r = 1183$  mm et de 3.8% en  $r = 1456$  mm, et la probabilité d'observer une amplification supérieure à 5 est de 0.1% en  $r = 1183$  mm, de 1% en  $r = 1456$  mm (et nulle pour des distances de propagation inférieures). Enfin, la probabilité d'observer une atténuation du pic de pression (soit  $P_{max}/P^{ref} < 1$ ) est nulle si  $r > 1$  m. La propagation dans la zone d'ombre en présence de turbulence donne donc lieu à une amplification du pic de pression uniquement, d'un facteur pouvant aller jusqu'à 8. On note donc une différence avec l'effet moyen de la turbulence dans la zone éclairée, dans laquelle le niveau de pression est le plus souvent atténué par la turbulence.

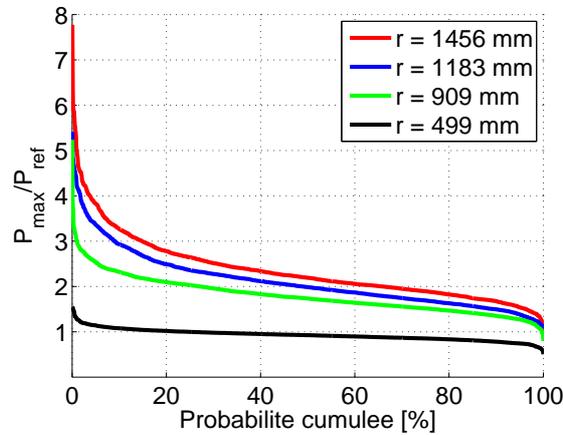


FIGURE 6.30: Probabilité cumulée du pic de pression adimensionné  $P_{max}/P^{ref}$ , pour plusieurs distances de propagation  $r$ .

### Durée $T$ de la phase positive

La densité de probabilité  $W_T$  de la durée  $T$  de la phase positive est tracée pour plusieurs distances  $r$  sur les figures 6.31a à 6.31h. On observe une augmentation de la valeur moyenne, conjointement à un étalement de la répartition statistique  $W_T$  et une diminution de l'amplitude de cette répartition. On notera qu'en  $r = 499$  mm, la répartition statistique de la figure 6.31a est très large, en raison de l'interaction avec l'onde réfléchie, générant aléatoirement de grandes durées sur les formes d'onde.

### Temps de montée $\tau$

Les densités de probabilité  $W_\tau$  du temps de montée sont tracées sur les figures 6.32a à 6.32h pour différentes distances  $r$  de propagation. On observe un élargissement de la répartition statistique avec la distance de propagation. Par exemple, en  $r = 772$  mm, des temps de montée de  $3 \mu s$  à  $10 \mu s$  ont été mesurés, alors qu'en  $r = 1456$  mm les valeurs mesurées s'étendent de  $3 \mu s$  à  $25 \mu s$ . De plus, comme c'est également le cas en champ libre, la répartition  $W_\tau$  présente plusieurs maxima locaux. Ceci est dû à la résonance du microphone, qui augmente la probabilité de mesurer un temps de montée multiple de la période de résonance du microphone. Cet effet a été mis en évidence dans l'annexe B pour des mesures en champ libre.

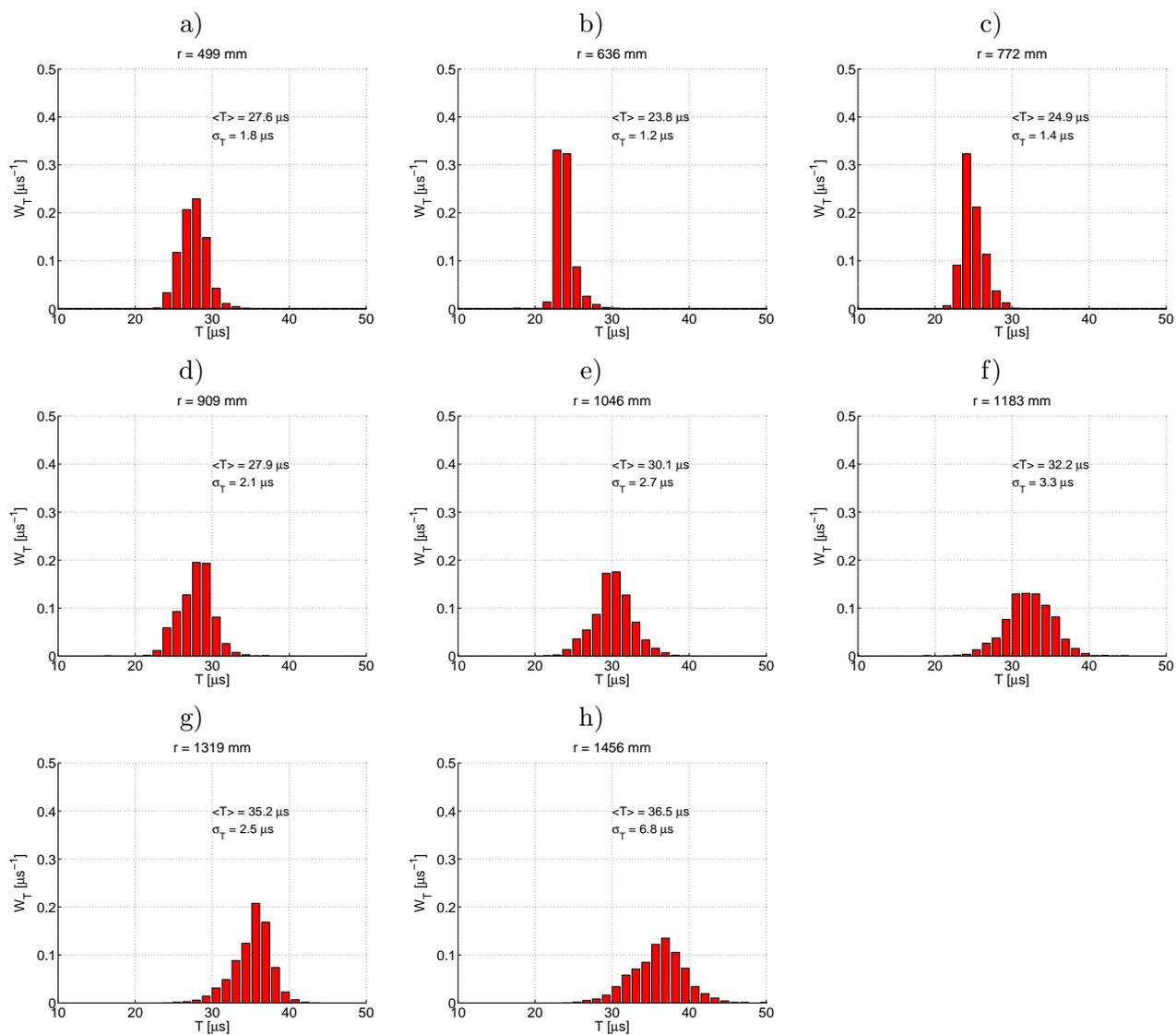


FIGURE 6.31: Densité de probabilité  $W_T$  de la demi-durée  $T$ , représentée sous la forme d'histogrammes. Chaque sous-figure représente une distance  $r$  indiquée sur la figure. En rouge : répartition mesurée sur 1000 tirs de la source.

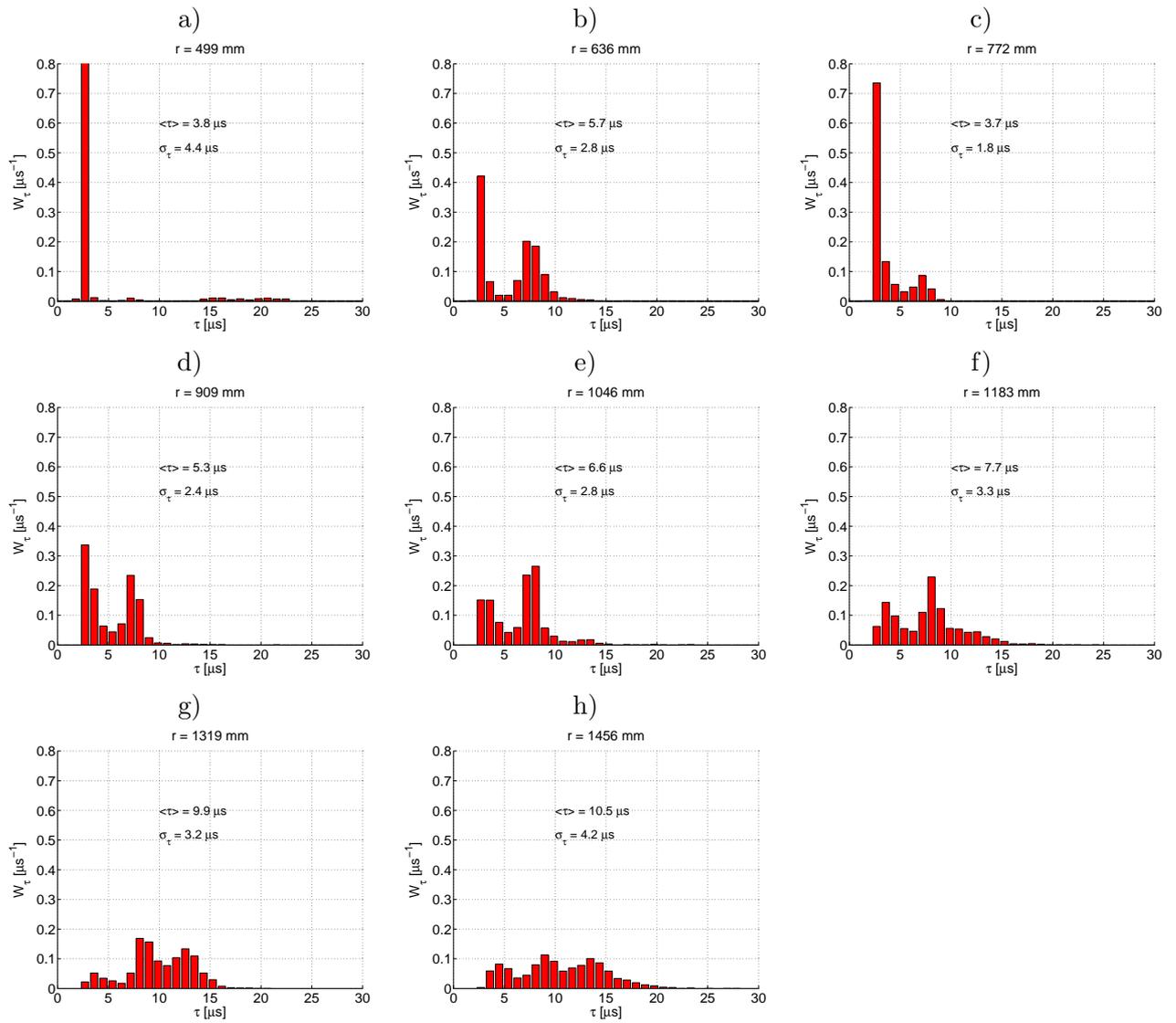


FIGURE 6.32: Densité de probabilité  $W_\tau$  du temps de montée  $\tau$ , représentée sous la forme d'histogrammes. Chaque sous-figure représente une distance  $r$  indiquée sur la figure. En rouge : répartition mesurée sur 1000 tirs de la source.

## 6.5 Conclusion

Dans ce chapitre, les résultats d'une expérience de propagation d'ondes de choc, à l'échelle du laboratoire, ont été analysés. Nous avons utilisé une paroi cylindrique afin de modéliser l'effet d'un gradient vertical et négatif de célérité du son.

Sans turbulence, les mesures effectuées à l'extérieur de la zone d'ombre montrent les mêmes valeurs que celles effectuées en champ libre dans le chapitre 4. Au-dessus du rayon limite, nous avons pu montrer l'existence d'une zone de transition où le pic de pression et la durée de l'onde sont augmentés en raison de l'interaction entre une onde directe et une onde réfléchie sur la paroi cylindrique. Ces observations sont cohérentes avec les visualisations et les mesures du chapitre 5 où une réflexion irrégulière a été observée, sans que l'on puisse affirmer avec certitude que ce type de phénomène ait lieu avec ce dispositif expérimental de plus grandes dimensions. Dans la zone d'ombre, nous avons observé par rapport à la propagation en champ libre du chapitre 4 une diminution du niveau de pression, une augmentation du temps de montée et une augmentation de la durée de l'onde de pression. La comparaison avec une solution analytique montre un bon accord avec les formes d'onde profondément dans la zone d'ombre ( $r > 300$  mm). Cette solution permet également de prédire la diminution du niveau de pression et l'augmentation de la durée dans la zone d'ombre.

