



HAL
open science

Développement de méthodes de séparation des nombres d'onde acoustiques et convectifs en écoulements turbulents pariétaux

Sébastien Debert

► **To cite this version:**

Sébastien Debert. Développement de méthodes de séparation des nombres d'onde acoustiques et convectifs en écoulements turbulents pariétaux. Acoustique [physics.class-ph]. Université de Poitiers; Ecole Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers - ESIP, 2008. Français. NNT : . tel-00693903

HAL Id: tel-00693903

<https://theses.hal.science/tel-00693903>

Submitted on 3 May 2012

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

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

THESE

pour l'obtention du Grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE POITIERS
(École Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers)
(Diplôme National – Arrêté du 7 août 2006)

École Doctorale : Sciences Pour l'Ingénieur & Aéronautique
Secteur de recherche : Aéroacoustique – Aérodynamique

Présentée par:
SÉBASTIEN DEBERT

DÉVELOPPEMENT DE MÉTHODES DE SÉPARATION DES NOMBRES D'ONDE ACOUSTIQUES ET CONVECTIFS EN ÉCOULEMENTS TURBULENTS PARIÉTAUX

Directeurs de Thèse :
Vincent VALEAU – Yves GERVAIS
Tuteur industriel :
Marc PACHEBAT

Soutenue le 18 décembre 2008
devant la Commission d'Examen

JURY

Luc G. MONGEAU	(Professeur, Université McGill, MONTRÉAL)	Rapporteur
Laurent SIMON	(Professeur, Université du Maine, LE MANS)	Rapporteur
Jérôme I. MARS	(Professeur, École Nationale Supérieure des Ingénieurs Électriciens de Grenoble, GRENOBLE)	Examineur
Gilles ROBERT	(Maître de Conférences, École Centrale de Lyon, LYON)	Examineur
Laurent E. BRIZZI	(Professeur, Université de Poitiers, POITIERS)	Examineur
Yves GERVAIS	(Professeur, Université de Poitiers, POITIERS)	Examineur
Marc PACHEBAT	(Docteur-Ingénieur, PSA-PEUGEOT-CITROËN, VÉLIZY)	Examineur
Vincent VALEAU	(Maître de Conférences, Université de Poitiers, POITIERS)	Examineur

*Ils ne savaient pas que c'était impossible,
alors ils l'ont fait.*

Marc TWAIN

*The most exciting phrase to hear in science,
the one that heralds new discoveries,
is not "Eureka!" ("I found it!")
but rather "hmm... that's funny...".*

Isaac ASIMOV

Remerciements

Ainsi donc, c'était ça *une thèse*. . . Quel beau voyage, plein d'épreuves et de rencontres, de crises de nerfs et de fou-rires, d'échecs et de découvertes. . . Une expérience inoubliable que je suis heureux d'avoir vécue. Et je veux remercier ici ceux à qui je dois cela.

Comme j'ai souvent pu le lire dans les mémoires de thèse qu'il m'a été donné de consulter, l'écriture de ces quelques pages de remerciements rivalise en difficulté avec celle du reste de ce mémoire : la peur d'oublier de citer des personnes qui ont compté pour moi au cours de cette thèse. Que ces personnes se rassurent pourtant, si leur nom n'apparaît pas ici, c'est uniquement par manque de place. Je vous garde dans ma mémoire et suis heureux d'avoir croisé votre chemin.

Je tiens tout d'abord à remercier Messieurs Luc MONGEAU et Laurent SIMON d'avoir accepté de rapporter ce travail de thèse. Je me doute que l'exercice est difficile et je vous suis d'autant plus reconnaissant. Je souhaite de même remercier tous les membres du jury pour avoir accepté de venir juger mon travail. Leurs remarques et questions m'ont apporté de nouveaux points de vue très instructifs.

Je n'aurais pas pu faire cette thèse sans l'appui et l'indéniable contribution de mes encadrants. Je souhaite remercier Marc PACHEBAT pour la profusion de ses idées et son enthousiasme. Nos discussions et remises en question des résultats m'ont permis de ne jamais tomber dans la facilité et d'avancer. Merci à Vincent VALEAU de m'avoir accordé autant de temps (je remercie d'ailleurs Hélène d'avoir accepté de me le laisser) et d'avoir résisté à mon stress et à mon excès de rigueur. . . Merci également de m'avoir soutenu lors du dernier gros coup dur en soufflerie. Merci enfin à Yves GERVAIS qui, malgré son emploi du temps très chargé, a toujours trouvé le temps de m'écouter, et surtout qui a eu confiance en moi et m'a remotivé lorsqu'il le fallait.

Cette thèse étant une thèse CIFRE, j'ai eu le plaisir de travailler au sein de deux équipes : d'une part l'équipe ARCT de la DRIA de PSA-PEUGEOT-CITROËN à VÉLIZY, d'autre part l'équipe Aéroacoustique du "Bat-K" du Laboratoire d'Études Aérodynamiques à POITIERS. Et même s'il m'a fallu partager mon temps entre ces deux sites, je me suis senti intégré dans chacune de ces deux équipes.

Je souhaite remercier Seb et Marc, mes aînés qui m'ont montré la voie. J'ai réellement apprécié travailler avec vous, parler science (ou pas. . .), remplir des tableaux "objectifs/résultats" avec l'aide de Jeff. . . Ces bons moments avec vous au début de ma thèse permettaient de décompresser tout au long de ces longues journées de thésard. Marc, j'ai été très heureux de suivre les derniers mois de ta thèse, et de participer de près ou de loin à tout ce qui est arrivé après.

Merci à Sylvain, mon partenaire globe-trotter de thèse : nous avons débuté le même jour, et soutenu à deux jours d'intervalle, j'espère t'avoir appris autant de "trucs" sur l'aéroacoustique que tu m'en as appris sur le diphasique.

Et merci aux thésards qui y sont encore, Greg, Mahmoud, Lionel, Mathieu, Rémi : je vous souhaite bon courage pour la suite et fin de vos thèses. Le bureau du fond du couloir, le bureau des “tétards”, “réservoir à matière grise du service” me manquera, surtout les discussions très sérieuses sur le Chromatron, le Tune et son “Joli Dragon” ou encore les PhD Comics...

Je ne peux pas ne pas remercier Yves pour sa bonne humeur, sa philosophie et surtout son indispensable aide dans EOLE (qui lui aura valu le “diplôme du petit Éolien”) : les manips en soufflerie n’auraient pas été les mêmes sans toi (j’ai des photos...).

Je tiens également à remercier Vincent qui a toujours trouvé le temps pour m’encourager et qui pensait comme moi (voire plus que moi) que “tout n’est pas perdu”...

Je ne peux bien-entendu pas citer tout le monde dans le service mais, que ce soit les permanents, les permanents qui sont tout de même partis voguer ailleurs ou que ce soit les temporaires de passage pour un stage ou pour une mission, j’ai apprécié vous côtoyer et échanger avec vous : merci. Je citerai tout de même ces personnes qui, on pourrait le dire, travaillent dans l’ombre pour que tout fonctionne dans le service : merci à vous Laurence, Nathalie et Laeck.

Enfin un dernier merci à Vincent qui m’a aidé à appréhender l’EMD. Ça a été un plaisir de travailler avec toi pendant toute une année.

Du côté du “Bat-K”, je tiens à remercier Laurent pour son aide et les quelques journées passées dans EOLE. Je remercie également Pascal pour les maquettes qui m’ont été bien utiles. Un grand merci à Carine et Patrick pour leur aide sur le matériel optique : sans vous, j’aurais peiné pour les mesures vélocimétriques. J’en profite pour remercier également les équipes du CEAT pour leur accueil et leur gentillesse.

Un très grand merci à JC “Bip-Bip”, le roi de l’informatique et de la logistique : même s’il n’avait “pas vraiment le temps”, il l’a toujours trouvé pour résoudre les problèmes d’un thésard exigeant, voire capricieux. Suzette et Bouba, merci beaucoup à vous deux pour votre gentillesse et votre aide.

Merci à tous mes collègues thésards qui y sont encore (Aminou, Xavier, Stéphane, Thomas, David, André et Cyril) ou qui sont déjà passés par là (Cyrille, Solène) : que ce soit les Brutes, les AlphaBounce, les TLMVPSP, les mardis Bad ou les répliques hautement intellectuelles, ces moments de détente étaient d’un grand réconfort, surtout sur la fin.

Un merci tout particulier à Marie, ma “grande demi-sœur de thèse” qui a soutenu quelques semaines plus tôt. Je me souviendrai de ces longues nuits de rédaction (et de gardiennage) au labo, avec motivation mutuelle et pause thé vert à la menthe de minuit.

Et enfin un grand merci à Maud qui, étant passée par là bien plus tôt, a su trouver les bons mots au bon moment pour débloquer des situations, pour me soutenir et me remotiver et est restée mon amie malgré tout.

Je n’oublie pas toutes les autres personnes du “Bat-K” (et des autres sites du LEA) qui, à un moment ou un autre, se sont intéressées à mon travail ou ont eu un petit mot gentil pour me soutenir. Ces quelques mois passés avec vous par petits bouts étaient très agréables et je me suis senti accepté et intégré à une équipe (si, si ! même par toi Laurent...).

Je voudrais dire un merci particulier à Blandine pour sa gentillesse : nous ne nous sommes vu que deux ou trois fois, et pourtant elle m’a proposé son aide tout de suite. Ta thèse aura été une sorte de challenge qui m’a poussé à me dépasser. Merci à toi.

Je finirai ces remerciements par mes amis et mes proches (autres que ceux que j'ai cité ci-dessus et qui le sont devenus par la suite). En effet, une thèse, c'est trois années dédiées, avec une vie privée des plus restreinte. Et pour cela, il faut des amis à toute épreuve, qui acceptent de moins vous voir, qui ne vous en veulent pas pour vos sautes d'humeur et qui sont là pour vous soutenir. Je peux me vanter d'en avoir de tels et je les en remercie. Olivia, Vanessa (bon courage pour ta dernière année de thèse), Audrey, JJ & Chloé (et Naëlys), Yoda et vous autres, j'ai réellement beaucoup de chance de vous avoir.

Merci également à ma famille qui ne m'a quasiment pas vu pendant ces trois années. Ce n'est pas pour cela que je ne pensais pas à vous, entre POITIERS et VÉLIZY.

Et surtout, merci à toi PAPA, merci d'avoir toujours été là, de m'avoir soutenu, de m'avoir supporté (et dans tous les sens du terme), car si cela n'a pas été facile pour moi, tu l'as subi encore plus. Je t'aime fort.

Sébastien

PS : il faut le préciser, cette thèse a été réalisée sans une goutte de café (si, si ! c'est possible), au grand dam de mes collègues qui auront pourtant tout fait pour me pervertir... Par contre, il s'avère que le gâteau au chocolat est une denrée vitale...

Résumé

Ce travail a pour but le développement de techniques de séparation des contributions acoustique et aérodynamique de champs de pression pariétale sous des écoulements turbulents. Ces techniques de séparation, dites en nombre d'onde, se basent sur les propriétés spatiales de ces fluctuations. La compréhension des phénomènes de chacun des deux types fluctuations de pression pariétale s'exerçant sur la vitre latérale d'un véhicule vient servir un enjeu industriel de réduction du niveau sonore intérieur du bruit de forme des automobiles.

Pour ce faire, des expérimentations en soufflerie anéchoïque sont menées afin d'obtenir des mesures de pression pariétale fluctuante pour divers types d'écoulements. Ainsi un écoulement de couche limite turbulente pleinement développée sur plaque plane, des écoulements décollés en aval de trois géométries de marches montantes, ainsi qu'en aval d'un montant de baie sur véhicule réel sont considérés.

Une représentation des spectres en nombre d'onde–fréquence (obtenue par la méthode du corrélogramme spatial) est choisie pour séparer les deux contributions. Cette technique ne s'appliquant que sur des écoulements stationnaires et homogènes, de nouvelles techniques basées sur la Décomposition Modale Empirique (EMD) sont utilisées, d'une part pour améliorer la séparation des deux contributions (grâce à l'EMD spatiale), d'autre part pour obtenir une décomposition multi-échelle au cours du temps (grâce à l'Ensemble-EMD). Grâce à ces méthodes, une observation plus précise des phénomènes pariétaux convectifs et acoustiques est proposée.

Abstract

This study aims at the development of techniques of separation of the acoustic and aerodynamic contributions of wall-pressure fluctuation fields under turbulent flows. These techniques of wavenumber separation use the spatial properties of these fluctuations. The understanding of the phenomena of each of the two kinds of wall-pressure fluctuations loading the side window of a vehicle comes to serve an industrial stake in reduction of the noise level inside the cabin due to the shape of car.

Experiments in an anechoic wind-tunnel are led to obtain measures of wall-pressure fluctuations for several kinds of flows. Thus a turbulent boundary layer flow fully developed on a flat plate, detached flows downstream to three geometries of forward facing steps, as well as downstream to the A-pillar on real vehicle are considered.

A representation of wavenumber–frequency spectra (obtained by the spatial correlogram method) is chosen to separate both contributions. This technique applying only to stationary and homogeneous flows, new techniques based on the Empirical Mode Decomposition (EMD) are used in order, on one hand to improve the separation of both contributions (using the spatial EMD), on the other hand to obtain a multi-scale decomposition in time (using the Ensemble-EMD). Thanks to these methods, a more precise observation of the convected and acoustic phenomena on the wall is proposed.

Table des matières

Remerciements	i
Résumé	v
Table des matières	vii
Liste des notations et abréviations	xi
Liste des figures	xiii
Liste des tableaux	xvii
Introduction	1
I Quelques aspects de la turbulence de paroi	5
I.1 Pressions pariétales fluctuantes en aval d'un montant de baie	7
I.1.1 Contribution du tourbillon de montant de baie au bruit intérieur	7
I.1.2 Phénoménologie de l'écoulement du montant de baie	8
I.2 Phénoménologie des écoulements académiques étudiés	9
I.2.1 Description de la Couche Limite Turbulente	9
I.2.2 Modélisation des interspectres des contributions turbulente et acoustique	12
I.2.3 Phénoménologie d'un écoulement décollé : la marche montant	14
I.3 Revue des approches de séparation	16
I.3.1 Problématique de la séparation	16
I.3.2 Réseaux de capteurs de pression pariétale et Filtrage Spatial	17
I.3.3 Représentation en nombre d'onde–fréquence et corrélogramme spatial	19
I.3.4 D'autres méthodes de séparation	20
Conclusion	21
II Description des expériences en soufflerie anéchoïque	23
II.1 Description de la soufflerie EOLE et de la chambre réverbérante ACV	25
II.1.1 Caractéristiques techniques d'EOLE	25
II.1.2 Caractéristiques aérodynamiques d'EOLE	26
II.1.3 Caractéristiques acoustiques d'EOLE	27
II.1.4 Caractéristiques de la chambre réverbérante ACV	28
II.2 Configurations d'écoulement étudiées	29
II.2.1 Configuration plaque plane	29
II.2.2 Configuration marche montante	32

II.2.3	Utilisation d'une source acoustique monopolaire	33
II.3	Systèmes de mesure des vitesses	35
II.3.1	Vélocimétrie par fil chaud	35
II.3.2	Vélocimétrie Laser Doppler (LDV)	36
II.3.3	Vélocimétrie par Image de Particules (PIV)	38
II.4	Système de mesure des pressions fluctuantes	39
II.4.1	Mesure du champ acoustique lointain	39
II.4.2	Mesure de la pression pariétale	39
II.4.3	Correction du déport par les FRF	41
II.4.4	La chaîne d'acquisition	42
Conclusion		44
III	Méthodes d'analyse et de traitement	45
III.1	Rappels et convention sur la Transformée de Fourier	47
III.1.1	Transformée de Fourier dans le domaine temporel	47
III.1.2	Transformée de Fourier dans le domaine spatial	47
III.2	Filtrage Spatial Physique	48
III.2.1	Principe du filtrage spatial	49
III.2.2	Réponse en nombre d'onde du filtrage spatial	49
III.2.3	Divers modes de sommation	50
III.3	Interspectres spatiaux	53
III.3.1	Calcul des interspectres	53
III.3.2	Deux méthodes de calcul des matrices interspectrales	53
III.3.3	Modèles d'interspectres de champs de pression	55
III.3.4	Représentations d'interspectres simulés	56
III.4	Corrélogramme spatial et spectres en nombre d'onde–fréquence	61
III.4.1	Formulation du calcul du corrélogramme spatial	61
III.4.2	Représentations de spectres en nombre d'onde–fréquence simulés	62
III.4.3	Définition d'un seuil énergétique dans l'espace des nombre d'onde–fréquence	67
III.5	La Décomposition Modale Empirique ou EMD	69
III.5.1	Positionnement du problème des signaux aéroacoustiques et de l'EMD	69
III.5.2	Historique et introduction à l'EMD	70
III.5.3	Algorithme et précautions d'usage de l'EMD	72
III.5.4	Applications de l'EMD aux signaux de pression pariétale	73
Conclusion		76
IV	Résultats sur les écoulements de type CLT	77
IV.1	Caractérisation de la couche limite turbulente	79
IV.2	Constat qualitatif à partir des spectres en nombre d'onde–fréquence	82
IV.3	Seuil énergétique appliqué à la couche limite turbulente	86
IV.4	Application des méthodes de filtrage	89
IV.4.1	Résultats du Filtrage Spatial Physique	89
IV.4.2	Résultats de l'effet d'atténuation de la sEMD	92
Conclusion		103
V	Écoulements décollés et étude instationnaire	105
V.1	Description des écoulements décollés	107
V.1.1	Etude de l'écoulement décollé derrière les marches montantes	107

V.1.2	Description de l'écoulement sur vitre D25 dans S2A	111
V.2	Application des méthodes utilisées sur les écoulements de type CLT	113
V.2.1	Méthode du corrélogramme spatial sur les écoulements décollés	113
V.2.2	Atténuation en nombres d'onde par la sEMD sur les écoulements décollés	115
V.3	Résultats de l'application de l'E-EMD	118
V.3.1	Résultats de la décomposition par E-EMD	119
V.3.2	Définition d'un nouveau seuil énergétique instantané	125
Conclusion	128
Conclusion & Perspectives		129
Annexes		133
A	Rappels et convention sur la Transformée de Fourier	135
A.1	Transformée de Fourier discrète	135
A.2	Calcul du spectre par la <i>Fast Fourier Transform</i> ou FFT	135
A.3	Calculs et unités – Affichages en dB	136
B	Filtrage Spatial Physique par groupe de capteurs	139
C	Détermination des paramètres de Corcos	141
C.1	Rappel sur le modèle de Corcos et ses paramètres	141
C.2	Définitions des nombre d'onde et vitesse de phase convectifs	141
C.3	Détermination des coefficient de cohérence spatiale	142
C.4	Bilan sur les paramètres utilisés pour le modèle de Corcos	143
D	Exemple d'application de l'EMD sur les signaux aéroacoustiques	145
	Application spectrale 2D de l'EMD : la Bivariate-EMD	145
E	Paramètres de calculs	147
F	Constats qualitatifs sur les spectres en nombre d'onde–fréquence	149
F.1	Spéctres en nombre d'onde–fréquence référencés de la CLT sans/avec LMS	149
F.2	Spéctres en nombre d'onde–fréquence de la source LMS seule	149
F.3	Premier seuil énergétique établi à partir des spectres en (\tilde{k}, f) référencés	153
G	Visualisations PIV des marches montantes	155
Bibliographie		157

Liste des notations et abréviations

ASP	Autospectre
CLT	Couche Limite Turbulente
EMD	Empirical Mode Decomposition (Décomposition Modale Empirique)
E-EMD	Ensemble - EMD
fft	Fast Fourier Transform
FRF	Fonctions de Réponse en Fréquence
IMF	Intrinsic Modal Function (Fonction Modale Intrinsèque)
LDV	Laser Doppler Velocimetry (Vélocimétrie Laser à effet Doppler)
PIV	Particle Image Velocimetry (Vélocimétrie par Image de Particules)
sEMD	Spatial EMD (EMD spatiale)
TF	Transformée de Fourier
TF_t	Transformée de Fourier temporelle
TF_s	Transformée de Fourier spatiale
TFD	Transformée de Fourier Discrète
TFSD	Transformée de Fourier Spatiale Discrète
XSP	Interspectre
\cdot^*	Opérateur complexe conjugué
$E[\cdot]$	Opérateur moyenne d'ensemble
c_0	Célérité du son ($c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$ dans l'air à environ 15°C)
f	Fréquence ($f = \omega/2\pi$)
ω	Pulsation
λ	Longueur d'onde
k	Nombre d'onde ($k = 2\pi/\lambda$)
\tilde{k}	Nombre d'onde réduit ($\tilde{k} = k/2\pi = 1/\lambda$)
k_0	Nombre d'onde acoustique ($k_0 = \omega/c_0$)
k_c	Nombre d'onde convectif ($k_c = \omega/U_c$)
$\Phi(\vec{k}, f)$	Spectre en nombre d'onde–fréquence
$\phi(\vec{k}, t)$	Spectre en nombre d'onde
$\varphi(\vec{x}, f)$	Spectre en fréquence
$S_{xx}(f)$	Autospectre du signal $x(t)$
$S_{xy}(f)$	Interspectre des signaux $x(t)$ et $y(t)$
U_c	Vitesse convective selon (Ox) en proche paroi
U_e, U_∞	Vitesse de l'écoulement selon (Ox) en dehors de la couche limite
$X(f)$	Spectre du signal $x(t)$ ($X = \text{TF}[x]$)