Avec turbulence, les mesures ont permis de montrer la grande disparité des formes d'onde se propageant dans la zone d'ombre. Ces formes d'onde sont similaires à celles observées en champ libre. Les spectres montrent une amplification systématique des hautes fréquences supérieures à 30 kHz. L'effet de diffusion acoustique par les structures turbulentes a été clairement observé. Cet effet se traduit par l'augmentation du niveau de pression moyen dans la zone d'ombre, et la diminution du temps de montée, comme observé expérimentalement par Qin *et al.* (2004), ou numériquement par Blanc-Benon & Juvé (1996) dans le cas linéaire. L'examen des angles d'arrivée au moyen d'une antenne acoustique met en évidence la propagation dans la zone d'ombre depuis la zone éclairée, responsable de l'augmentation du niveau moyen.

Du point de vue statistique, une loi de probabilité de type  $\Gamma$  généralisée a pu être validée pour le pic de pression en champ libre dans le chapitre 4. Dans la zone d'ombre, nous avons pu montrer que cette loi ne peut pas décrire parfaitement les répartitions statistiques. Le tracé des probabilités cumulées a permis de montrer que l'effet de la turbulence est de toujours amplifier le niveau de pression dans la zone d'ombre. Parmi toutes les formes d'onde mesurées dans la zone d'ombre, aucune n'a été mesurée avec un niveau de pression inférieur à celui mesuré sans turbulence. Un facteur d'amplification de 8 au maximum a pu être observé.

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à la propagation en conditions défavorables, c'est à dire avec un gradient de célérité négatif. Une prolongation intéressante serait d'étudier le cas de propagation favorable, c'est à dire avec un gradient de célérité positif avec lequel le son est ramené vers le sol. Ce phénomène peut être étudié expérimentalement de la même façon en utilisant une paroi courbe concave. Le développement de simulations numériques permettant de prendre en compte l'effet d'un gradient et de la turbulence sur la propagation tridimensionnelle des ondes de choc permettra en outre d'effectuer des comparaisons avec les résultats de l'expérience présentée dans ce chapitre.

# Conclusion générale

Pour étudier la propagation d'impulsions sonores de forte amplitude, dans une atmosphère inhomogène et en présence de frontières solides, nous avons mis en œuvre des dispositifs expérimentaux à l'échelle du laboratoire qui permettent le contrôle séparé de différents effets en interaction. L'avantage est alors de pouvoir étudier séparément l'influence de la turbulence, de la présence d'une paroi solide ou d'un gradient de célérité du son. Au-delà des résultats concernant la propagation acoustique, nous avons également pu évaluer la pertinence et les limites de ce type d'expériences à l'échelle du laboratoire.

Lors des expériences de propagation acoustique non-linéaire à l'échelle du laboratoire, des lasers focalisés, des sources à arcs électriques, des charges explosives de faible puissance, ou projectiles supersoniques de petit calibre peuvent être utilisés. Ces sources impulsionnelles peuvent présenter des formes d'onde sensiblement différentes de l'onde en  $N$  idéale. Pour la source à étincelles, nous avons pu obtenir la forme d'onde réelle émise par la source en utilisant la technique d'ombroscopie schlieren. Ce type de visualisation permet de déterminer la forme d'onde mais pas le niveau de pression, qui doit donc être déterminé par une analyse complémentaire. Pour les chocs faibles, une méthode d'estimation du niveau de pression basée sur l'allongement des ondes avec la distance de propagation, proposée par Wright (1983) en faisant l'hypothèse que la source émet des ondes en  $N$  a été étendue pour une forme d'onde différente. Sur la base de simulations numériques, nous avons en effet montré qu'il faut modifier cette méthode d'estimation du niveau de pression pour prendre en compte le fait que l'allongement dépend de la forme de l'onde. Cette méthode a été appliquée aussi bien à partir de mesures optiques, que microphoniques. Elle pourrait être utilisée également pour d'autres type de sources impulsionnelles (lasers focalisés, projectiles supersoniques de petit calibre, charges explosives de faible puissance).

Du point de vue des utilisateurs de sources à étincelles, se pose la question d'une limite à partir de laquelle les effets non-linéaires ne peuvent être négligés. Une étude basée sur des simulations numériques de la propagation a montré que l'on peut fixer des limites en terme d'écart inter-électrodes, selon l'erreur que l'on s'autorise sur l'estimation du niveau de pression. Se pose également d'un point de vue pratique la question de la directivité de la source. Des mesures microphoniques permettent de fixer des limites angulaires au-delà desquelles la source ne peut plus être considérée comme omnidirectionnelle.

Un des effets limitants des expériences à l'échelle du laboratoire est la translation du spectre vers une gamme de fréquences ultrasonores, dans laquelle les microphones capacitifs standards ne sont pas adaptés. En particulier, la bande passante limitée des microphones fait que le temps de montée estimé à partir de la tension de sortie est largement surestimé. De plus, la résonance du microphone augmente artificiellement la probabilité de mesurer après propagation dans la turbulence des temps de montée multiples de la période de résonance. Il est donc important de pouvoir déterminer la réponse en fréquence des microphones. Grâce à leur étendue spectrale, les

sources à étincelles permettent de déterminer *in situ* les corrections à appliquer à la réponse en fréquence du microphone pour prendre en compte l'influence de son montage. Nous avons montré qu'une procédure expérimentale assez simple permet de retrouver les corrections fournies par le fabricant pour prendre en compte l'influence de la grille de protection, et de l'angle d'incidence sur la membrane. En pratique, cette technique peut être utilisée pour déterminer les corrections à appliquer à la réponse en fréquence pour des montages moins conventionnels.

Constatant qu'il n'existe pas de méthode de calibration adaptée dans une gamme de fréquences comprises entre 10 kHz et 1 MHz (typique des expériences à l'échelle du laboratoire), une caractérisation des microphones de mesure au moyen de la mesure d'ondes de choc a été proposée. L'étendue spectrale de la source à étincelle permet en effet une excitation du microphone dans cette gamme de fréquences. La méthode proposée a l'avantage de pouvoir être mise en œuvre quel que soit le mode de transduction du microphone. Cette méthode a été validée au moyen d'une simulation de chacune des étapes du processus. L'application à des microphones 1/4" et 1/8" a montré que l'obtention de l'amplitude de la réponse en fréquence est possible. En revanche, l'obtention de la phase se révèle très délicate en pratique, en raison principalement des fluctuations de la position de l'arc électrique. Une étude préliminaire des sources d'erreur et des incertitudes a été réalisée.

En ce qui concerne l'étude de la propagation, les expériences à l'échelle du laboratoire permettent un contrôle séparé de différents effets en interaction : turbulence, effets de sol, gradient de célérité du son.

En champ libre, la propagation d'ondes de choc à travers la turbulence donne lieu en moyenne à une atténuation du pic de pression. Des zones de focalisation aléatoire sont néanmoins observées, dans lesquelles les ondes prennent la forme d'un "U" puis évoluent vers des formes à pics multiples en raison du repliement du front d'onde. Nous avons montré que les répartitions statistiques du pic de pression peuvent être décrites avec un excellent accord par une loi  $\Gamma$  généralisée dont les paramètres sont déduits en fonction de la distance de propagation à partir des données expérimentales. Les statistiques peuvent alors être estimées aux distances où aucune mesure n'a été effectuée. Une conséquence pratique de ce résultat est qu'il permet de réduire le nombre de mesures réalisées. Une procédure similaire pourrait être mise en œuvre en fonction des fluctuations  $\mu$  d'indice de réfraction causé par la turbulence thermique, comme cela a été fait par Averiyarov *et al.* (2011b) pour la turbulence cinématique.

En présence d'une frontière, se pose le problème du type de réflexion des ondes de choc. Des phénomènes de réflexions irrégulières ont en effet été mises en évidence pour des applications variées comme la réflexion des chocs forts, les ondes de choc dans les jets supersoniques et les tuyères, ou bien la focalisation des ultrasons. Dans le cadre des expériences à l'échelle du laboratoire, les niveaux de pression sont suffisamment importants pour que des phénomènes de ce type puissent être observés. Pour des ondes de choc faible (nombre de Mach acoustique de l'ordre de  $10^{-2}$ ), nous avons mis en évidence ce phénomène dans l'air avec une paroi plane ou cylindrique. Nous n'avons néanmoins pas pu déterminer avec certitude s'il existe des réflexions irrégulières avec la paroi courbe utilisée dans le chapitre 6. La possibilité de réflexions irrégulières sur des dispositifs à l'échelle du laboratoire peut compliquer l'étude de la propagation sur des dispositifs de géométrie plus complexe, par exemple dans une maquette de rue ou de salle.

La prise en compte d'un gradient de célérité du son a été étudiée expérimentalement au moyen d'une frontière cylindrique qui crée une zone d'ombre acoustique semblable à celle qu'aurait créé

un gradient de célérité. Sans turbulence, il existe pour ce problème une solution analytique dans le cadre de l'acoustique linéaire (Pierce, 1989). Nous avons évalué la capacité de ce modèle à prédire le niveau sonore dans la zone d'ombre. Il apparaît qu'en raison de la décroissance suffisamment rapide du niveau de pression dans la zone d'ombre, cette solution analytique permet une bonne prédiction des formes d'onde et du niveau de pression dans la zone d'ombre, malgré l'hypothèse de propagation linéaire.

Si en zone éclairée la turbulence a tendance à atténuer le niveau de pression, il faut noter qu'à l'inverse dans la zone d'ombre la turbulence cause une amplification du niveau de pression. L'analyse statistique montre que dans la zone d'ombre la probabilité d'observer une atténuation du niveau de pression est strictement nulle. Cette observation montre qu'avec turbulence, le mécanisme dominant de propagation est la diffusion acoustique par les structures turbulentes. Ceci aurait pour conséquence dans le cas du bang sonique l'extension de la zone d'exposition sonore sous la trace de l'avion ("carpettes primaires").

À la suite de ce travail de thèse, plusieurs aspects pourront faire l'objet de travaux complémentaires :

Concernant les techniques expérimentales, on peut envisager de nouvelles méthodes permettant de compléter les expériences réalisées. La technique d'interférométrie semble prometteuse, en particulier parce qu'elle permet en théorie d'observer non seulement la forme d'onde mais également le temps de montée du choc avec une résolution temporelle suffisante (Yuldashev *et al.*, 2010b). Du point de vue des techniques expérimentales, une autre perspective intéressante est le développement de microphones large bande et hautes fréquences (typiquement 10 kHz - 1 MHz). De tels microphones permettraient de mesurer correctement le temps de montée non seulement en milieu homogène, mais également en milieu turbulent. De nouveaux microphones piézorésistifs basés sur une technologie MEMS sont d'ailleurs en cours de développement dans le cadre du projet ANR SIMMIC. Les premiers prototypes testés lors de la thèse présentent un caractère résonant, mais ces résultats permettent néanmoins d'espérer la réalisation prochaine de prototypes à réponse large bande et hautes fréquences.

Concernant la méthode de calibration présentée dans le chapitre 2, on peut envisager plusieurs pistes d'amélioration. La première amélioration concerne les fluctuations de la position apparente de la source, qui rendent l'estimation de la phase délicate en l'état actuel. On propose de coupler les mesures réalisées à une procédure de détection de la position de l'arc électrique, par la méthode d'antennerie ou bien par une méthode optique. Il serait également intéressant de concevoir une nouvelle source à arcs électrique où la position du canal de décharge serait contrôlée. Ceci permettrait de diminuer l'incertitude sur la distance de propagation, qui limite l'application de la méthode de calibration et empêche la détermination de la réponse en phase. Une autre amélioration concerne la technique de traitement des signaux pour l'estimation de la réponse en fréquence, qui pour l'instant est réalisée par une simple division des spectres. Enfin, l'étude des incertitudes et sources d'erreur présentée dans le chapitre 2 devra être complétée.

Pour compléter ce travail expérimental, il serait intéressant de réaliser des simulations numériques. Tout d'abord, des simulations numériques directes en deux dimensions de la propagation non-linéaire à partir d'une ligne source permettraient de compléter l'étude de la source. Des comparaisons avec les données expérimentales porteraient sur la forme de l'onde, et sur la directivité de la source. Ensuite, des simulations numériques de la propagation à travers la 'turbulence gelée' permettraient d'effectuer des comparaisons avec les résultats des chapitres 4 et 6 de cette

thèse. On pourrait grâce à ces simulations d'une part compléter la loi  $\Gamma$  généralisée pour prendre en compte l'influence des fluctuations d'indice de réfraction  $\mu$  en champ libre, et d'autre part observer la forme du front d'onde dans la zone d'ombre avec turbulence. Un autre objectif des simulations numériques pourrait être l'étude de l'influence de la turbulence sur l'apparition de réflexions irrégulières, car ce problème est difficile à étudier expérimentalement. Des essais préliminaires ont en effet été réalisés lors de cette thèse mais n'ont pas permis d'obtenir des résultats exploitables. La difficulté réside dans l'impossibilité de visualiser les fronts d'onde par ombroscopie dans la turbulence thermique ou cinématique, car les fluctuations d'indice optique observées sont alors principalement dues aux fluctuations de température ou de vitesse.