Liste des figures

I.1	Schéma de l'écoulement du montant de baie (Haruna <i>et al.</i> 1990)	8
I.2	Profils de vitesse (Schlichting 1979) et évolutions de δ selon (Ox) des couches limites	10
I.3	Schéma du processus d'éjection en proche paroi dans la CLT (Hinze 1975)	11
I.4	Phénoménologie des tourbillons en épingle à cheveux (Acalar & Smith 1987)	11
I.5	Bulles de recirculation sur marches montantes (Largeau <i>et al.</i> 2007)	15
I.6	Spectre en nombre d'onde–fréquence de pression pariétale d'une CLT (Howe 1998)	19
II.1	Schéma de la soufflerie EOLE	26
II.2	Profils de vitesse U et taux de turbulence u'_{rms}/U	27
II.3	Comparaison d'autospectres avec/sans écoulement	28
II.4	Courbes des mesures acoustiques au sonomètre	28
II.5	Schéma de la configuration plaque plane	30
II.6	Vues amont et aval de la configuration plaque plane	30
II.7	Détail d'une surface de contact et de l'utilisation de joints toriques	30
II.8	Position des capteurs sur la plaque plane	31
II.9	Vues des configurations marche montante	32
II.10	Position des capteurs sur les marches montantes	33
II.11	Positions de la source LMS	34
II.12	Diverses sondes fil chaud	35
II.13	Mesure de vitesse au fil chaud	35
II.14	Principe de la LDV	36
II.15	Système LDV	37
II.16	Principe de la PIV	38
II.17	Vues du système PIV	39
II.18	Vue de configurations de microphones ambiants	40
II.19	Schéma et photo des microphones déportés	41
II.20	Schéma et photo de la mesure des FRF	41
II.21	Module et phase d'une FRF	42
II.22	Chaîne d'acquisition	43
II.23	PC d'acquisition et logiciel PAK	43
III.1	Illustration du principe de filtrage spatial	49
III.2	Module en dB de la fonction de réponse en nombre d'onde $ A(\tilde{k}) $	50
III.3	Signaux temporels et autospectres résultant des deux types de sommations	51
III.4	Regroupement des capteurs en paires ou quadruplets et motifs appliqués	52
III.5	Algorithme de calcul d'une matrice interspectrale	54
III.6	Modules de diverses simulations d'interspectres référencés	57
III.7	Phases de diverses simulations d'interspectres référencés	58

III.8	Effets du changement de capteur de référence sur les interspectres	60
III.9	Modèles des représentations des spectres en nombre d'onde–fréquence	62
III.10	Illustration du principe de repliement	63
III.11	Modules des simulations de spectres en nombre d'onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}_x, f)$	64
III.12	Modules des simulations de spectres en nombre d'onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}_y, f)$	66
III.13	Effets du changement de capteur de référence sur les spectres en (\tilde{k}, f)	67
III.14	Seuil énergétique par masquage des spectres en nombre d'onde–fréquence	68
III.15	Illustration du principe de filtrage spatial par sEMD	74
III.16	Illustration de la décomposition en un nombre fixe d'IMF par E-EMD	75
IV.1	Positions des profils de vitesses	79
IV.2	Évolution des variables externes de CLT	80
IV.3	Comparaison des profils de vitesse longitudinale U selon (Oy)	81
IV.4	Spectres en nombre d'onde–fréquence selon (Ox) de la CLT sans et avec source LMS	83
IV.5	Fronts d'onde de la source LMS	84
IV.6	Détermination d'un premier seuil énergétique grâce aux autospectres	85
IV.7	Spectres en (\tilde{k}, f) des signaux utilisés pour le calcul du seuil énergétique	87
IV.8	Courbe de correspondance des seuils énergétiques r_{ac} et R_{ac}	89
IV.9	Spectres en nombre d'onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}, f)$ des signaux filtrés par Somme	91
IV.10	Coupes avant/après filtrage spatial	92
IV.11	Exemple de décomposition par sEMD	93
IV.12	Interspectres pour la CLT avec source LMS avant/après sEMD	95
IV.13	Interspectres pour la CLT seul avant/après sEMD	96
IV.14	Spectres en nombre d'onde–fréquence pour la CLT avec source LMS avant/après sEMD	98
IV.15	Bilan énergétique avant/après sEMD pour la CLT avec source LMS	99
IV.16	Coupes fréquentielles avant/après sEMD pour la CLT avec source LMS	99
IV.17	Spectres en nombre d'onde–fréquence pour la CLT seule avant/après sEMD	101
IV.18	Bilan énergétique avant/après sEMD pour la CLT seule	102
IV.19	Coupes avant/après sEMD pour la CLT seule	102
IV.20	Effet du choix du capteur de référence sur la sEMD	103
V.1	Visualisations pariétales de l'écoulement en aval de la marche M3D	108
V.2	Visualisations pariétales de l'écoulement en amont de la marche M3D	108
V.3	Visualisations PIV de la vitesse moyenne longitudinale U_{moy} pour la marche M3D	109
V.4	Visualisations PIV de la vitesse moyenne longitudinale U_{moy} en $y = 0$	110
V.5	Autospectres des microphones ambiants pour la CLT et les marches	111
V.6	Pression et lignes de courant pariétales simulées sur vitre de véhicules	112
V.7	Configuration expérimentale et pressions pariétales sur vitre de véhicule	113
V.8	Modules des spectres en (\tilde{k}, f) pour les configurations des marches	114
V.9	Modules des spectres en (\tilde{k}, f) non moyennés pour les configurations des marches	116
V.10	Modules des spectres en (\tilde{k}, f) pour la configurations du montant de baie	117
V.11	Modules des spectres en (\tilde{k}, f) pour les écoulements décollés après sEMD	118
V.12	Représentation (x, t) des signaux de la couche limite turbulente	119
V.13	Représentation (x, t) des différents modes après E-EMD sur CLT	121
V.14	Agrandissement des représentations (x, t) des IMF 3 et 4	122
V.15	Spectres en nombre d'onde–fréquence des différents modes après E-EMD	123
V.16	Spectres $\phi(\tilde{k}, t)$ et $\varphi(x, f)$ des différents modes après E-EMD	126
V.17	Seuil énergétique instantané r_E appliqué aux signaux de la couche limite turbulente	127

1	Spectres en nombre d'onde $\Phi(\tilde{k}, f)$ des signaux filtrés	140
2	Déterminations des nombre d'onde et vitesse de phase convectifs	142
3	Déterminations des coefficients de cohérence spatiale	143
4	Application de la B-EMD : débruitage des FRF	146
5	Spectres en (\tilde{k}, f) référencés selon (Ox) de la CLT sans et avec source LMS	150
6	Modules des spectres en (\tilde{k}, f) selon (Ox) de la source LMS seule	151
7	Modules des spectres en (\tilde{k}, f) selon (Oy) de la source LMS seule	152
8	Determination d'un premier seuil énergétique	154
9	Visualisations PIV de la vitesse moyenne longitudinale U_{moy} pour la marche M1D . .	155
10	Visualisations PIV de la vitesse moyenne longitudinale U_{moy} pour la marche M2D . .	156

Liste des tableaux

II.1	Noms des différentes configurations de marche montante	32
II.2	Positions de la source LMS	34
II.3	Caractéristiques du volume de mesure LDV	36
II.4	Paramètres de calcul des FRF	42
III.1	Comparaison des rapports du seuil énergétique	68
IV.1	Échantillonnage des profils LDV	79
IV.2	Comparaison des rapports expérimentaux du seuil énergétique	88
IV.3	Intervalles des nombres de passages à zéro et nombres d'onde pour les IMF	94

Introduction

De nos jours, lorsque l'on aborde le thème de la pollution, ce n'est pas la pollution acoustique qui vient en premier à l'esprit. Pourtant, les nuisances sonores, de quelque nature qu'elles soient, sont souvent les premières montrées du doigt. Sans tenter de dresser une liste, citons le classique problème des abords d'aéroports, ou celui non moins classique de la circulation routière, en fait, des nuisances liées aux transports en règle générale. Il en est également un autre qui, malheureusement selon certains réfractaires à l'énergie renouvelable, commence à faire grand bruit (et pour cause, puisqu'il en fleurirait des fermes entières) : celui des parcs d'éoliennes, installés loin des habitations en plein champ afin de minimiser leur impact sonore. Quelle que soit la nature de cette pollution sonore, elle est ici principalement due à l'interaction entre l'écoulement de l'air et une surface.

Plus généralement, ces écoulements qui se développent sur une surface sont dits "pariétaux". Ceux-ci engendrent des phénomènes aérodynamiques qui vont de la simple création de turbulence dans le voisinage de la surface à la vibration de la structure pouvant causer des dommages importants. Dans les deux cas, cela se traduit par des fluctuations de pression en proche paroi d'amplitude variable. Ces signaux de pression pariétale (c'est-à-dire la pression relevée sur la surface) sont en règle générale de deux types :

- des fluctuations dites *aérodynamiques*, produites par des structures tourbillonnaires convectées par l'écoulement,
- des fluctuations dites *aéroacoustiques* (ou acoustique), produites par une propagation d'ondes acoustiques elles-mêmes générées par ces mêmes structures tourbillonnaires.

Les études sur ces écoulements pariétaux sont pratiquées depuis plus d'un siècle. Citons pour se situer, le domaine de l'aéronautique et, de manière anecdotique, l'exemple de M. Gustave EIFFEL, qui construisit une soufflerie en 1912¹ pour étudier les effets du vent sur ses diverses constructions. Cette soufflerie (toujours en fonction dans un laboratoire situé sous la tour homonyme, et qui a donné son nom à un type de soufflerie) fut ensuite utilisée pour étudier des écoulements sur diverses sortes de profils d'ailes... De nos jours, les souffleries (de type Eiffel ou non) permettent d'étudier les propriétés purement aérodynamiques de structures (sa portance, sa traînée, etc.) qui seront soumises à un écoulement de fluide, que ce soit la structure qui induise l'écoulement par son propre déplacement (un train, un avion, un véhicule automobile, etc.) ou que ce soit le fluide qui soit en mouvement autour de la structure immobile (un bâtiment, un pont, un ouvrage d'art, etc.). Dans les deux cas, une étude aéroacoustique peut s'adjoindre à cette étude aérodynamique. De façon générale, les études à caractère acoustique sur les écoulements de paroi peuvent alors être séparées en deux principaux cas. Dans le premier cas, la contribution acoustique est indésirable et son atténuation est recherchée. Dans le second, au contraire, le but est de connaître précisément les deux types de fluctuations. Un éventuel troisième cas serait que seule la contribution acoustique est

¹en fait, dès 1909, sur le Champ de Mars, mais il fut contraint de quitter l'endroit et de détruire ses installations. Il en reconstruisit une autre pour continuer ses expériences.

recherchée, et sa mesure est biaisée par la contribution aérodynamique d'un écoulement de paroi (Lauchle [72]). Mais quel que soit le type d'étude, il est nécessaire dans tous ces cas d'effectuer une séparation des deux contributions.

Cette séparation des deux types de fluctuations est un enjeu scientifique depuis plus d'un demi-siècle. En effet, même si elles sont caractérisées par des propriétés énergétiques ou spatiales très différentes, ces fluctuations sont produites par le même phénomène turbulent, les rendant fortement indissociables. Cependant, c'est grâce à leurs caractéristiques différentes que des séparations sont tout de même possibles. Notons par exemple que les fluctuations aérodynamiques sont très énergétiques dont l'échelle de pression est de l'ordre du kPa contrairement aux contributions aéroacoustiques dont l'échelle de pression est de l'ordre du Pa, soit un rapport entre les deux contributions de près de 30 dB. En revanche, de par leur origine propagative, les fluctuations acoustiques sont caractérisées par des échelles spatiales relativement grandes en regard de celles de la contribution aérodynamique. Si par la première caractéristique, il semble peu évident de procéder efficacement à la séparation des contributions (les fluctuations acoustiques se trouvant "noyées" dans les fluctuations aérodynamiques), l'utilisation de ces échelles spatiales caractéristiques semble plus prometteuse, et déjà bon nombre d'auteurs ont appliqué des méthodes basées sur ce principe pour réaliser ces séparations.

Bien entendu, cet enjeu scientifique a des implications dans le domaine industriel. L'aéronautique, qui a été citée plus haut, en fait partie, de même que le secteur automobile. En effet, l'écoulement généré sur et autour d'une voiture lorsque celle-ci se déplace provoque des turbulences ayant des effets, bien-sûr sur l'aérodynamique du véhicule (effet de traînée, effet de portance, etc.), mais aussi sur le bruit perçu dans l'habitacle par les occupants.

En fait, trois familles de nuisances sonores peuvent y être principalement révélées. Les bruits du groupe motopropulseur (ou GMP, c'est-à-dire provenant du moteur et de la boîte de vitesse) et les bruits de roulement (issus du contact des pneumatiques sur la chaussée) constituent les deux premières familles de nuisances. Grâce aux progrès techniques réalisés ces dernières années (notamment dans l'isolation et la réduction des vibrations pour l'un, et dans l'étude de nouveaux matériaux de revêtement pour l'autre), ces deux familles de nuisances sonores ont été fortement réduites, laissant la part belle à cette troisième catégorie de nuisance que sont les bruits d'origine aérodynamique. Ainsi de nos jours, ce bruit devient perceptible dans l'habitacle de l'automobile dès que celle-ci atteint environ 100 km.h^{-1} . Pour des vitesses supérieures, il peut même devenir perturbant, voire dangereux (dû à la fatigue auditive entraînant une fatigue générale et un manque de vigilance accru).

Il est donc intéressant de prêter l'oreille à ce bruit d'origine aérodynamique, le *bruit de forme*, et en particulier de s'intéresser à ce qui le produit sur un véhicule [45] avec comme objectif à terme sa réduction (voire son contrôle).

Bien que de nombreuses études aient été réalisées à leur sujet, nous laissons ici de côté tous les bruits créés par des accessoires saillants tels que les essuie-glaces [46], l'antenne radiophonique [63] ou plus particulièrement les rétroviseurs [9, 34, 79, 102]. De même, les phénomènes de résonance produits par l'écoulement passant sur une cavité (tels les interstices autour des ouvrants [88]), ou la transparence acoustique des joints placés dans ces mêmes ouvrants ne sont pas abordés dans cette étude.

Ainsi, ce sont les fluctuations de pression pariétale qui contribuent en grande partie au niveau sonore à l'intérieur de l'habitacle². Ces fluctuations de pression pariétale sont engendrées soit par l'écoulement se développant sur une surface du véhicule, c'est-à-dire une couche limite (sur le capot, sur le pare-brise, sur le toit, sur les vitres latérales, etc.), soit par des décollements–recollages de l'écoulement (tels qu'au niveau de l'angle entre le capot et le pare-brise, entre le pare-brise et les vitres latérales que l'on nomme montant de baie, au niveau du passage de roues, etc.). Ces derniers sont par ailleurs acoustiquement plus énergétiques qu'un simple écoulement de couche limite [46]. Ces fluctuations de pression se transmettent alors à l'intérieur en excitant les surfaces du véhicule participant au bruit intérieur.

Des études [50] ont montré que l'écoulement en aval du montant de baie, sur les vitres latérales donc, est plus particulièrement propice à participer à ce bruit de forme perçu par les occupants du véhicule. Cet écoulement décollé est en effet très énergétique et se produit sur une surface d'une part proche des oreilles des occupants, et d'autre part peu isolante en comparaison du reste de la structure du véhicule. Et c'est cet écoulement de montant de baie qui est majoritairement à l'origine des deux types de fluctuations de pression agissant de manière simultanée sur la vitre.

Même si les fluctuations aérodynamiques ont une contribution énergétique plus élevée, des études [16, 30] montrent que, du fait de leur taux de couplage plus important avec la vitre, les fluctuations aéroacoustiques jouent un rôle très important dans la génération du bruit intérieur. Il est ainsi nécessaire de connaître aussi bien la contribution aérodynamique que la contribution aéroacoustique. Récemment, Arguillat [4] s'est ainsi appliquée à étudier le spectre en nombre d'onde–fréquence de ces pressions pariétales afin de caractériser et quantifier les différentes contributions pour différentes géométries de montant de baie.

L'objectif de cette étude est double. D'un point de vue industriel, la prédiction du niveau de bruit à l'intérieur de l'habitacle du véhicule dès la phase de conception numérique du véhicule en ce qui concerne l'aéroacoustique nécessite de connaître les phénomènes convectifs et progressifs agissant sur les panneaux latéraux du véhicule. Cela passe par la recherche de méthodes permettant d'améliorer la séparation des deux contributions aéroacoustique et aérodynamique, ce qui d'un point de vue scientifique reste toujours un enjeu majeur. Pour ce faire, des moyens expérimentaux et des méthodes de traitement de signal sont mis en œuvre afin de séparer ces contributions dans le domaine des nombres d'onde.

Ainsi, dans le premier chapitre, nous rappelons brièvement les différents types d'écoulements sur lesquels l'étude se porte en présentant plus en détail l'écoulement de montant de baie, ainsi que des configurations plus académiques telles que la couche limite turbulente sur plaque plane ou l'écoulement derrière une marche montante. Nous abordons également les diverses approches de séparation qui ont été utilisées sur ce type de problème.

Le deuxième chapitre présente les moyens expérimentaux mis en place pour constituer une base de données de mesures de pressions pariétales pour les diverses configurations précédemment présentées telles que la couche limite turbulente et la marche montante. La soufflerie anéchoïque, les géométries sur lesquelles se développe l'écoulement et la chaîne de mesure, composée notamment de lignes de capteurs déportés de pression pariétale, sont ainsi détaillées.

Les différentes méthodes de séparation utilisées jusqu'à maintenant et qui sont également appliquées sur nos signaux de pression sont présentées et détaillées au troisième chapitre qui débute par un rappel des conventions adoptées pour les transformées de Fourier. Les interspectres sont alors

²si l'on exclut évidemment l'autoradio, le klaxon, les cris des enfants, les aboiements du chien, la sonnerie du téléphone, les...

définis, étape préliminaire à l'obtention des spectres en nombre d'onde–fréquence calculés grâce à la méthode du corrélogramme spatial. Ces spectres en nombre d'onde–fréquence sont utilisés pour séparer les deux contributions par une technique de masquage. Il y est précisé que ces méthodes requièrent certaines hypothèses (telles que la stationnarité et l'homogénéité dont les définitions sont alors rappelées) qui empêchent théoriquement leur application à tout type d'écoulement. Enfin, une nouvelle méthode basée sur la technique de Décomposition Modale Empirique (EMD) est introduite. L'application de celle-ci plus particulièrement sur la dimension spatiale des signaux de pression en fait l'originalité.

Le quatrième chapitre présente les résultats des méthodes dites “classiques” sur la configuration simple (géométriquement parlant) de la couche limite turbulente (cette configuration d'écoulement étant supposée respecter les hypothèses nécessaires à ces méthodes classiques). Ainsi des résultats de spectres en nombre d'onde–fréquence pour la couche limite turbulente sont présentés et analysés, et des méthodes de filtrage et d'atténuation sont appliquées pour améliorer les séparations.

Enfin, le dernier chapitre montre des résultats sur des écoulements décollés tels que celui de la marche montante et du montant de baie, où les hypothèses précédentes ne sont pas respectées et où l'application des méthodes “classiques” n'est théoriquement pas possible. La méthode basée sur l'EMD est ainsi appliquée et une nouvelle technique de séparation, toujours basée sur les propriétés spécifiques des nombres d'ondes de chaque contribution, est présentée.

Chapitre I

Quelques aspects de la turbulence de paroi et de son étude

Sommaire

I.1	Pressions pariétales fluctuantes en aval d'un montant de baie	7
I.1.1	Contribution du tourbillon de montant de baie au bruit intérieur	7
I.1.2	Phénoménologie de l'écoulement du montant de baie	8
I.2	Phénoménologie des écoulements académiques étudiés	9
I.2.1	Description de la Couche Limite Turbulente	9
I.2.2	Modélisation des interspectres des contributions turbulente et acoustique	12
I.2.3	Phénoménologie d'un écoulement décollé : la marche montant	14
I.3	Revue des approches de séparation	16
I.3.1	Problématique de la séparation	16
I.3.2	Réseaux de capteurs de pression pariétale et Filtrage Spatial	17
I.3.3	Représentation en nombre d'onde-fréquence et corrélogramme spatial	19
I.3.4	D'autres méthodes de séparation	20
Conclusion	21

Sans avoir la prétention d’être exhaustif, ce chapitre présente quelques aspects utiles des écoulements dont l’étude des caractéristiques sera abordée dans ce mémoire ainsi que des méthodes utilisées pour la séparation des contributions aérodynamique et aéroacoustique.