Nous nous sommes limités dans le chapitre 6 au cas de propagation "défavorable", c'est à dire avec réfraction du son vers le haut. Il serait intéressant de réaliser une expérience similaire pour le cas de propagation "favorable" où le gradient de célérité est positif, et le son réfracté vers le sol. Ceci pourrait être étudié au moyen d'une paroi courbe concave.

## Annexe A

# Observations diverses lors de la caractérisation de la turbulence thermique

Dans cette annexe sont indiqués des résultats de caractérisation de la turbulence thermique avec la paroi courbe (couche limite thermique), ainsi que des mesures concernant les effets de bords et la constante de temps de la grille de turbulence thermique.

### Couche limite thermique

La présence d'une paroi courbe, installée pour la campagne d'essais d'avril 2011, modifie a priori le champ de température. Il a notamment été montré sur les cartographies de fluctuations rms de température que, proche de la paroi, les fluctuations de température étaient quasiment nulles. Une mesure spécifique a donc été effectuée afin de mesurer la forme d'une éventuelle couche limite thermique.

On effectue à l'aide d'une sonde à courant constant et d'un thermocouple type K des enregistrements de 3 minutes, en écartant progressivement les appareils de mesure de la paroi. L'écart entre la paroi et la sonde de température est noté  $\Delta h$ , mesuré perpendiculairement à la paroi.  $\Delta h$  varie entre 1 mm et 160 mm.

On peut constater sur la figure A.1 que les fluctuations rms de température  $\sqrt{\langle T'^2 \rangle}$  sont minimum en  $\Delta h=1\text{mm}$  et valent environ  $2.5^\circ\text{C}$ . Les fluctuations de température augmentent ensuite rapidement avec  $\Delta h$ , l'on observe alors des valeurs comprises entre  $4^\circ\text{C}$  et  $5^\circ\text{C}$  environ. Ce comportement provient de la plaque qui impose en  $\Delta h=0$  des fluctuations nulles de température.

### Effets de bord et constante de temps

Afin d'estimer la dimension des effets de bords de la grille, des profils de température dans la direction  $X$  ont été effectués au bord de la grille. On dispose les deux sondes à courant constant ainsi que le thermocouple, et on effectue des enregistrements de 30 secondes pour calculer la température moyenne  $\langle T \rangle$  ainsi que les fluctuations rms de température  $\sqrt{\langle T'^2 \rangle}$ . On peut alors effectuer une exploration entre  $X = -1500$  mm et  $X = +700$  mm pour  $Y=0$  constant, ce

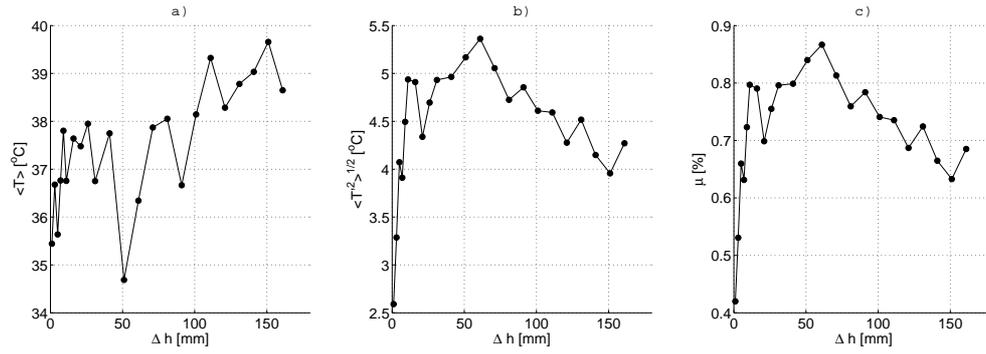


FIGURE A.1: A gauche : Température moyenne  $\langle T \rangle$  (en °C) en fonction de la distance perpendiculaire à la paroi  $\Delta h$ . Au centre : fluctuations rms de température  $\sqrt{\langle T'^2 \rangle}$  en fonction de la distance perpendiculaire à la paroi  $\Delta h$ . A droite : fluctuations d'indice de réfraction acoustique  $\mu$  en fonction de la distance perpendiculaire à la paroi  $\Delta h$ .

qui permet d'observer la transition entre l'extérieur de la grille, les effets de bords et l'intérieur de la grille.

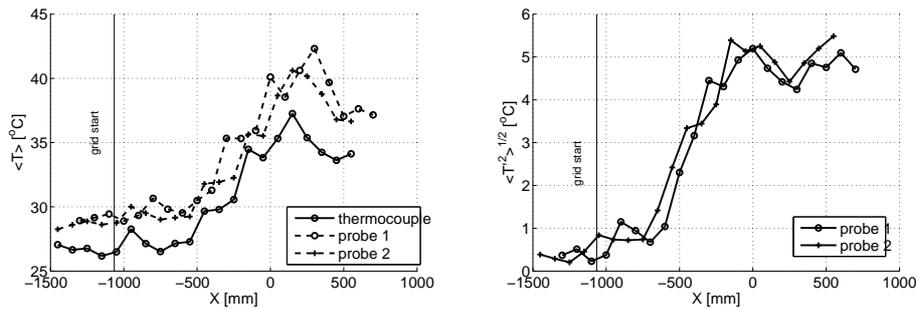


FIGURE A.2: A gauche : température moyenne  $\langle T \rangle$  (en °C) mesurée par les 3 instruments de mesure, en fonction de l'abscisse  $X$  (en mm). A droite : fluctuations rms de température  $\sqrt{\langle T'^2 \rangle}$  (en °C) mesurée par les deux sondes à courant constant, en fonction de l'abscisse  $X$  (en mm). La mesure a été réalisée à  $Y = 0$ .

On peut observer sur la figure A.2 qu'à l'extérieur de la grille, entre  $X = -1500$  mm et  $X = -1000$  mm, la température moyenne vaut  $27^\circ\text{C}$  environ, et les fluctuations de température sont quasi nulles. La température moyenne et les fluctuations de température ne commencent à augmenter qu'à partir de  $X = -500$  mm environ. Les effets de bords s'étalent donc sur environ 500 mm. Les expériences seront donc réalisées à environ 50 cm du bord de la grille.

D'autre part, afin de déterminer quel temps de chauffe était nécessaire avant de commencer les mesures, un enregistrement de la température moyenne a été effectué sur une durée de 30 minutes. On peut ainsi constater sur la figure A.3, où le zéro temporel est fixé à l'allumage de la grille, que la température moyenne se stabilise au bout d'un certain temps. La constante de temps du processus est d'environ 3 minutes. En pratique, on choisit donc d'attendre 15 minutes après l'allumage de la grille pour débiter les expériences.

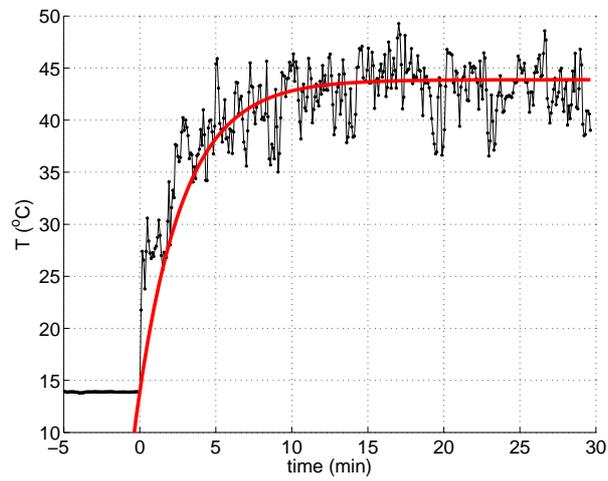


FIGURE A.3: Température moyenne en fonction du temps de chauffe de la grille. En noir : mesure réalisée avec un thermocouple lors d'un essai. En rouge : modèle du premier ordre, avec une constante de temps de 3 minutes.

## Annexe B

# Effets liés à la bande passante limitée des microphones lors de mesures dans la turbulence

Dans le chapitre 4, les mesures de temps de montée de l'onde de pression après propagation dans la turbulence ont permis de mettre en évidence certains effets liés à la bande passante limitée des microphones de mesure. En particulier, nous avons observé que les statistiques de temps de montée présentent des maxima locaux (voir le paragraphe 4.4.5). Afin d'illustrer l'influence du filtrage par la fonction de réponse du microphone de mesure sur les statistiques de temps de montée, nous avons réalisé une mesure supplémentaire de 2000 ondes de choc après propagation dans la turbulence. Cette mesure a été réalisée simultanément par un microphone 1/8" et un microphone 1/4", à une distance  $r = 1750$  mm de la source à étincelle. Le résultat est tracé sur les figures B.1a et B.1b sous la forme de nuages de points du pic de pression normalisé  $P_{max}/P_{ref}$  en fonction du temps de montée  $\tau$ . Les mesures réalisées avec turbulence sont indiquées en cercles rouges, tandis que les mesures de référence réalisées sans turbulence sont en points noirs. Comme on l'a montré dans le paragraphe 4.4.5, les points de mesure ont tendance à se regrouper autour de valeurs de temps de montée multiples de la période de résonance de la membrane du microphone, indiquées par des flèches noires sur la figure B.1. Pour le microphone 1/8", ces groupes se forment en  $\tau = 2.7 \mu s$ , qui est le temps de montée du microphone, et  $\tau = 6 \mu s$ . Pour le microphone 1/4", ces groupes se forment de façon similaire en  $\tau = 4 \mu s$ , qui est le temps de montée du microphone 1/4", et en  $\tau = 12 \mu s$ .

Afin d'illustrer le regroupement des points de mesure différent selon le microphone considéré, nous avons utilisé le modèle de filtre présenté dans le chapitre 1, permettant de reproduire la fonction de réponse du microphone 1/4" (voir le paragraphe 1.3.3). Les paramètres utilisés dans ce modèle sont fixés afin de reproduire au mieux la fonction de réponse du microphone 1/4" indiquée par le fabricant :  $f_1 = 40$  kHz,  $f_2 = 95$  kHz,  $f_3 = 1$  kHz,  $f_4 = 200$  kHz,  $q_1 = 0.8$ , et  $q_2 = 7$ . Ce modèle de fonction de réponse, représentant le microphone 1/4", a été utilisé pour filtrer les données de mesure obtenues avec le microphone 1/8". Le résultat est tracé sur la figure B.1c. On constate que les mesures effectuées par le microphone 1/8" et les données issues du filtrage présentent des regroupements différents. De plus, les positions de ces regroupements correspondent avec un bon accord à celles issues de la mesure par un microphone 1/4". En conséquence, les effets liés à la bande passante limitée des microphones de mesure induisent des modifications importantes des statistiques de temps de montée de l'onde de pression après propagation dans la