Ainsi, partant du cas le plus appliqué, à savoir l’écoulement de montant de baie sur un véhicule, l’écoulement, sa phénoménologie et les fluctuations de pression, tant aérodynamiques qu’aéroacoustiques, sont présentés. Ces deux derniers termes, employés tout au long de ce mémoire, sont définis à cette occasion.

Puis les cas plus académiques de la couche limite turbulente et de la marche montante sont à leur tour présentés, tant du point de vue phénoménologique, afin d’introduire certains résultats des chapitres IV et V, que du point de vue de la modélisation, afin de réaliser des simulations à comparer aux cas expérimentaux.

Enfin, un recensement des méthodes utilisées dans le passé pour séparer ces deux contributions est proposé, qui débute par l’exposé de la problématique de la séparation. Plus particulièrement, les méthodes de filtrage spatial physique et de corrélogramme spatial sont abordées. Ne sont proposés ici que leurs historiques, leurs mises en œuvre et algorithmes étant détaillés au chapitre III. D’autres méthodes non-retenues pour cette étude sont citées en expliquant les raisons de leur rejet. Notons qu’une nouvelle méthode est exposée dans ce mémoire, mais que sa présentation complète (historique, algorithme et mise en œuvre) sera développée à la fin de ce même chapitre III.

I.1 Pressions pariétales fluctuantes en aval d’un montant de baie

Dans cette section, la contribution de l’écoulement en aval du montant de baie au niveau de bruit intérieur est tout d’abord présentée. Ainsi les deux types de fluctuations de pression (aéroacoustique et aérodynamique) sont rappelés de même que la nécessité de les séparer si l’on souhaite prévoir puis minimiser le niveau de bruit intérieur. Enfin la phénoménologie de l’écoulement de montant de baie est ensuite précisée.

I.1.1 Contexte automobile : contribution du tourbillon de montant de baie au bruit intérieur

Comme nous l’avons mentionné dans l’introduction de ce mémoire, les structures tourbillonnaires produites par le montant de baie sont les plus à même de contribuer au niveau sonore intérieur. Ces structures sont à l’origine de deux types de fluctuations de pression sur le vitrage latéral :

- des fluctuations dites *aérodynamiques* (ou convectives) produites par les variations de pression locales de l’écoulement en proche paroi et convectées à une vitesse de convection U_c ,
- des fluctuations dites *aéroacoustiques* (ou progressives) générées par des ondes acoustiques se propageant vers la vitre à la vitesse c_0 (célérité du son) à partir des structures tourbillonnaires situées plus loin de la paroi.

Ces deux types de fluctuations de pression pariétale agissent simultanément (voire de manière couplée) sur le vitrage, l’excitant et entraînant donc un rayonnement acoustique à l’intérieur de l’habitacle. Des études [2] ont cependant montré que le niveau de pression des fluctuations aérodynamiques est très nettement supérieur à celui des fluctuations aéroacoustiques. Malgré cela, ces dernières ne sont pas à négliger dans l’excitation du vitrage. En effet, les ondes acoustiques ayant une échelle spatiale caractéristique relativement grande¹ (correspondant à des petits nombres d’onde) le vitrage répondra d’autant mieux à leur sollicitation (de par ses caractéristiques mécaniques). A

¹pour une fréquence de l’ordre de quelques kHz par exemple, la longueur d’onde $\lambda = c_0/f$ sera de l’ordre de la dizaine de cm, à comparer à l’ordre du cm pour les échelles convectives.

l'inverse, l'excitation du vitrage par les relatives petites échelles de la convection (correspondant à des grands nombres d'onde) est peu efficace. Ainsi le rayonnement acoustique interne dépend fortement de l'excitation aux petits nombres d'onde (*cf.* [16]).

En résumé, les fluctuations de pression les plus intenses (aérodynamiques) possèdent également une échelle spatiale caractéristique empêchant un transfert efficace de l'énergie aérodynamique au travers du vitrage, alors que les fluctuations aéroacoustiques, pourtant plus à même d'être transmises par ce vitrage du fait de leur grande échelle spatiale caractéristique, sont nettement moins intenses (un calcul de DeJong *et al.* [30] confirme un écart de pression entre les deux contributions de l'ordre de 30 dB). Sans la connaissance de chacune des deux contributions, la prédiction du rayonnement acoustique et donc du niveau de bruit intérieur devient très hasardeuse. Il est donc nécessaire de réaliser la séparation de ces deux contributions, aérodynamique d'une part et aéroacoustique d'autre part.

I.1.2 Phénoménologie de l'écoulement du montant de baie

L'écoulement de montant de baie est un écoulement décollé–recollé. Le décollement de la couche limite qui s'est développée sur le pare-brise s'opère au niveau du montant de baie, pour se recoller sur la vitre latérale comme le montre la figure I.1 tirée de [49] et [4]. Se forment un tourbillon conique de grande taille et un second tourbillon en amont du premier et contrarotatif. La présence de ces deux tourbillons dénote un écoulement fortement perturbé en aval de ce montant de baie.

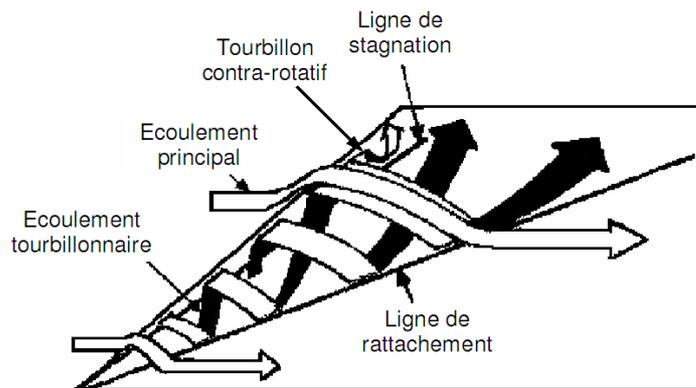


Figure I.1 – Schéma de l'écoulement du montant de baie (d'après Haruna *et al.* 1990 [49] et Arguillat [4]).

Des lignes remarquables sont à noter : tout d'abord la ligne de recollement (ou de rattachement) séparant la zone de tourbillon de la zone dite "recollée", puis la ligne plus amont dite de stagnation démarquant les deux tourbillons. Ces lignes permettront de visualiser les zones de fortes fluctuations de pression. Précisons enfin que de nombreuses études expérimentales en soufflerie sur véhicules réels ou maquettes (dont celle de Haruna *et al.* [49]) ont permis de confirmer ce fort niveau de pression dans la zone tourbillonnaire par rapport à celui de la zone recollée (de 15 à 20 dB SPL selon la fréquence). Ce niveau de pression semble correspondre majoritairement aux fluctuations de pression pariétale de type aérodynamique évoquées précédemment, et au sein desquelles seraient "noyées" les fluctuations aéroacoustiques.

I.2 Phénoménologie des écoulements académiques étudiés

Notre étude utilise principalement un écoulement de Couche Limite, plus particulièrement de Couche Limite Turbulente (notée CLT dans la suite de notre exposé), puis dans un second temps un écoulement décollé–recollé (que nous appellerons plus simplement écoulement décollé dans la suite de ce mémoire) derrière une marche montante. Cette section a donc pour but de rappeler les principales caractéristiques de la CLT ainsi que les terminologies utilisées pour caractériser de tels écoulements.

I.2.1 Description de la Couche Limite Turbulente

Nous ne ferons pas ici une revue exhaustive des études sur la CLT, le but de cette section étant de donner les éléments nécessaires à l’explication de certains résultats.

La couche limite est la zone de l’écoulement qui se développe sur une plaque/paroi sensiblement plane (c’est-à-dire, ne présentant pas d’obstacle ou d’angle propice à perturber l’écoulement), lorsque, en raison des effets de viscosité et de frottement, la vitesse du fluide tend à s’annuler en paroi. Selon la présence ou non de structures tourbillonnaires, cette couche limite est dite “laminaire” ou “turbulente”. Cette dernière succède à la première lors de l’écoulement le long d’une paroi, ce qui est appelé transition. Bien souvent, cette couche limite turbulente étant plus stable (c’est-à-dire que contrairement à la couche limite laminaire, elle a tendance à ne pas se décoller de la paroi), elle est recherchée (par exemple, sur les ailes d’avion où il est nécessaire de ne pas avoir de décollement), et la transition est alors déclenchée le plus tôt possible.

Pour caractériser *simplement* la couche limite, des grandeurs dites “cinématiques” sont utilisées, grandeurs que nous utilisons par la suite. Il s’agit notamment de ([26, §5.4. p 196]) :

$$\begin{array}{ll}
 \delta & : \text{ épaisseur de la couche limite (en m)} & \delta \text{ définie par } U(\delta) = 0,99 U_e, \\
 \delta_1 & : \text{ épaisseur de déplacement (en m)} & \delta_1 = \int_0^\delta \left(1 - \frac{U(z)}{U_e}\right) dz, \\
 \theta & : \text{ épaisseur de quantité de mouvement (en m)} & \theta = \int_0^\delta \frac{U(z)}{U_e} \left(1 - \frac{U(z)}{U_e}\right) dz, \\
 \delta_3 & : \text{ épaisseur d’énergie cinétique (en m)} & \delta_3 = \int_0^\delta \frac{U(z)}{U_e} \left(1 - \left(\frac{U(z)}{U_e}\right)^2\right) dz, \\
 \left. \begin{array}{l} H \\ H_{32} \end{array} \right\} & \text{ paramètres de formes} & \left. \begin{array}{l} H = \frac{\delta_1}{\theta}, \\ H_{32} = \frac{\delta_3}{\theta}. \end{array} \right.
 \end{array}$$

où U_e est la vitesse extérieure (vitesse *loin* de la paroi, dite parfois “vitesse à l’infini” et notée également U_∞) et (Oz) est orienté normalement à la paroi. Ainsi, en observant les profils de vitesse moyenne longitudinale caractéristiques de chacun des deux écoulements (*cf.* figure I.2 (a), tirée de [103]), l’épaisseur de la couche limite laminaire apparaît nettement plus petite que celle de la couche limite turbulente. Il faut cependant noter que, succédant à la couche limite laminaire, la couche limite turbulente est nécessairement plus épaisse que celle-ci.