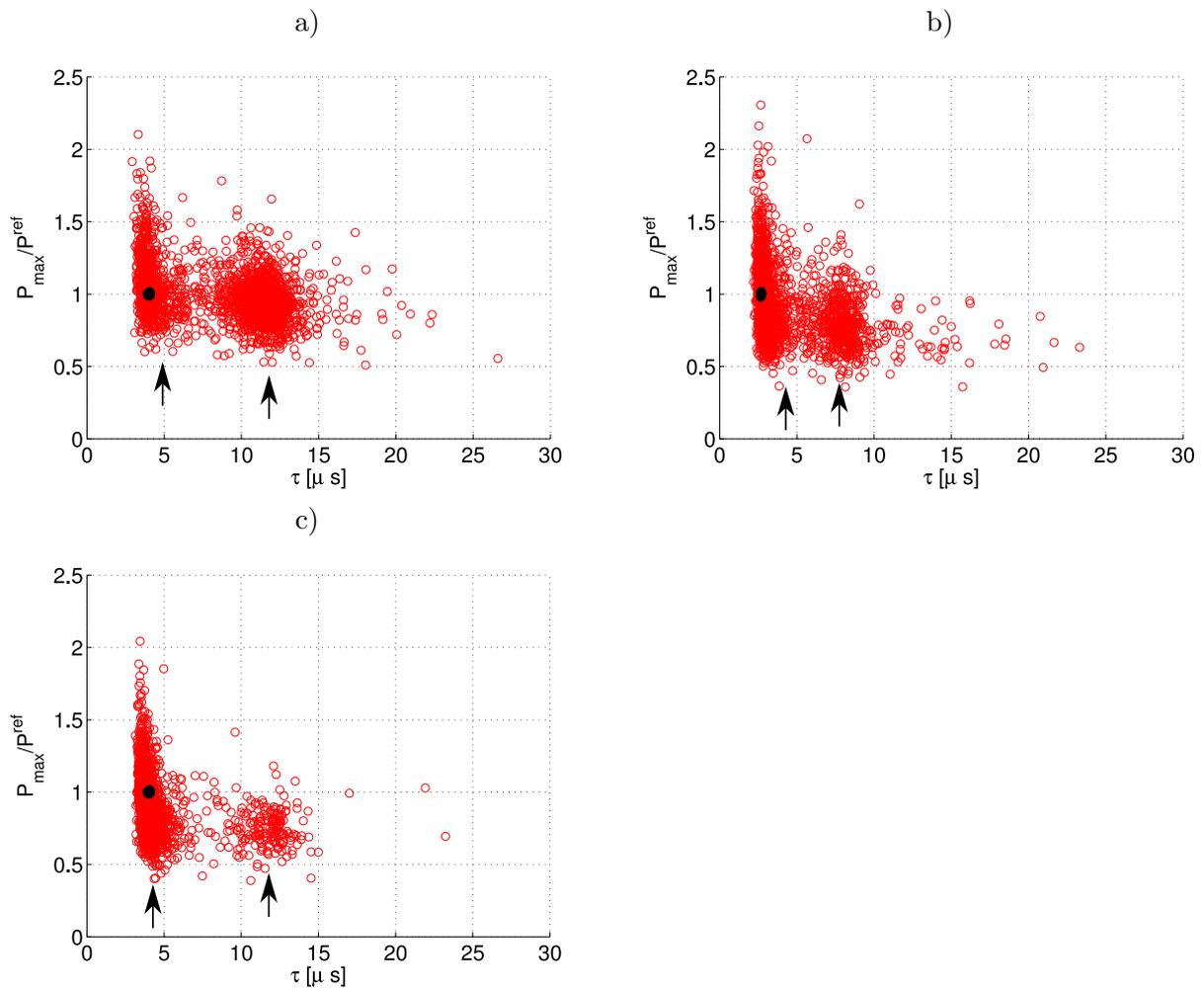


FIGURE B.1: Pic de pression normalisé  $P_{max}/P_{ref}$  en fonction du temps de montée  $\tau$ , mesuré à la distance  $r = 1750$  mm de la source à étincelle : (a) par un microphone 1/4", (b) par un microphone 1/8". (c) Données de la figure B.1b, filtrées par la fonction de réponse du microphone 1/4".

turbulence. L'analyse des données d'expériences à l'échelle du laboratoire, en particulier du temps de montée, s'avère donc délicate. Cet effet devrait être d'importance moindre si les microphones de mesure étaient moins résonants, ou présentaient une fréquence de coupure plus haut en fréquence.

## Annexe C

# Synthèse de différentes expériences de propagation avec paroi courbe ou gradient

Dans cette annexe, nous avons indiqué dans les tableaux C.1 et C.2 les paramètres de différentes expériences de propagation (avec paroi courbe ou gradient de célérité du son). Pour chacune de ces expériences de propagation, nous avons reporté : le type de source, la fréquence et la longueur d'onde  $\lambda$ , la distance  $r$ , le rapport  $\lambda/r$ , le rayon  $R$  de la limite de la zone d'ombre (dans le cas d'un gradient, la valeur en  $s^{-1}$  a été indiqué), le rapport  $\lambda/R$ , la hauteur de la source  $h_s$ , le rapport  $\lambda/h_s$ , la hauteur  $h_r$  du récepteur, et le rapport  $\lambda/h_r$  (voir la figure C.1).

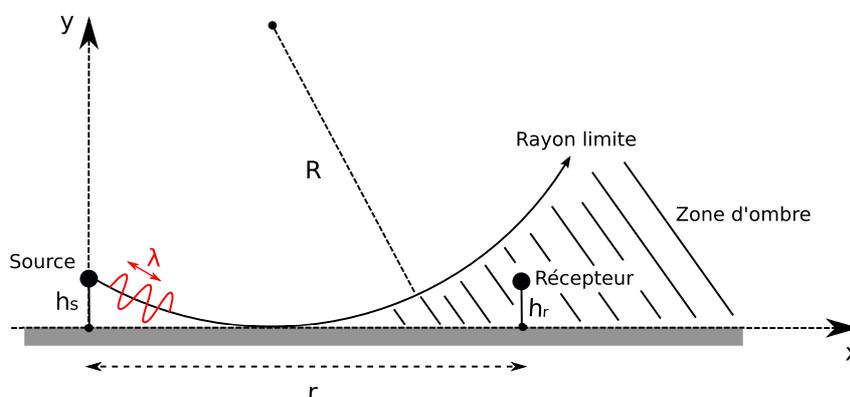


FIGURE C.1: Paramètres géométriques des expériences de propagation avec paroi courbe ou gradient de célérité du son.

Les expériences de propagation avec paroi courbe ou gradient de célérité présentent en définitive des différences importantes du point de vue géométrique. Les distances de propagation sont de l'ordre de 10 à 2000 fois la longueur d'onde acoustique. Le rayon est de 15 à 500 fois la longueur d'onde. La source peut être positionnée à des hauteurs qui vont de 0 à 10 fois la longueur d'onde, tandis que les récepteurs peuvent être positionnés à des hauteurs de 0.5 à 60 fois la longueur d'onde acoustique. Il existe donc une disparité importante dans les dimensions des différentes expériences de propagation avec paroi courbe ou gradient. L'expérience dont les résultats sont présentés au chapitre 6 a été conçue pour présenter une distance de propagation d'environ 50 à 100 fois la longueur d'onde ( $\lambda/r = 1/50$  à  $1/100$ ), une hauteur de source  $h_s$

d'environ 1 fois la longueur d'onde, une hauteur de récepteurs de 1 à 20 fois la longueur d'onde environ, et un rayon d'environ 60 fois la longueur d'onde.

	Daigle & Raspert (1991)		Daigle <i>et al.</i> (1986)		Wang & Li (1999a)
<b>Source</b>	Etincelle + Pistolet 3kHz		2,4,8 et 16 kHz	250 à 4000 Hz	4 kHz
<b><math>\lambda</math></b>	env 15 cm		2 à 17 cm	8.5cm à 1.4m	8.5 cm
<b>r</b>	3.1 à 4.6m	4.6m à 11.9m	7 et 15m	200m et 230m	3.85 m
<b><math>\lambda/r</math></b>	1/23	1/80 à 1/30	1/714 à 1/42	1/147 à 1/2400	0.45
<b>R</b>	5m	25m	gradient de $c_0$		2.5 m
<b><math>\lambda/R</math></b>	1/33	1/170			1/30
<b><math>h_s</math></b>	10cm	10cm	0m	0m	4 cm
<b><math>\lambda/h_s</math></b>	env 1	env 1			2.1
<b><math>h_r</math></b>	0m	0m	2.5cm à 1.2m	20cm à 8m	1 à 20cm
<b><math>\lambda/h_r</math></b>			1/56 à 7	1/6 à 1/2.4	8.5 à 1/2.3
<b>Divers</b>		$\sigma = 125$ rayls	Mesure réalisée en intérieur avec une surface rigide	Mesures en extérieur avec de l'asphalte et de l'herbe	

TABLE C.1

	Berry & Daigle (1988)	Wasier (1999)	Don & Cramond (1990)	Chambers & Berthelot (1997)
<b>Source</b>	10 kHz	24, 31, 40, 75 kHz	Pistolet	6, 8 et 12 kHz
$\lambda$	3.4 cm	4.5mm à 1.4cm	env 70 cm	5.7, 4.2 et 2.8 cm
$r$	3.13 à 3.38m	3m	2 à 90m	1.8 m
$\lambda/r$	1/91	1/667 à 1/213	1/132 à 1/3	1/32 à 1/64
$R$	5 et 10m	2m	gradient = 1.64 et $1.4s^{-1}$	2.5 m
$\lambda/R$	1/15 et 1/294	1/141 à 1/435		1/44 à 1/88
$h_s$	0m	2, 5 et 7cm	0.3 0.55 et 0.8m	0 à 20 cm
$\lambda/h_s$		1/15 à 0.71	0.85 à 2.27	env 1/10
$h_r$	0.38 à 1.54m	2 à 18cm	0.3 0.55 et 0.8	0 à 40 cm
$\lambda/h_r$	1/45 à 1/11	1/40 à 0.71	0.85 à 2.27	env 1/15
<b>Divers</b>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Surface cylindrique réalisée avec des bandes de 6mm accolées sur une structure porteuse.</li> <li>- Mesures avec plusieurs rayons de courbure différents en "inclinant" la direction de propagation.</li> </ul>		<ul style="list-style-type: none"> <li>- Zone d'ombre déterminée par la mesure du temps de montée</li> <li>- Impédance pour les calculs : <math>\sigma = 300</math> rayls</li> </ul>	hauteur des rugosités $\epsilon = 0.85$ mm

TABLE C.2

## Annexe D

# Configurations de mesure : schémas descriptifs et procédures expérimentales

En marge du chapitre 6 de cette thèse, on décrit en détail dans cette annexe les configurations de mesure adoptées avec paroi courbe.

Lors des expériences sans turbulence, 60 étincelles par point de mesure ont été enregistrées. Plusieurs configurations ont été mesurées sans turbulence : cartographies de l'onde dans le plan  $(X, Y)$ , mesure en fonction de la hauteur  $h$  à la paroi, et mesure en fonction de la distance curviligne  $r$  de propagation. Dans les sous-sections suivantes, on présente les schémas descriptifs et les maillages de points de mesure associés. Avec turbulence, en raison de la plus grande dispersion des points de mesure due au caractère aléatoire du milieu de propagation, il est nécessaire d'enregistrer un plus grand nombre d'étincelles que sans turbulence. Pour obtenir les paramètres moyens de l'onde, il est nécessaire d'enregistrer 500 ondes. Pour pouvoir établir des statistiques, en raison de l'apparition de phénomènes rares, il est préférable d'enregistrer 2000 ondes. C'est pourquoi les mesures réalisées en milieu turbulent, en raison du temps supérieur nécessaire pour réaliser l'expérience, ne peuvent pas utiliser exactement les mêmes maillages de mesure que ceux utilisés sans turbulence. Les maillages de point de mesure en milieu turbulent comprennent donc moins de points.

### D.1 Cartographies de l'onde de pression sans turbulence

Des cartographies de l'onde de pression dans un plan  $(X, Y)$  ont été réalisées sans turbulence. Un maillage de mesure comprenant 600 points a été utilisé, comme l'indique la figure D.6. Les positions successives prises par le microphone de mesure sont indiquées en bleu. Le microphone est orienté directement vers la source si l'on est hors de la zone d'ombre, et vers le point tangent si l'on est dans la zone d'ombre. Les positions extrêmes sont fixées par les limites du système de positionnement. Le tiers environ des points de mesure est dans la zone d'ombre. En raison du temps nécessaire pour réaliser cette mesure, celle-ci n'a pas été répétée avec turbulence.

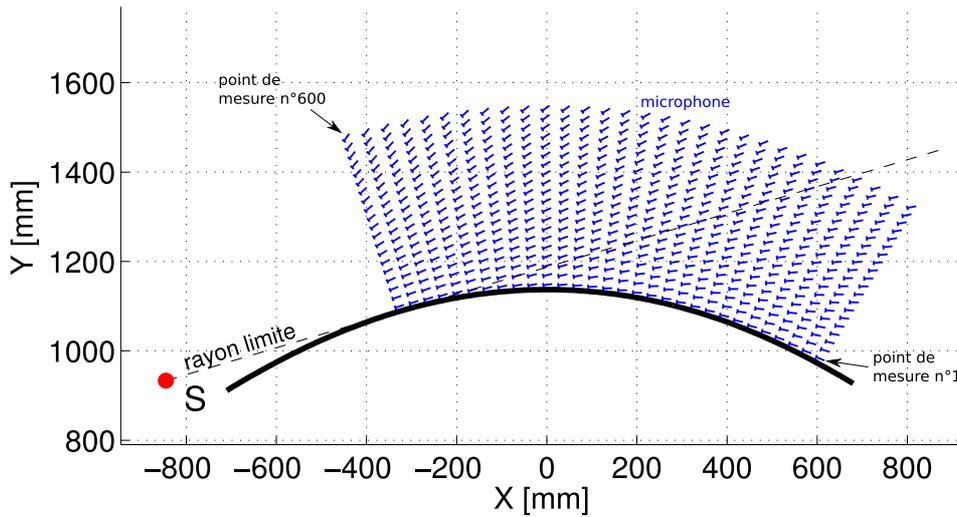


FIGURE D.1: Maillage de mesure utilisé pour la mesure dans le plan  $(X, Y)$ . En trait noir fort : géométrie réelle de la paroi courbe. La position de la source est indiquée en point rouge, et le rayon limite géométrique en trait pointillé fin. Les 600 positions successives du microphone sont indiquées en bleu, l'orientation réelle du microphone est respectée. Les numéros indiquent la numérotation adoptée pour cette mesure.

## D.2 Hauteur $h$ variable sans et avec turbulence

On cherche à déterminer l'évolution de l'onde de pression en fonction de la hauteur  $h$  du récepteur. Comme le montre le schéma de la figure D.2, la source est placée en  $X = -845$  mm  $Y = 933.2$  mm, soit  $h_S = 12.2$  cm et  $\beta_S = 132.16^\circ$ . On décide d'effectuer une mesure de l'onde émise par la source, le long d'une ligne normale à la paroi, repérée par un angle  $\beta_M = 75.63^\circ$ . Le choix de cet angle particulier permet de placer environ le tiers des positions prises par le microphone dans la zone d'ombre géométrique, ce qui permet d'observer par ailleurs la combinaison entre les ondes directes et réfléchies hors de la zone d'ombre. Pour cette mesure, 60 étincelles par position ont été enregistrées sans turbulence, et 500 étincelles par positions avec turbulence, ce qui permet de mesurer les paramètres moyens de l'onde.

Cette mesure a été effectuée entre  $h = 3.9$  cm et  $h = 49.5$  cm, avec 50 points régulièrement espacés sans turbulence, et 19 points avec turbulence. La mesure est réalisée avec les 8 microphones bafflés, positionnés en bord de baffle. Les microphones étant déplacés ensemble en bloc, il n'est possible d'en orienter qu'un seul convenablement. On choisit d'orienter le premier microphone M1 situé au bord du baffle. Le microphone est orienté directement vers la source s'il est positionné dans la zone éclairée, et il est orienté dans la direction tangente à la surface courbée s'il est positionné dans la zone d'ombre. Les maillages de points de mesure ainsi générés sont indiqués sur les figures D.3a et D.3b. Les positions successives du microphone sont indiquées en rouge, avec l'orientation réelle.

## D.3 Distance $r$ variable sans et avec turbulence

Une autre mesure est réalisée en faisant varier la distance curviligne  $r$  de propagation, en maintenant la hauteur  $h = 2$  cm constante. Le schéma de la figure D.4 indique les paramètres géométriques pour cette mesure et l'origine des axes.

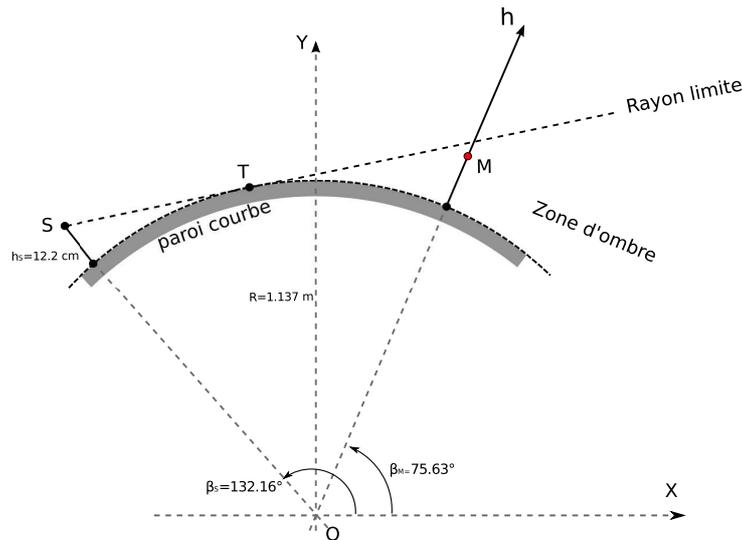


FIGURE D.2: Schéma géométrique de la mesure en fonction de la hauteur  $h$  normale à la paroi. La position du récepteur  $M$  varie le long d'une ligne située en  $\beta_M = 75.63^\circ$ , ce qui permet de placer environ le tiers des récepteurs dans la zone d'ombre géométrique.

Cette mesure a été réalisée en deux fois. La première série comprend 8 points de mesure équitablement répartis entre  $r = 497$  mm et  $r = 1445$  mm. Cette zone permet d'explorer la zone d'ombre entre le point tangent du rayon limite et le point le plus éloigné dans la zone d'ombre que le système de positionnement utilisé peut atteindre. La seconde série comprend 20 points de mesure répartis entre  $r = 431$  mm et  $r = 800$  mm.. Cette zone permet d'explorer en détail la région autour du point tangent. Il est à noter que, pour cette mesure, le maillage de points de mesure est identique avec et sans turbulence.

Pour cette mesure, 60 étincelles par position ont été enregistrées sans turbulence, ce qui permet de mesurer les paramètres moyens de l'onde en milieu homogène. Avec turbulence, la série 1 de la figure D.5a comprend 2000 étincelles par point de mesure, ce qui permet d'effectuer une analyse statistique pertinente. Pour la série 2 de la figure D.5b, 500 étincelles par points de mesure ont été enregistrées, ce qui permet d'effectuer l'analyse des paramètres moyens de l'onde autour du point tangent.

Les deux maillages de mesure générés sont indiqués sur les figures D.5a et D.5b. Sur ces figures, la position des 8 microphones de mesure est indiquée en bleu, ainsi que celle du baffle qui les supporte en noir. La géométrie réelle de la paroi courbe est indiquée en noir, et le rayon limite est tracé en trait noir pointillé. Il est à noter que, parmi les 8 microphones de mesure, un microphone n'a pas fonctionné lors de cette configuration. Il s'agit du microphone M4. De plus, un problème est survenu lors de la série 2, empêchant de réaliser les points 16 à 20.

## D.4 Points de mesure additionnels avec turbulence

Des mesures additionnelles ont été réalisées en certains points indiqués sur la figure D.6. Ces mesures ont été réalisées en 10 points situés essentiellement dans la zone d'ombre. L'intérêt de cette mesure est d'avoir été réalisée avec une antenne de microphones comportant un écart de 3 cm entre les microphones. Ceci permet d'analyser les données en différents points de la zone d'ombre. Cette mesure a été réalisée en enregistrant 2000 étincelles par point de mesure.

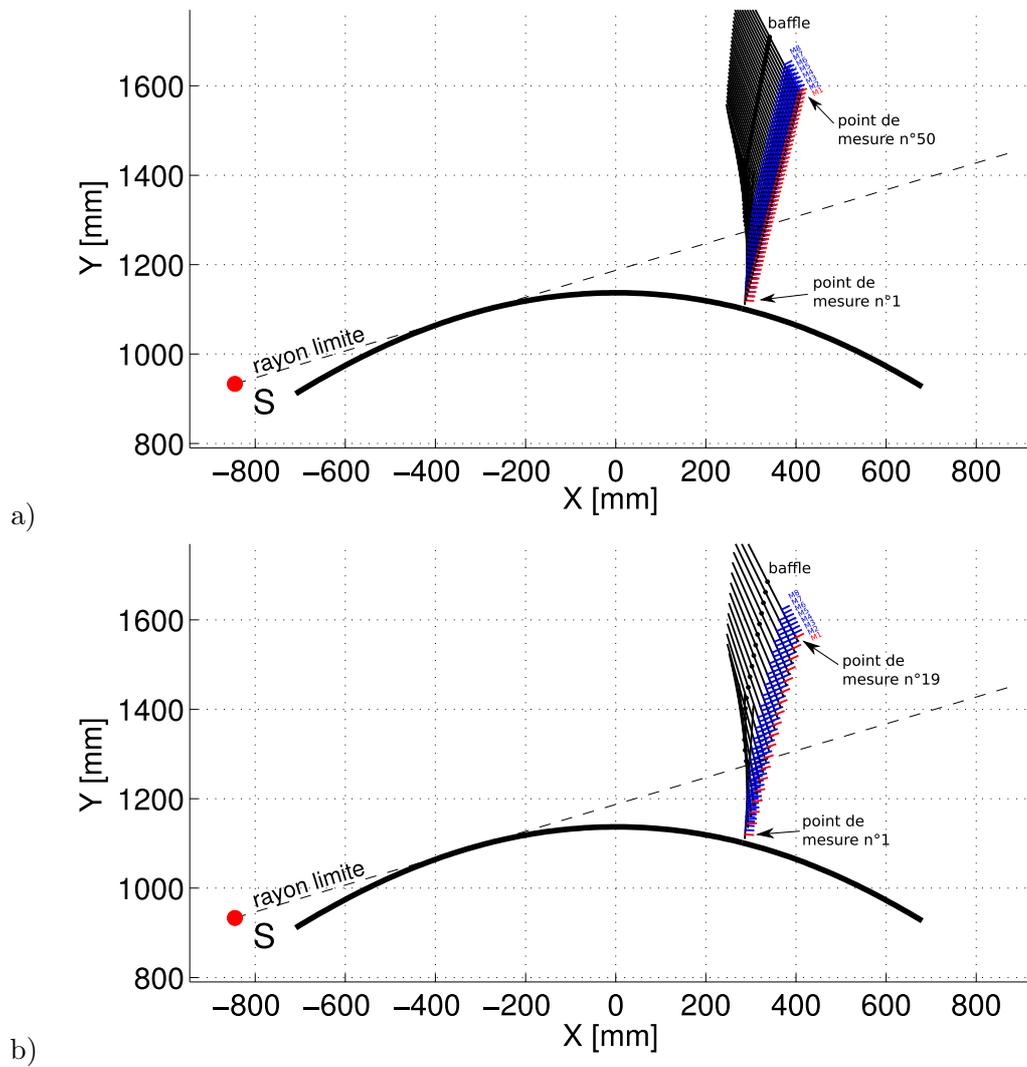


FIGURE D.3: Maillage de points de mesure utilisé. En noir : positions successives de l'axe du système de déplacement et du baffle des microphones. En bleu : positions successives des récepteurs, avec leur orientation. En rouge : positions successives du microphone M1, seul à être parfaitement orienté.

- a) Sans turbulence
- b) Avec turbulence

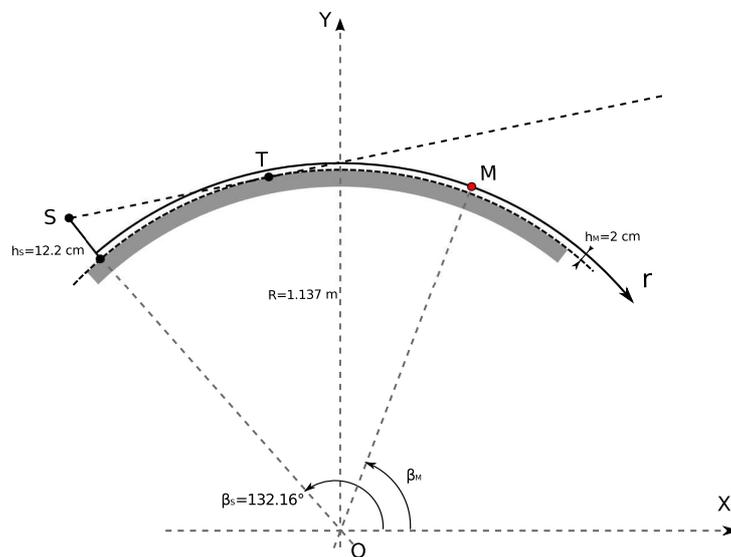


FIGURE D.4: Schéma géométrique de la mesure en fonction de la distance curviligne de propagation  $r$ . L'origine  $r = 0$  est fixée sur la source, en  $\beta = 132.16^\circ$ . Le microphone  $M$  est déplacé le long de l'axe curviligne à  $h = 2 \text{ cm}$  constant.