L’épaisseur de couche limite δ étant ainsi définie, il est possible de suivre (*cf.* figure I.2 (b)) l’évolution des épaisseurs δ de couches limites laminaire et turbulente en fonction de x ((Ox) étant défini dans le sens de l’écoulement), dont les expressions sont respectivement ([103, Eq. (2.1a), (7.35) et (21.8) pp 26, 140 et 638]) :

$$\delta_{Lam}(x) \approx 5 \sqrt{\frac{\nu x}{U_\infty}} \quad \text{et} \quad \delta_{Turb}(x) = 0,37 x \left(\frac{U_\infty x}{\nu}\right)^{-1/5}, \quad (I.1)$$

où ν est la viscosité cinématique du fluide (en $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$).

Toutes les grandeurs précédemment définies sont des grandeurs dites statistiques. Elles permettent de décrire l’écoulement d’un point de vue global, externe. Intéressons nous maintenant aux

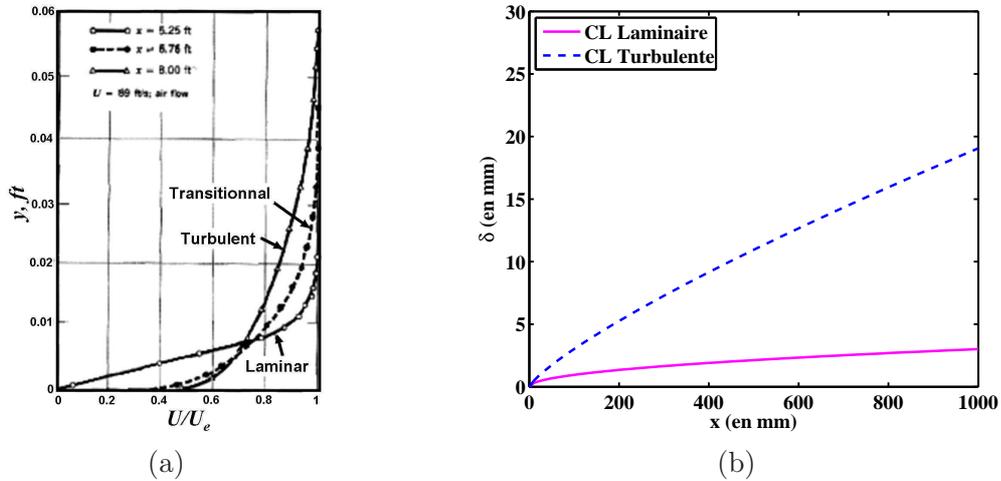


Figure I.2 – Profils caractéristiques de vitesse moyenne longitudinale U (a) pour $U_\infty \simeq 27 \text{ m.s}^{-1}$ (d’après Schlichting [103]) et évolutions théoriques de l’épaisseur de couche limite δ selon (Ox) (b) pour les couches limites laminaire et turbulente à $U_\infty = 40 \text{ m.s}^{-1}$.

événements qui prennent place dans cette couche limite turbulente, et notamment les structures turbulentes qui s’y manifestent. Celles-ci sont définies par Schraub et Kline [104] comme la persistance dans un écoulement d’un motif au sein duquel les vitesses turbulentes sont corrélées. Tout d’abord, des phénomènes d’“éclatement” (ou *burst*) peuvent être décrits dans la *sous-couche visqueuse* (une des régions en lesquelles la CLT peut être subdivisée) : de longs filets fluides allongés dans le sens de l’écoulement, les *streaks*, sont observés (Willmarth 1974-75 [114, 115], Kline *et al.* 1967 [64], ...). Ces filets, caractérisés par une vorticité longitudinale en proche paroi, et crées par une couche de cisaillement² instable, subissent successivement un soulèvement, des oscillations induites par la couche de cisaillement, puis un éclatement et enfin une éjection. Cette éjection est à l’origine d’interactions entre le fluide lent en proche paroi et les différentes couches de cisaillement, créant à leur tour une zone fortement turbulente qui s’étend dans toutes les directions. Après l’éclatement et l’éjection, un phénomène dit de “balayage” (*sweep*) se produit par le remplacement du fluide éjecté par le fluide rapide.

Pour conclure sur la description de la couche limite turbulente, précisons que des modèles conceptuels simplifiés permettent d’en interpréter ses structures turbulentes. Hinze [51] (*cf.* figure I.3) propose un modèle où un enroulement se soulève légèrement (par instabilité) et se trouve étiré par des écoulements plus rapides dans les couches supérieures, formant ainsi une boucle tourbillonnaire. Celle-ci à son tour soulève des poches de fluide lent de la zone de proche paroi vers les zones supérieures plus rapides. Cela induit une couche de cisaillement très instable qui donne naissance par éclatement à la zone fortement turbulente précédemment citée.

Les modèles, tel que celui de Acarlar et Smith (*cf.* [1] et figure I.4), s’accordent sur l’existence de ces tourbillons en épingle à cheveux (ou *hairpin*) qui s’élèvent et forment par éclatement la zone tourbillonnaire. Les branches de part et d’autre de cette “tête d’épingle” s’étirent longitudinalement,

²c’est la couche produite par des fluides s’écoulant parallèlement avec des vitesses différentes.

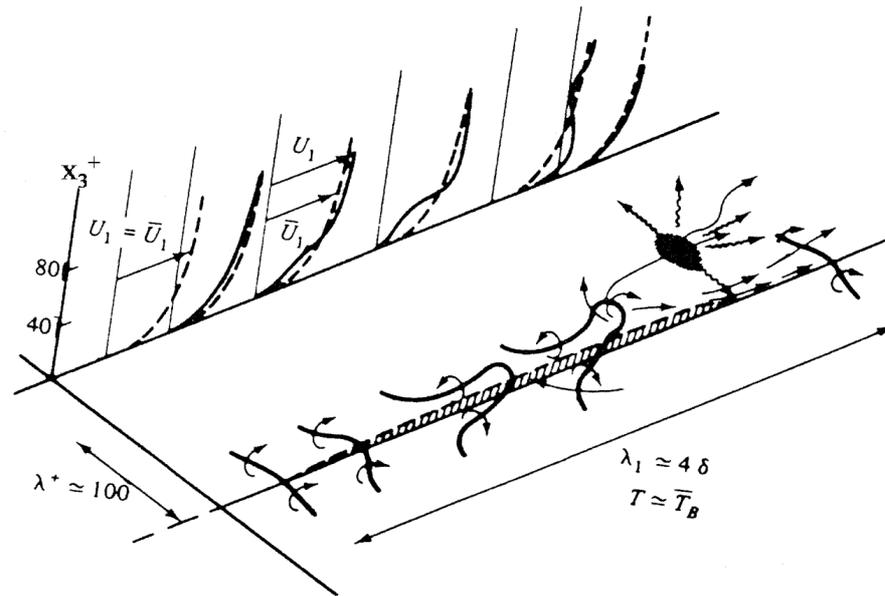


Figure I.3 – Schéma du processus d'éjection en proche paroi dans la couche limite turbulente (d'après Hinze 1975 [51]).

participant à la formation des *streaks* et soulevant et éjectant hors de la couche limite les poches de fluide lent qui sont balayées par les couches supérieures de fluide plus rapides.

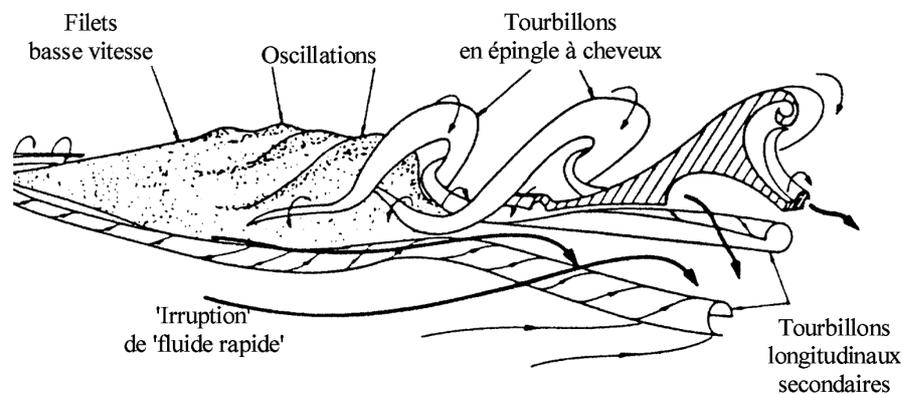


Figure I.4 – Phénoménologie des tourbillons en épingle à cheveux (ou *hairpin*) participant à la formation des filets longitudinaux (ou *streaks*, d'après Acular & Smith 1987 [1]).

Ces phénomènes que nous venons de décrire sont répartis spatialement de manière sensiblement homogène. Ces structures turbulentes sont susceptibles d'être considérées comme des sources acoustiques dipolaires, voire quadripolaires [96]. Une répartition spatiale homogène et aléatoire de ces sources signifie la production d'un champ acoustique de type champ diffus, où les contributions acoustiques proviennent de et se propagent dans toutes les directions. C'est donc ce modèle de champ acoustique diffus qui est retenu comme la composante acoustique produite par une couche limite turbulente.

Il est à noter qu'une autre *partie* de la couche limite est susceptible de rayonner acoustiquement. Il s'agit de la transition qui mène de la couche limite laminaire à la couche limite turbulente. Cette

transition et le bruit rayonné ont notamment été étudiés par Lauchle [70, 71] qui utilise l’analogie de Lighthill [77, 78] pour prévoir les dipôles, quadripôles et octopôles acoustiques générés. Après calculs, l’efficacité de rayonnement pour la transition est 20 % moindre que pour une couche limite turbulente pleinement développée, configuration que nous étudions ici.

I.2.2 Modélisation des interspectres des contributions turbulente et acoustique

Grâce aux nombreuses études réalisées sur les champs de pression pariétale (sous une couche limite turbulente entre autres), les moments statistiques de premier et second ordres ont été particulièrement bien détaillés. Notamment, ce second ordre statistique fait référence à la fonction d’intercorrélation (dans le domaine temporel) ou à l’interspectre (transformée de Fourier de la fonction d’intercorrélation) dans le domaine fréquentiel. C’est sous ces formes d’intercorrélation [32, 81] ou d’interspectre [7] que l’on retrouve la plupart des démarches de modélisation du champ de pression. L’une d’elles est particulièrement reconnue par les premiers expérimentateurs, celle de l’interspectre introduite par Corcos en 1963 [25] et que nous détaillons juste après avoir rappelé quelques notions sur la stationnarité.