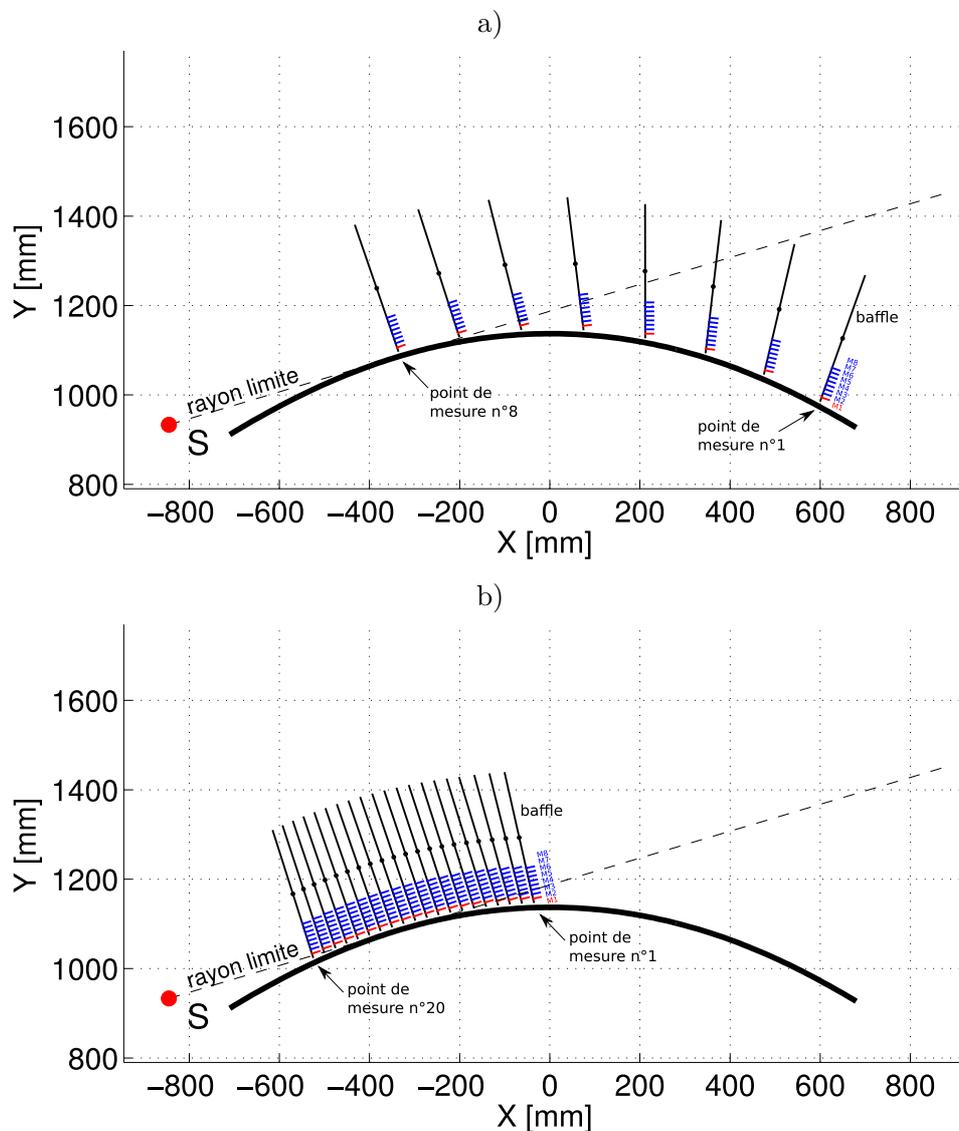


FIGURE D.5: Maillages de mesure utilisés pour la mesure proche de la paroi, en fonction de  $r$ . Point rouge : position de la source. Trait noir fort : géométrie réelle de la paroi courbe. Trait noir pointillé : rayon limite géométrique délimitant la zone d'ombre. En bleu : positions successives des 8 microphones de mesure, avec leur orientation réelle. En rouge : microphone de mesure au bord du baffle, orienté vers la source selon les indications du paragraphe 6.3.1. En traits noirs : position réelle du baffle supportant les microphones.

a) Série 1, entre  $r = 497$  mm et  $r = 1445$  mm.

b) Série 2, entre  $r = 431$  mm et  $r = 800$  mm.

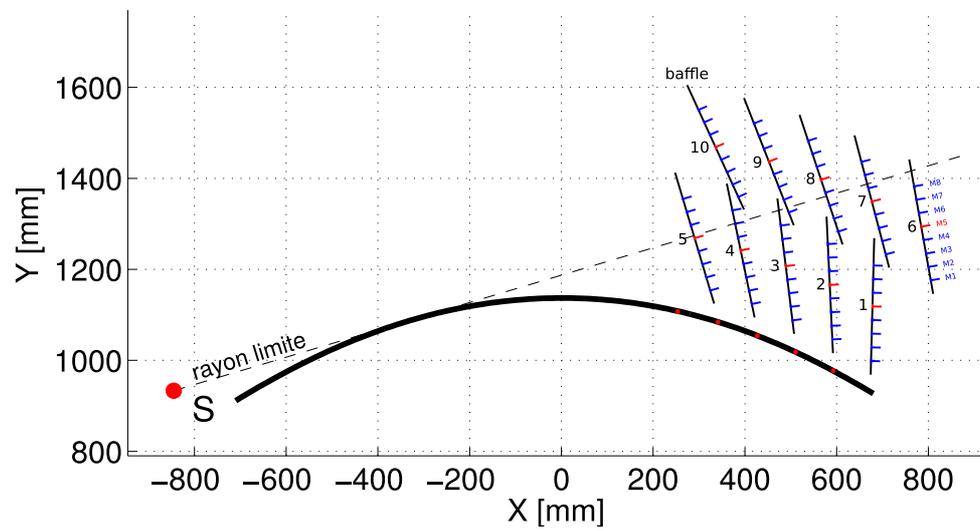


FIGURE D.6: Points de mesure additionnels avec turbulence. Point rouge : position de la source. Trait noir fort : géométrie réelle de la paroi courbe. Trait noir pointillé : rayon limite géométrique délimitant la zone d'ombre. En bleu : positions successives des 8 microphones de mesure, avec leur orientation réelle. En rouge : microphone de mesure orienté vers la source selon les indications du paragraphe 6.3.1. En traits noirs : position réelle du baffle supportant les microphones.

# Bibliographie

- Alauzet, F., & Mohammadi, B. 2003. *Optimisation 3D d'un Supersonic Business Jet basée sur l'adaptation de maillages. Application à la réduction du bang sonique*. Tech. rept. Institut National de Recherche en Informatique et Automatique. ISSN 0249-6399.
- Almgren, M. 1987. Simulation by using a curved ground scale model of outdoor sound propagation under the influence of a constant sound speed gradient. *Journal of Sound and Vibration*, **118**(2), 353–370.
- André, B., Castelain, T., & Bailly, C. 2011. Shock-tracking procedure for studying screech-induced oscillations. *AIAA Journal*, **49**, 1563–1566.
- Apazidis, N., Lesser, M.B., Tillmark, N., & Johansson, B. 2002. An experimental and theoretical study of converging polygonal shock waves. *Shock Waves*, **12**, 39–58.
- Averiyanov, M. 2008. *Propagation des ondes acoustiques à travers un milieu turbulent : études théoriques et expérimentales des effets de diffraction et des effets non-linéaires*. Ph.D. thesis, Ecole Centrale de Lyon.
- Averiyanov, M., Blanc-Benon, Ph., Cleveland, R.O., & Khokhlova, V. 2011a. Nonlinear and diffraction effects in propagation of N-waves in randomly inhomogeneous moving media. *J. Acoust. Soc. Am.*, **129**(4), 1760–1772.
- Averiyanov, M., Ollivier, S., Khokhlova, V., & Blanc-Benon, Ph. 2011b. Random focusing of nonlinear acoustic N-waves in fully developed turbulence : laboratory scale experiment. *J. Acoust. Soc. Am.*, **130**(6), 3595–3607.
- Baggia, S. 1972. Double-frequency stroboscopic method for absolute calibration of vibration transducers. *J. Sound Vib.*, **20**(1), 59–69.
- Bailly, C., & Comte-Bellot, G. 2003. *Turbulence*. France, CNRS.
- Baskar, S., Coulouvrat, F., & Marchiano, R. 2007. Nonlinear reflection of grazing acoustical shock waves : unsteady transition from von Neumann to Mach to Snell-Descartes reflections. *J. Fluid Mech.*, **575**, 27–55.
- Berry, A., & Daigle, G.A. 1988. Controlled experiments of the diffraction of sound by a curved surface. *J. Acoust. Soc. Am.*, **83**(6), 2047–2058.
- Blackstock, D.T. 1966. Connection between the Fay and Fubini solutions for plane sound waves of finite amplitude. *J. Acoust. Soc. Am.*, **39**(6), 1019–1026.

- Blanc-Benon, P. 1981. *Effet d'une turbulence cinématique sur la propagation des ondes acoustiques*. Ph.D. thesis, Ecole Centrale de Lyon.
- Blanc-Benon, P. 1987. *Caractéristiques statistiques des ondes acoustiques après traversée d'une turbulence thermique*. Ph.D. thesis, Ecole Centrale de Lyon.
- Blanc-Benon, Ph., & Juvé, D. 1993. Intensity fluctuations of spherical waves propagating through thermal turbulence. *Waves in Random Media*, **3**, 71–83.
- Blanc-Benon, Ph., & Juvé, D. 1994. Etude numérique de la focalisation aléatoire d'une onde se propageant dans une turbulence thermique 2D. *Journal de Physique IV*, **4**, 1001–1004.
- Blanc-Benon, Ph., & Juvé, D. 1996. Propagation of Acoustic Pulses in a Turbulent Refractive Atmosphere. In : *7th International Symposium on Long Range Sound Propagation, Lyon, France*. <http://ncpa.olemiss.edu/long-range-sound-propagation-lrsp/>.
- Blanc-Benon, Ph., & Ollivier, S. 2004. Model experiments to study acoustic N-waves propagation through turbulence. In : *11th International Symposium on Long Range Sound Propagation, Fairlee (VT), USA*. <http://ncpa.olemiss.edu/long-range-sound-propagation-lrsp/>.
- Blanc-Benon, Ph., Juvé, D., Ostashev, V.E., & Wandelt, R. 1995. On the appearance of caustics for plane sound-wave propagation in moving random media. *Waves in Random Media*, **5**, 183–199.
- Blanc-Benon, Ph, Lipkens, B., Dallois, L., Hamilton, M.F., & Blackstock, D.T. 2002. Propagation of finite amplitude sound through turbulence : Modeling with geometrical acoustics and the parabolic approximation. *J. Acoust. Soc. Am.*, **111**, 487–498.
- Bradley, D., Sheppard, C.G.W, Suardjaja, I.M, & Woolley, R. 2004. Fundamentals of high-energy spark ignition with lasers. *Combustion and Flame*, **138**, 55–77.
- Brio, M., & Hunter, J.K. 1992. Mach reflection for the two-dimensional Burgers equation. *Physica D*, **60**, 194–207.
- Brode, H. L. 1955. Numerical simulation of spark discharge in air. *J. Appl. Phys.*, **26**, 766–775.
- Brüel & Kjør. 1995. *Microphone Handbook, for the Falcon range of microphone products*.
- Brüel & Kjør Technical Review. 1964. *The accuracy of condenser microphone calibration methods, part I*.
- Brüel & Kjør Technical Review. 1965. *The accuracy of condenser microphone calibration methods, part II*.
- Bruneau, M. 1998. *Manuel d'acoustique fondamentale*. Hermes Sciences Publicat. ISBN 978-2866017125.
- Chambers, J.P., & Berthelot, Y.H. 1997. An experimental investigation of the propagation of sound over a curved, rough, rigid surface. *J. Acoust. Soc. Am.*, **102**(2), 707–714.
- Cotté, B., & Blanc-Benon, P. 2009. Time-domain simulations of sound propagation in a stratified atmosphere over an impedance ground. *J. Acoust. Soc. Am.*, **125**(5), EL202–EL207.

- Coulouvrat, F. 1997. Théorie géométrique non linéaire de la diffraction en zone d'ombre. *Compte-rendu de l'Académie des Sciences de Paris*, **325**(II-b), 69–75.
- Coulouvrat, F. 2000a. Focusing of weak acoustic shock waves at a caustic cusp. *Wave Motion*, **32**, 233–245.
- Coulouvrat, F. 2000b. Sonic boom in the shadow zone : A geometrical theory of diffraction. *J. Acoust. Soc. Am.*, **111**(1), 499–508.
- Coulouvrat, F. 2009. A quasi-analytical shock solution for general nonlinear progressive waves. *Wave Motion*, **46**, 97–107.
- Cramond, A.J., & Don, C.G. 1984. Reflection of impulses as a method of determining acoustic impedance. *J. Acoust. Soc. Am.*, **75**(2), 382–389.
- Cudina, M., & Prezelj, J. 2006. Probability Density Prediction of Peak Sound Pressure Levels from Forecrackers Explosions. *Acoustical Physics*, **52**(3), 351–363.
- Dagrau, F., Rénier, M., Marchiano, R., & Coulouvrat, F. 2011. Acoustic shock wave propagation in a heterogeneous medium : A numerical simulation beyond the parabolic approximation. *J. Acoust. Soc. Am.*, **130**(1), 20–32.
- Daigle, G.A., & Raspet, R. 1991. Dispersion of impulse sound above a curved surface. *J. Acoust. Soc. Am.*, **89**(1), 101–106.
- Daigle, G.A., Embleton, T.F.W., & Piercy, J.E. 1986. Propagation of sound in the presence of gradients and turbulence near the ground. *J. Acoust. Soc. Am.*, **79**(3), 613–627.
- Dammerud, J.J., & Barron, M. 2010. Attenuation of direct sound and the contribution of early reflections within symphony orchestra. *J. Acoust. Soc. Am.*, **128**(4), 1755–1765.
- Darden, C.M. 1975. *Minimization of Sonic-Boom Parameters in Real and Isothermal Atmospheres*. Tech. rept. National Aeronautics and Space Administration. NASA Technical Note TN D-7842.
- Darden, C.M. 1979. *Sonic-Boom Minimization With Nose-Bluntness Relaxation*. Tech. rept. National Aeronautics and Space Administration. NASA Technical Paper 1348.
- Davy, B.A., & Blackstock, D.T. 1970. Measurements of the Refraction and Diffraction of a Short N wave by a Gas-Filled Soap Bubble. *J. Acoust. Soc. Am.*, **49**(3), 732–737.
- Degroot, A., MacDonald, R., Richoux, O., Gazengel, B., & Campbell, M. 2008. Suitability of laser doppler velocimetry for the calibration of pressure microphones. *Applied Acoustics*, **69**, 1308–1317.
- Delany, M.E. 1969. Use of plane-wave couplers in determining the pressure sensitivity of condenser microphones. *J. Sound Vib.*, **9**(2), 276–286.
- Delany, M.E., & Bazley, E.N. 1980. Pressure calibration of microphones : a note concerning the implementation of IEC 327.1971. *J. Sound Vib.*, **68**(4), 473–478.
- Delany, M.E., & Rennie, A.J. 1969. A note on probe-calibration couplers. *J. Sound Vib.*, **10**(1), 7–9.

- Di, X., & Gilbert, K.E. 1994. The Effect of Turbulence and Irregular Terrain on Outdoor Sound Propagation. *In : 6th International Symposium on Long Range Sound Propagation*. <http://ncpa.olemiss.edu/long-range-sound-propagation-lrsp/>.
- Don, C.G., & Cramond, A.J. 1990. Comparison of ray and wave approaches to acoustic impulse propagation prior to a shadow boundary. *J. Acoust. Soc. Am.*, **87**(3), 1017–1025.
- Dragna, D. 2011. *Modélisation par une approche temporelle de la propagation acoustique en milieu extérieur : traitement de frontières complexes et validation sur site ferroviaire*. Ph.D. thesis, Ecole Centrale de Lyon.
- Dragna, D., Cotté, B., Blanc-Benon, P., & Poisson, F. 2011. Time-Domain Simulations of Outdoor Sound Propagation with Suitable Impedance Boundary Conditions. *AIAA Journal*, **49**(7), 1420–1428.
- Engl, J. 1939. *Raum und Bauakustik*. Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig.
- Fuller, P.W.W. 1999. The use of spark photography in scientific research. *Shock Waves*, **9**, 353–365.
- Ganjehi, L., Marchiano, R., & Coulouvrat, F. 2008. Evidence of wave front folding of sonic booms by a laboratory-scale deterministic experiment of shock waves in a heterogeneous medium. *J. Acoust. Soc. Am.*, **124**(1), 57–71.
- Gee, K.L., Sparrow, V.W., James, M.M., Downing, J.M., & Hobbs, Ch.M. 2006. Measurement and prediction of nonlinearity in outdoor propagation of periodic signal. *J. Acoust. Soc. Am.*, **120**(5), 2491–2499.
- George, A.R., & Plotkin, K.J. 1971. Propagation of Sonic Booms and other Weak Nonlinear Waves through Turbulence. *The Physics of Fluids*, **14**(3), 548–554.
- Gilbert, K.E., Raspet, R., & Di, X. 1989. Calculation of turbulence effects in an upward refracting atmosphere. *J. Acoust. Soc. Am.*, **87**(6), 2428–2437.
- Graumann, I. 2012. *Automatisation d'un banc de caractérisation de microphones en hautes fréquences*. Tech. rept. Université d'Auvergne, DUT Mesures Physiques.
- Grillon, V., Meynial, X., & Polack, J.D. 1996. What Can Auralisation in Small Scale Models Achieve? *Acustica, acta acustica*, **82**, 362–364.
- Guianvarc'h, C., Durocher, J.N., Bruneau, M., & Bruneau, A.M. 2006. Acoustic transfer admittance of cylindrical cavities. *J. Sound Vib.*, **292**, 595–603.
- Hak, C.C.J.M., & Bijsterbosch, K.B.A. 2009. Romm Acoustic Scale Model Measurements using a "Spark Train". *In : NAG/DAGA International Conference on Acoustics, Rotterdam*.
- Hamilton, M.F., & Blackstock, D.T. 1998. *Nonlinear Acoustics*. Academic Press. ISBN 0-12-321860-8.
- Hatanaka, K., & Saito, T. 2011. Numerical analysis of weak shock attenuation resulting from molecular vibrational relaxation. *Shock Waves*, **21**, 121–129.

- Hearing, E.A., Ehernberger, L.J., & Whitmore, S.A. 1995. Preliminary Airborne Measurements For The SR-71 Sonic Boom Propagation Experiment. *NASA Technical Memorandum*, **104307**.
- Hekiri, H., & Emanuel, G. 2011. Shock wave triple-point morphology. *Shock Waves*, **21**, 491–498.
- Herbert, G.A., Hass, W.A., & Angell, J.K. 1969. A Preliminary Study of Atmospheric Effects on the Sonic Boom. *Journal of Applied Meteorology*, **8**, 618–626.
- Hesslink, L., & Sturtevant, B. 1988. Propagation of weak shocks through a random medium. *J. Fluid Mech.*, **196**, 513–553.
- Honma, H., Glass, I.I., Wong, C.H., Holst-Jensen, O., & Xu, D.Q. 1991. Experimental and numerical studies of weak blast waves in air. *Shock Waves*, **1**, 111–119.
- Horiuchi, R., Fujimori, T., & Sato, S. 2003. Instability of the voltage transfer function for an MR103 microphone in a coupler calibration technique. *J. Sound Vib.*, **266**, 981–991.
- Internation Electrotechnical Commission. 1995. *Laboratory Microphone Calibration Methods at the National Institute of Standards and Technology*. 1094-3@IEC :1995.
- Jarvis, D.R. 1987. Acoustical admittance of cylindrical cavities. *J. Sound Vib.*, **117**(2), 390–392.
- Jarvis, D.R. 1988. The accuracy of the electrostatic actuator method of determining the frequency response of condenser microphones. *J. Sound Vib.*, **123**(1), 63–70.
- Kane, E.J. 1967. Some Effects of the Atmosphere on Sonic Boom. *NASA Special Publications*, **SP-147**, 49–64.
- Karweit, M., Blanc-Benon, Ph., Juvé, D., & Comte-Bellot, G. 1991. Simulation of the propagation of an acoustic wave through a turbulent velocity field : A study of phase variance. *J. Acoust. Soc. Am.*, **89**(1), 52–62.
- Karzova, M.M., Salze, E., Ollivier, S., Castelain, T., André, B., Yuldashev, P.V., Khokhlova, V.A., Sapozhnikov, O.A., & Blanc-Benon, Ph. 2012. Interaction of weak shocks leading to Mach stem formation in focused beams and reflections from a rigid surface : numerical modeling and experiment. *In : Acoustics2012, Nantes France*.
- Kelly, M., Raspet, R., & Bass, H.E. 2000. Scattering of sonic booms by anisotropic turbulence in the atmosphere. *J. Acoust. Soc. Am.*, **107**(6), 3059–3064.
- Kim, Y.T., Lee, Y.B., Jho, M.J., & Suh, S.J. 2004. A theoretical model for the evaluation of measurement uncertainty of a sound level meter calibration by comparison method in an anechoic room. *Applied Acoustics*, **65**, 967–994.
- Klinkowstein, R.E. 1974. *A study of acoustic radiation from an electrical spark discharge in air*. M.Phil. thesis, Massachusetts Institute of Technology.
- Landau, D., & Lifshitz, E.M. 1987. *Fluid Mechanics*. Pergamon Press, New York.
- Li, K.M, Ostashev, V.E, & Attenborough, K. 1998a. The Diffraction of Sound in a Stratified Moving Atmosphere Above an Impedance Plane. *Acustica - acta acustica*, **84**, 607–615.

- Li, K.M., Wang, Q., & Attenborough, K. 1998b. Sound propagation over convex impedance surfaces. *J. Acoust. Soc. Am.*, **104**(5), 2683–2691.
- Lipkens, B. 1993. *Experimental and theoretical study of the propagation of N waves through a turbulent medium*. Ph.D. thesis, The University of Texas at Austin.
- Lipkens, B., & Blackstock, D.T. 1998a. Model experiment to study sonic boom propagation through turbulence. Part I. General results. *J. Acoust. Soc. Am.*, **104**(3), 1301–1309.
- Lipkens, B., & Blackstock, D.T. 1998b. Model experiment to study sonic boom propagation through turbulence. Part II. Effect of turbulence intensity and propagation distance through turbulence. *J. Acoust. Soc. Am.*, **104**(3), 1301–1309.
- Locey, L.L. 2008. *Sonic boom postprocessing functions to simulate atmospheric turbulence effects*. Ph.D. thesis, Pennsylvania State University.
- Locey, L.L., & Sparrow, V.W. 2007. Modeling atmospheric turbulence as a filter for sonic boom propagation. *Noise Control Engineering Journal*, **55**(6), 495–503.
- Loubeau, A., Sparrow, V.W., Pater, L.L., & Wright, W.M. 2006. High-frequency measurements of blast wave propagation. *J. Acoust. Soc. Am.*, **120**(3), 29–34.
- MacGillivray, T., Campbell, D., Greated, C., & Barham, R. 2002. The development of a microphone calibration technique using laser doppler anemometry. *Acta Acustica united with Acustica*, **88**, 135–141.
- Mach, E. 1878. *Sitzungsbr. Akad. Wiss. Wien*, **78**, 819.
- Maglieri, D.J. 1967. Sonic Boom Flight Research - Some Effects of Airplane Operations and the Atmosphere on Sonic Boom Signatures. *NASA Special Publications*, **SP-147**, 25–48.
- Maglieri, D.J., Huckel, V., Henderson, H.R., & McLoed, N.J. 1969. *Variability in Sonic-Boom Signatures Measured along an 8000-foot Linear Array*. Tech. rept. National Aeronautics and Space Administration. NASA Technical Note TN D-5040.
- Marchiano, R., & Coulouvrat, F. 2003. Numerical simulation of shock wave focusing at fold caustics, with application to sonic boom. *J. Acoust. Soc. Am.*, **114**(4), 1758–1771.
- Marchiano, R., Coulouvrat, F., Baskar, S., & Thomas, J-L. 2007. Experimental evidence of deviation from mirror reflection for acoustical shock waves. *Physical Review E*, **76**. 056602.
- Marsden, O., Vayno, L., Bogey, C., & Bailly, C. 2008. Study of long-range infrasound propagation with high-performance numerical schemes applied to the Euler equations. *In : Proceedings of the Thirteenth International Symposium on Long Range Sound Propagation*.
- Martinson, E., & Delsing, J. 2010. Electric spark discharge as an ultrasonic generator in flow measurement situations. *Flow Measurement and Instrumentation*, **21**, 394–401.
- Mathew, J., & Alfredson, R.J. 1984. Acoustic impedances obtained using a spark and steady state tube - a comparison. *Noise Control Engineering Journal*, **22**(1), 12–17.