Notion de stationnarité

Comme nous allons le voir ci-dessous, Corcos, lors de l’établissement du modèle, considère un écoulement “statistiquement stationnaire et homogène”. Par ailleurs, comme précisé ci-dessus, l’interspectre est la transformée de Fourier de la fonction d’intercorrélation spatio-temporelle (\vec{x} étant la variable d’espace et t la variable temporelle) C_{xy} définie (dans le cadre de mesures de pression p) par :

$$C_{xy}(\vec{x}, \vec{x} + \vec{r}, t, t + \tau) = E[p(\vec{x}, t)p^*(\vec{x} + \vec{r}, t + \tau)] \quad \text{avec } \vec{y} = \vec{x} + \vec{r}, \quad (\text{I.2})$$

où $E[\cdot]$ est l’opérateur *moyenne d’ensemble* et $*$ l’opérateur *complexe conjugué* (dans notre cas de la pression pariétale cependant, cet opérateur n’a pas lieu d’être, le signal étant réel). La stationnarité est liée à des conditions nécessaires sur la fonction d’intercorrélation. Si

$$C_{xy}(\vec{x}, \vec{x} + \vec{r}, t, t + \tau) = C_{xy}(\vec{x}, \vec{x} + \vec{r}, \tau), \quad (\text{I.3})$$

la stationnarité est dite temporelle, la fonction d’intercorrélation ne dépendant plus de la variable t . Si par contre

$$C_{xy}(\vec{x}, \vec{x} + \vec{r}, t, t + \tau) = C_{xy}(\vec{r}, t, t + \tau), \quad (\text{I.4})$$

la stationnarité est dite spatiale, la fonction d’intercorrélation ne dépendant cette fois plus de la variable \vec{x} . Par simplicité de langage, le terme “stationnarité” est généralement utilisé pour qualifier la stationnarité temporelle tandis que le terme “homogénéité” désigne la stationnarité spatiale. Ce sont les termes que nous utilisons par la suite dans ce mémoire.

Dans le cas de l’écoulement considéré par Corcos, la stationnarité étant à la fois temporelle et spatiale, la fonction d’intercorrélation ne dépend plus que des variables \vec{r} et τ , soit

$$C_{xy}(\vec{x}, \vec{x} + \vec{r}, t, t + \tau) = C_{xy}(\vec{r}, \tau). \quad (\text{I.5})$$

Modèle de Corcos

Corcos utilise des expériences antérieures (1962, [24, 116]) concernant donc des écoulements de type couche limite turbulente établie, statistiquement stationnaire et homogène sur une surface

plane et rigide³. D’un point de vue expérimental, cela signifie que la fonction d’intercorrélation correspondante (et donc l’interspectre qui en découle) ne dépend que du vecteur \vec{r} , décalage spatial (ou “interdistance”) entre les deux positions \vec{x} et \vec{y} de mesure, et de τ , décalage temporel entre deux instants t de mesure.

Corcos propose un modèle d’interspectre basé sur plusieurs observations. Parvenant à écrire une forme analytique de l’interspectre pour chacune des directions (longitudinale et transversale, en l’occurrence $S_{pp}(x, y = 0, \omega)$ et $S_{pp}(x = 0, y, \omega)$), il suppose ainsi une décorrélation suivant ces deux directions et propose alors la formule suivante [25] :

$$S_{pp}(x, y, \omega) = S_{pp}(\omega) A\left(\frac{\omega x}{U_c}\right) B\left(\frac{\omega y}{U_c}\right) e^{\frac{i\omega x}{U_c}}, \quad (\text{I.6})$$

où $S_{pp}(\omega)$ est l’autospectre⁴ du champ de pression et U_c la vitesse de convection dans le sens longitudinal. Notons que cette vitesse de convection en paroi est de l’ordre de 70 % de la vitesse dite “à l’infini” ($U_c \simeq 0,7.U_\infty$). Rappelons enfin que les variables x et y correspondent aux dimensions longitudinale et transversale (*cf.* préambule du chapitre II pour les conventions de directions et de sens).

Une forme exponentielle est alors suggérée pour les fonctions A et B de l’équation I.6, menant à la formulation analytique de l’interspectre suivante :

$$S_{pp}(x, y, \omega) = S_{pp}(\omega) e^{-\frac{k_c}{\alpha}|x|} e^{-\frac{k_c}{\beta}|y|} e^{ik_c x}, \quad (\text{I.7})$$

où $S_{pp}(\omega)$ est toujours l’autospectre, $k_c = \omega/U_c$ est le nombre d’onde convectif, et α et β sont les coefficients de cohérence spatiale, respectivement longitudinale et transversale, les fonctions exponentielles décroissantes modélisant la perte de cohérence spatiale dans ces deux directions. Les expériences réalisées par les nombreux expérimentateurs dans les deux décennies qui suivent et menées tant dans l’air que dans l’eau (*cf.* tableau II.1 dans [101]) permettent d’établir un ordre de grandeur pour chacun de ces coefficients, à savoir $\alpha \simeq 8$ à 10 et $\beta \simeq 1$ à 2, 5. Ces deux paramètres sont, avec le nombre convectif k_c (par l’intermédiaire de la vitesse de convection U_c), les “seuls” paramètres à définir (ceci se faisant de manière empirique), faisant du modèle de Corcos un modèle relativement simple à utiliser.

Il est à noter que ce modèle traduit uniquement l’aspect convectif caractéristique du champ de pression. Il se limite donc aux nombres d’onde proches du nombre d’onde convectif k_c et n’est plus assez précis pour les petits nombres d’ondes. Ainsi, de nombreux auteurs se sont intéressés à améliorer le modèle, que ce soit pour ces petits nombres d’ondes ou dans certains domaines de fréquences par exemple. Cependant, chacun de ces modèles se complexifie et nécessite alors l’introduction et la définition de nouveaux paramètres. Nous ne parlerons pas de tous ces auteurs et modèles ici. Évoquons simplement pour illustrer notre propos concernant le nombre de paramètres la modélisation proposé par Chase en 1980 [18] qui s’intéresse au domaine subconvectif et présente six paramètres à identifier expérimentalement. Notons également que ce modèle est amélioré par Chase lui-même en 1987 pour prendre en compte la composante acoustique aux petits nombres d’ondes [19]. Capone et Lauchle [17] insèrent ces modèles de Corcos et de Chase dans des modèles de spectres en vecteur d’onde–fréquence (*cf.* section I.3.3) afin de prédire les spectres de pression pariétale d’une couche limite turbulente sur une plaque plane et rigide. Ces prédictions sont comparées avec des données obtenues dans l’air, l’eau et la glycérine : le modèle de Corcos ne permet effectivement pas de prédire aussi bien ces spectres de pression que le modèle de Chase.

³la rigidité de la plaque signifie que les vibrations éventuelles de la plaque n’agissent pas sur l’écoulement, ou dans le cas extrême, que la plaque ne vibre pas sous l’effet de l’écoulement.

⁴à l’instar de l’interspectre pour l’intercorrélation, l’autospectre est la transformée de Fourier de l’autocorrélation. Les auto- et interspectres sont définis ci-après dans la section III.3.1.

Cherchant surtout dans cette étude à séparer les deux composantes aéroacoustique et aérodynamique, au final expérimentalement, mais dans un premier temps sur des simulations d'interspectres, nous préférons simplifier les modèles et nous arrêter, en ce qui concerne la contribution aérodynamique, sur le modèle de Corcos qui permet de retrouver les caractéristiques de notre couche limite turbulente. Il reste alors à définir un modèle pour simuler le champ aéroacoustique de la couche limite turbulente. C'est le modèle de champ diffus qui est retenu et présenté maintenant.

Modèle de champ diffus

Ayant défini un modèle pour représenter le champ de pression de la convection à partir d'un interspectre, il est nécessaire de faire de même pour représenter le champ de pression de la contribution acoustique. Comme précisé un peu plus haut, le champ acoustique produit par un écoulement de type couche limite turbulente est, en théorie, un champ diffus. Celui-ci est caractérisé par une propagation des ondes acoustiques dans toutes les directions. L'interspectre d'un tel champ est [21] :

$$S_{pp}(r, \omega) = S_{pp}(\omega) \frac{\sin(k_0 r)}{k_0 r}, \quad (\text{I.8})$$

où $k_0 = \omega/c_0$ est le nombre d'onde lié à la propagation acoustique et r est défini par $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. $S_{pp}(\omega)$ est là encore une fonction reflétant le niveau énergétique de l'interspectre.

A partir de ces deux modèles d'interspectres, les méthodes de séparation (telles que le corrélogramme spatial) sont mises en œuvre et testées dans les sections III.3.3 et III.4.2.

I.2.3 Phénoménologie d'un écoulement décollé : la marche montant

L'écoulement de couche limite est, comme précisé plus haut, celui qui se développe sur toute surface plane dépourvue d'aspérité. Cependant, les formes industrielles réelles présentent souvent des géométries provoquant des décollements de couche limite (bords d'attaque d'aile d'avion, formes des carrosseries d'automobiles, fentes et ouvertures, etc.). Celle-ci recolle à la surface après une certaine distance. L'écoulement est alors dit décollé-recollé, ou plus simplement ici décollé (ou détaché). Le décollé est favorisé par un gradient adverse (c'est-à-dire une augmentation de la pression dans le sens de l'écoulement) : il se produit un ralentissement dans la partie externe de l'écoulement, induisant une diminution de la quantité de mouvement notamment en proche paroi. La position où la vitesse des particules s'annule est le point de décollé (c'est par ailleurs le bord de la marche). En aval de ce point, la vitesse est dirigée vers l'amont. L'écoulement décollé à partir de ce point est instable et une couche de cisaillement se forme entre la partie de l'écoulement ayant toujours une vitesse positive (dirigée vers l'aval) et le fluide entraîné vers l'amont. Plus en aval, l'écoulement recolle (éventuellement) formant ainsi dans l'intervalle entre la ligne de décollé et celle de recollement une bulle de recirculation. Cette distance entre les lignes de décollé et de recollement, appelée longueur de recollement x_R , est un sujet d'étude et de prédiction de bon nombre d'auteurs (*cf.* notamment la référence [33], qui précise la dépendance de cette grandeur aux caractéristiques de l'écoulement).

La figure I.5 tirée de la référence [69] montre les lignes de courant⁵ mettant en évidence les deux bulles de recirculation se formant sur des marches montantes droites de différentes hauteurs h de 30 (a), 40 (b) et 50 mm (c) pour une vitesse longitudinale amont de 20 m.s^{-1} . Les axes sont normalisés par la hauteur h .

⁵ces visualisations sont issues de mesures PIV expérimentales (*cf.* section II.3.3 pour une description succincte d'un système PIV).