- Meynial, X., Grillon, V., Polack, J.D., & Dodd, G. 1994. Auralisation dans les maquettes : traitement des réponses impulsionnelles. *In : supplément au Journal de Physique III, Volume 4*.
- Mouton, C.A., & Homung, H.G. 2008. Experiments on the mechanism of inducing transition between regular and Mach reflection. *Phys. Fluids*, **20**.
- Naz, P., & Parmentier, G. 1996. Some Results of Sound Propagation Experiments. *In : 7th International Symposium on Long Range Sound Propagation, Lyon, France*. <http://ncpa.olemiss.edu/long-range-sound-propagation-lrsp/>.
- Nezan, S. 1993. *Etude de la propagation d'une impulsion sonore en atmosphère visco-thermique relaxante*. Ph.D. thesis, Université du Maine.
- Niedzwiecki, A., & Ribner, H.S. 1978. Subjective loudness of N-wave sonic boom. *J. Acoust. Soc. Am.*, **64**(6), 1617–1621.
- Ollivier, S., & Blanc-Benon, Ph. 2004. Model experiment to study acoustic N-wave propagation through turbulence. *Pages AIAA2004-2921 of : 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Manchester, UK*.
- Ollivier, S., Averiyarov, M.A., Yuldashev, P.V., Khokhlova, V.A., & Blanc-Benon, P. 2007. Spark-generated N-waves for laboratory-scale propagation experiments in air : measurements and modeling. *In : 19th International Congress on Acoustics. Madrid*.
- Ollivier, S., Salze, E., Yuldashev, P.V., & Averiyarov, M.V. 2010. Mesure d'ondes de choc acoustique : influence de la réponse des microphones. *In : 10ème Congrès Français d'Acoustique, Lyon France*. <http://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00542879/en/>.
- Ollivier, S., Salze, E., Averiyarov, M.V., Yuldashev, P.V., & Blanc-Benon, Ph. 2012. Calibration method for high frequency microphones. *In : Acoustics2012, Nantes France*.
- Pfretzschner, J., & Moreno, A. 1981. Secondary method for microphone calibration in normal rooms. *J. Sound Vib.*, **76**(2), 153–167.
- Picaut, J., & Simon, L. 2001. A scale model experiment for the study of sound propagation in urban areas. *Applied Acoustics*, **62**, 327–340.
- Pichon, A. Le, Garcés, M., Blanc, E., Barthélémy, M., & Drob, D.P. 2002. Acoustic propagation and atmosphere characteristics derived from infrasonic waves generated by the Concorde. *J. Acoust. Soc. Am.*, **111**(1), 629–641.
- Pierce, A.D. 1968. Spikes on Sonic-Boom Pressure Waveforms. *J. Acoust. Soc. Am.*, **44**(4), 1052–1061.
- Pierce, A.D. 1972. Statistical Theory of Atmospheric Turbulence Effects on Sonic-Boom Rise Times. *J. Acoust. Soc. Am.*, **49**(3), 906–929.
- Pierce, A.D. 1989. *Acoustics : An Introduction to Its Physical Principles and Applications*. Acoustical Society of America.
- Pinton, G., Coulouvrat, F., Gennisson, J.L., & Tanter, M. 2010. Nonlinear reflection of shock shear waves in soft elastic media. *J. Acoust. Soc. Am.*, **127**(2), 683–691.

- Plooster, M. N. 1970. Numerical simulation of spark discharge in air. *Physics of Fluids*, **13**(11), 2665–2675.
- Plooster, M. N. 1971. Numerical simulation of spark discharge in air. *Physics of Fluids*, **14**(10), 2111–2123.
- Plotkin, K.J., Maglieri, D.J., & Sullivan, B. 2005 (May). Measured Effects of Turbulence on the Loudness and Waveforms of Conventional and Shaped Minimized Sonic Booms. *In : 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. AIAA-2005-2949.
- Pridmore-Brown, D.C. 1955. Sound Propagation into the Shadow Zone in a Temperature-Stratified Atmosphere above a Plane Boundary. *J. Acoust. Soc. Am.*, **27**(1), 36–42.
- Qin, J., Simmons, W.N., Sankin, G., & Zhong, P. 2010. Effect of lithotripter focal width on stone comminution in shock wave lithotripsy. *J. Acoust. Soc. Am.*, **127**(4), 2635–2645.
- Qin, Q., & Attenborough, K. 2004. Characteristics and application of laser-generated acoustic shock waves in air. *Applied Acoustics*, **65**, 325–340.
- Qin, Q., Attenborough, K., Ollivier, S., & Blanc-Benon, Ph. 2004. Effects of surface roughness and turbulence on propagation of shock waves above a curved surface. *In : 11th International Symposium on Long Range Sound Propagation*. <http://ncpa.olemiss.edu/long-range-sound-propagation-lrsp/>.
- Rabau, G., Herzog, P., & Meunier, S. 2011. Étude et réalisation d’une cabine de simulation pour l’évaluation psychoacoustique de la gêne induite au sol par un bang supersonique. *Acoustique et Techniques*, **67**, 24–30.
- Raspet, R., Bass, H.E., & Boulanger, P. 1994a. *Atmospheric effects on the risetime and wave-shape of sonic booms*. Tech. rept. National Aeronautics and Space Administration. NASA Technical Note N95- 14886.
- Raspet, R., Bass, H.E., Yao, L., Boulanger, P., & McBride, W.E. 1994b. Statistical and numerical study of the relationship between turbulence and sonic boom characteristics. *J. Acoust. Soc. Am.*, **96**(6), 3621–3626.
- Rassweiler, J.L., Knoll, T., Köhrmann, K., McAteer, J.A., Lingeman, J.E., Cleveland, R.O., Bailey, M.R., & Chaussy, Ch. 2011. Shock Wave Technology and Application : An Update. *European Urology*, **59**, 784–796.
- Richoux, O., Degroot, A., Gazengel, B., MacDonald, R., & Campbell, M. 2010. Modelling the pressure field in the vicinity of a microphone membrane using PIV. *Applied Acoustics*, **71**, 157–163.
- Rodrigues, D., Guianvarc’h, C., Durocher, J.N., Bruneau, M., & Bruneau, A.M. 2008. A method to measure and interpret input impedance of small acoustic components. *J. Sound Vib.*, **315**, 890–910.
- Sakurai, A., & Takayama, F. 2005. Analytical solution of a flow field for weak Mach reflection over a plane surface. *Shock Waves*, **14**(4), 225–230.

- Salze, E., Ollivier, S., Blanc-Benon, Ph., Yuldashev, P.V., Averiyarov, M.V., & Khokhlova, V. 2011. Characterisation of the sound field emitted by a spark source. *In : Forum Acusticum, Aalborg, Denmark*. Acusticum/285, cdrom ISSN 2221-3767.
- Sanai, M., Toong, T.Y., & Pierce, A.D. 1976. Ballistic range experiments on superbooms generated by refraction. *J. Acoust. Soc. Am.*, **59**(3), 513–519.
- Sanderman, R.J. 2000. A simple physical theory of weak Mach reflection over plane surfaces. *Shock Waves*, **10**, 103–112.
- Sankin, G., Zhou, Y., & Zhong, . 2008. Focusing of shock waves induced by optical breakdown in water. *J. Acoust. Soc. Am.*, **123**(6), 4071–4081.
- Seebass, R. 1998. Sonic boom minimization. *Pages 1–13 of : RTO AVT Course on Fluid Dynamics Research on Supersonic Aircraft*.
- Shoey, G.V., Khotyanovsky, D.V., Bondar, Ye.A., Kudryavtsev, A.N., & Ivanov, M.S. 2011. Numerical study of triple-shock-wave structure in steady irregular reflection. *Pages 325–330 of : 27th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics, AIP Conference Proceedings*, vol. 1333.
- Skews, B., & Blitterswijk, A. 2011. Shock wave reflection off coupled surfaces. *Shock Waves*, **21**, 491–498.
- Sparrow, V.W., & Raspet, R. 1991. A numerical method for general finite amplitude wave propagation in two dimensions and its application to spark pulses. *J. Acoust. Soc. Am.*, **90**(5), 2683–2691.
- Stinson, M., & Daigle, G. 1996. Meteorological measurements for use in sound propagation calculations. *In : 7th International Symposium on Long Range Sound Propagation*. <http://ncpa.olemiss.edu/long-range-sound-propagation-lrsp/>.
- Tabak, E.G., & Rosales, R.R. 1994. Focusing of weak shock waves and the von Neumann paradox of oblique shock reflection. *Phys. Fluids*, **6**(5), 1874–1892.
- Thomas, J-L., Coulouvrat, F., Marchiano, R., Baudoïn, M., & Ganjehi, L. 2007. Experimental simulation of the sonic boom at the laboratory scale. *In : 19th International Congress on Acoustics*. Madrid, 2-7 september.
- Torr, G.R., & Jarvis, D.R. 1982. A method, amenable to computer control, for the determination of  $U/i$  in the reciprocity calibration of condenser microphones. *J. Sound Vib.*, **85**(1), 132–135.
- Torras-Rosell, A., & Barrera-Figueroa, S. 2012. Sound field reconstruction using acousto-optic tomography. *J. Acoust. Soc. Am.*, **131**(5), 3786–3793.
- Vorländer, M., & Bietz, H. 1994. Novel broadband reciprocity technique for simultaneous free-field and diffuse-field microphone calibration. *Acustica*, **80**, 365–377.
- Vorländer, M., & Raabe, G. 1995. Calibration of reference sound sources. *Acustica*, **81**, 247–263.
- Wang, Q., & Li, K.M. 1999a. Sound propagation over a convex impedance surface. *J. Acoust. Soc. Am.*, **106**(5), 2345–2357.

- Wang, Q., & Li, K.M. 1999b. Sound propagation over concave surfaces. *J. Acoust. Soc. Am.*, **106**(5), 2358–2366.
- Wanner, J.L., Vallee, J., Vivier, C., & Thery, C. 1972. Theoretical and experimental studies of the focus of sonic booms. *J. Acoust. Soc. Am.*, **52**(1A), 13–32.
- Wasier, J. 1999. *Etude expérimentale des effets d'une frontière sur la propagation des ondes acoustiques à travers une turbulence thermique*. Ph.D. thesis, Ecole Centrale de Lyon.
- West, M., Jones, M.H., & Fowweather, F. 1967. Improvements in technique for the calibration of microphones by the Rayleigh disc method. *J. Sound Vib.*, **6**(1), 1–7.
- Wilson, D.K., Wyngaard, J.C., & Havelock, D.I. 1996. The effect of turbulent intermittency on scattering into an acoustic shadow zone. *J. Acoust. Soc. Am.*, **99**(6), 3393–3400.
- Wilson, D.K., Brasseur, J.G., & Gilbert, K.E. 1997. Acoustic scattering and the spectrum of atmospheric turbulence. *J. Acoust. Soc. Am.*, **105**(1), 30–34.
- Wilson, D.K., Tate, C.R., Swanson, D.C., & Reichard, K.M. 1999. Acoustic scintillations and angle-of-arrival fluctuations observed outdoors with a large planar vertical microphone array. *J. Acoust. Soc. Am.*, **106**(2), L24–L29.
- Wolde, T. 2010. Reciprocity measurements in acoustical and mechano-acoustical systems : review of theory and applications. *Acta Acustica united with Acustica*, **96**, 1–13.
- Wright, W.M. 1983. Propagation in air of N-waves produced by sparks. *J. Acoust. Soc. Am.*, **73**(6), 1948–1955.
- Wright, W.M., & Blackstock, D.T. 1997. Focusing of N waves in air by an ellipsoidal reflector. *J. Acoust. Soc. Am.*, **102**(2), 741–746.
- Wright, W.M., & McKittrick, J.L. 1967. Diffraction of Spark-Produced Acoustic Impulses. *American Journal of Physics*, **37**(2), 124–128.
- Wright, W.M., & Medendorp, N.W. 1968. Acoustic Radiation from a Finite Line Source with N-Wave Excitation. *J. Acoust. Soc. Am.*, **43**(5), 966–971.
- Yuldashev, P. 2011. *Propagation d'ondes de choc dans les milieux aléatoires avec des inhomogénéités distribuées dans l'espace ou dans une couche mince*. Ph.D. thesis, Ecole Centrale de Lyon.
- Yuldashev, P., Ollivier, S., Averiyarov, M., Sapozhnikov, O., Khokhlova, V., & Blanc-Benon, Ph. 2010a. Nonlinear propagation of spark generated N-waves in relaxing atmosphere : modeling and measurements using acoustical and optical methods. *J. Acoust. Soc. Am.*, **120**(3), 29–34.
- Yuldashev, P.V., Averiyarov, M.V., Khokhlova, V.A., Ollivier, S., & Blanc-Benon, Ph. 2008. Nonlinear Spherically Divergent Shock Waves Propagating in a Relaxing Medium. *Acoustical Physics*, **54**(1), 32–41.
- Yuldashev, P.V., Averiyarov, M.V., Khokhlova, V.A., Sapozhnikov, O.A., Ollivier, S., & Blanc-Benon, Ph. 2010b. Measurement of shock N-waves using optical methods. *In : 10ème Congrès Français d'Acoustique, Lyon France*.

Zhou, Z., Salze, E., Yuldashev, P., Ollivier, S., Wong, M., & Rufer, L. 2012. Wide-band piezo-resistive microphone for aeroacoustic applications. *In : IEEE Sensors 2012, Taipei, Taiwan.*  
[http://www.ieee-sensors2012.org/content/ieee-sensors-2012.](http://www.ieee-sensors2012.org/content/ieee-sensors-2012)

dernière page de la thèse

## AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 7 août 2006,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Monsieur Ph. BLANC-BENON

et les rapports de

Monsieur F. COULOUVRAT  
Directeur de Recherche CNRS - Institut Jean le Rond d'Alembert - Université Pierre et Marie Curie  
4 place Jussieu - 75252 PARIS cedex 05

Et de

Monsieur L. SIMON  
Professeur - Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine - avenue Olivier Messiaen  
72085 LE MANS cedex 9

**Monsieur SALZE Edouard**

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

**Ecole doctorale MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL ET ACOUSTIQUE**

Fait à Ecully, le 7 novembre 2012

P/Le directeur de l'E.C.L.  
La directrice des Etudes