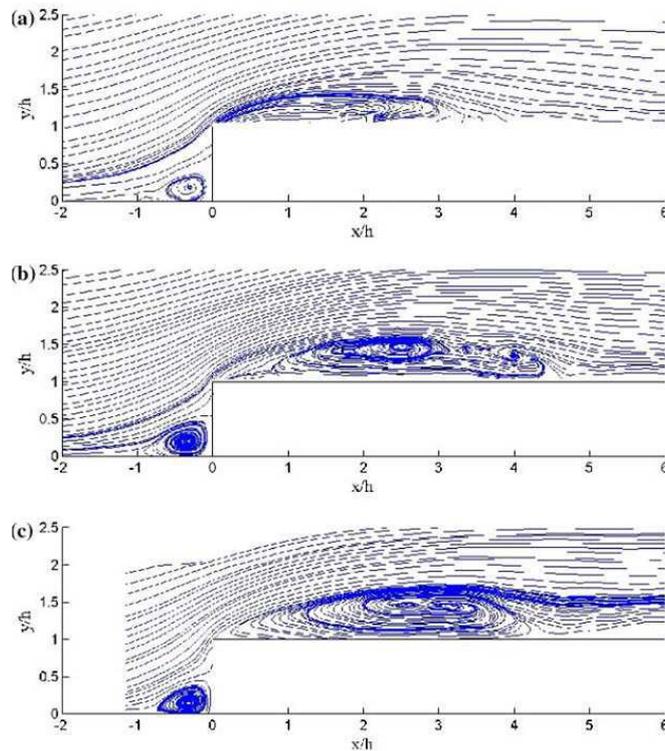


Figure I.5 – Lignes de courant⁵ mettant en évidence les bulles de recirculation sur des marches montantes de hauteur $h = 30$ (a), 40 (b) et 50 mm (c) (d’après Largeau *et al.* 2007 [69]).

La première bulle se forme au pied de la marche. La seconde s’étend de l’extrémité de la marche jusqu’à la ligne de recollement, soit sur une distance x_R , celle-ci variant de 4 à $5h$. Dans cette zone de recirculation, la vitesse de l’écoulement en paroi n’est plus de l’ordre de $0,7.U_\infty$ comme pour la couche limite, mais tombe à une valeur proche de $0,2$ à $0,3.U_\infty$. De même, après recollement, la vitesse longitudinale en proche paroi reste relativement plus faible que ne le serait celle d’une couche limite, et son profil reste caractéristique d’un écoulement recollé sur une très longue distance après la ligne de recollement (par exemple, plus de $72h$ selon [35]).

Concernant la longueur de recollement x_R , ajoutons que si la marche n’est plus droite mais inclinée, comme cela sera le cas pour une de nos configurations de marche montante, et comme indiqué par Hoarau [52], x_R diminue fortement. Ainsi, pour Hoarau, avec une inclinaison par rapport à la normale de 60° , $x_R = 0,5h$. Dans notre cas expérimental, l’inclinaison étant de 30° , il est possible de prévoir⁶ une valeur de x_R comprise entre $0,5h$ et $4h$.

D’après les références [35] et [89], la région de recollement est propice aux fluctuations de pression pariétale les plus importantes. Par ailleurs, que ce soit en zone de recirculation (donc en zone décollée) ou en zone recollée mais proche de la ligne de recollement, le spectre possède une forte composante basse fréquence pour un intervalle de fréquences normalisées $f\delta_1/U_\infty$ (δ_1 étant l’épaisseur de déplacement) compris entre $0,0025$ et $0,1$, alors que les hautes fréquences sont très atténuées dans cette zone décollée. Dans notre cas où $\delta_1 \simeq 2$ mm (*cf.* section IV.1) et $U_\infty = 40$ m.s⁻¹,

⁶bien entendu, cette comparaison n’est possible que pour une configuration et un nombre de Reynolds R_e similaires, ce qui est le cas de notre configuration vis-à-vis de [68] et [52].

l'intervalle de basses fréquences correspond à une plage de fréquences allant de 50 Hz à 2 kHz, et nous pourrions vérifier le comportement du spectre en section V.2.1.

Enfin, un petit nombre d'études (notamment Leclercq *et al.* [74] et Largeau *et al.* [68, 69]) menées sur le rayonnement acoustique d'un écoulement sur une marche révèle d'une part que le rayonnement est diffracté vers l'amont de la marche et d'autre part que les sources acoustiques les plus efficaces sont localisées dans l'écoulement et non en proche paroi. Ceci laisse donc présager qu'il serait difficile, même avec un écoulement décollé, de visualiser une signature acoustique grâce aux pressions pariétales.

I.3 Revue des approches de séparation

Cette section aborde le problème de la séparation des deux contributions et passe en revue quelques unes des techniques expérimentées. Tout d'abord, les moyens expérimentaux mis en œuvre pour effectuer cette séparation et les problèmes rencontrés sont abordés. Puis un aperçu de l'utilisation de réseaux de capteurs et du filtrage spatial, puis de la représentation en nombre d'onde–fréquence notamment par la méthode du corrélogramme spatial sont successivement présentés. Enfin, d'autres méthodes de séparation non-retenues pour cette étude sont évoquées ainsi que les raisons de leur rejet.

I.3.1 Problématique de la séparation

Afin d'effectuer la séparation notamment des contributions aéroacoustique et aérodynamique, des mesures sur véhicule sont très souvent réalisées. Citons notamment Arguillat *et al.* [5, 6, 4] qui utilise aussi bien un véhicule réel ou une maquette dite *Greenhouse*⁷. Les avantages sont évidents : le fait d'avoir un objet à l'échelle 1:1 permet d'avoir des comportements de l'écoulement et des paramètres réalistes, tels les taux de turbulence. La couche limite qui se développe sur les surfaces du véhicule sont réellement développées. Cependant, toujours dans notre hypothèse d'étude de séparation des contributions aéroacoustique et aérodynamique, il devient plus difficile de se prémunir des risques de pollution par le bruit sur des véhicules à taille réelle. Seules quelques souffleries peuvent revendiquer cette possibilité de mesures anéchoïques (citons notamment S2A à SAINT CYR-L'ÉCOLE où les études de Arguillat *et al.* et les nôtres sur véhicule réel ont été réalisées).

Lorsque de telles souffleries ne sont pas disponibles, il est naturel de se tourner vers des maquettes pour mesurer les fluctuations de pressions pariétales. Manoha [86] réalise ainsi des mesures sur une maquette ogivocylindrique, Leclercq [73] ou Bonamy [14] utilisent des profils NACA et Hoarau [52] fabrique un "MOPET^{3D}"⁸ afin d'étudier entre autres les tourbillons de montants latéraux. La bonne définition géométrique qui caractérise généralement ces maquettes (notamment pour les bords d'attaques, les bords de fuites, etc.) permet une bonne localisation de la transition⁹ de la couche limite et les prévisions sont d'autant plus réalisables par les calculs. De plus, par sa taille nécessairement réduite (par rapport à un véhicule d'échelle 1:1), une maquette pourra être positionnée avantageusement en milieu de veine où les conditions d'écoulement sont optimales et plus réalistes (ceci n'est pas toujours possible avec un véhicule réel où, afin de reproduire les conditions

⁷maquette représentant l'ensemble des surfaces vitrées et le toit d'un véhicule.

⁸pour MOdèle Pour l'Etude des Tourbillons tridimensionnels.

⁹*cf.* section I.2.1 pour la définition de la transition d'une couche limite.

d'écoulement pour une voiture en roulement par exemple, il est nécessaire de faire “défiler le sol” sous le véhicule). Cependant, le choix de ces maquettes est soumis à la nécessité d'utiliser un support, ce qui peut engendrer des bruits supplémentaires ainsi que des vibrations dont il faut tenir compte. Par ailleurs, de par sa dimension nécessairement plus réduite, la maquette pourra être plus difficile à instrumenter.

Une autre option d'étude réside alors en la mesure sur des surfaces plus académiques telles que les plaques planes ou les marches (montantes et/ou descendantes). Pour la couche limite turbulente par exemple, une expérimentation dans l'air ou sous l'eau est équivalente (d'un point de vue aérodynamique bien entendu, la différence avec la célérité des ondes acoustiques étant beaucoup plus importante dans le cas de l'eau que de celui de l'air). Sherman *et al.* [106] réalise ainsi des mesures sur une plaque plane sous l'eau. Mais des expérimentations dans l'air à faible vitesse sont possibles pour obtenir entre-autre :

1. une couche limite plus épaisse,
2. une limitation du couplage fluide structure.

La recherche des contributions acoustiques étant de mise dans ces expériences, il est nécessaire là encore de réduire le bruit de fond en expérimentant dans une soufflerie anéchoïque. Dans ce but, des mesures en soufflerie de couches limites sur parois (plane ou cylindrique) ont notamment été réalisées par Blake et Chase [13], Farabee et Geib [36], Ibars [59], Arguillat [4]. Par rapport aux maquettes aux géométries plus complexes, l'instrumentation est cette fois facilitée (ce qui ne veut pas dire qu'elle est simple à mettre en œuvre...) par la simplicité de la géométrie et il est possible d'obtenir des épaisseurs de couche limite beaucoup plus importantes (permettant d'accentuer les effets à observer). Cependant, il est alors moins évident de maîtriser les caractéristiques de la couche limite telles la transition ou le gradient de pression. Nous choisissons tout de même d'utiliser ce type d'écoulement dans notre étude en raison de la simplicité d'instrumentation et de la dimension de la veine d'étude de notre soufflerie.

Connaissant maintenant les problèmes rencontrés pour la mesure de pressions pariétales fluctuantes en vue d'une séparation des contributions aéroacoustique et aérodynamique, nous nous intéressons maintenant aux moyens de mesures et de séparation à proprement parler, en commençant par les réseaux de capteurs et le filtrage spatial.

I.3.2 Réseaux de capteurs de pression pariétale et Filtrage Spatial

Sauf cas particulier comme la méthode RIFF (Résolution Inverse Filtrée Fenêtrée) permettant de l'estimer à partir de multiples mesures de déplacement de la plaque [93, 94, 95], la pression se mesure avec des microphones. Deux types de mesures de pression sont réalisés : la mesure de ce qui est appelé le “champ acoustique lointain” grâce à des microphones ambiants, et la mesure de pression pariétale, c'est-à-dire de la pression en paroi. Pour cette dernière catégorie de mesure, qu'il n'y en ait qu'un seul ou plusieurs en réseau, les microphones peuvent être montés différemment. Sont recensés :

- le montage dit “en affleurement” (ou *flush-mounted*), où la surface sensible du microphone est positionnée à niveau avec la paroi,
- le montage déporté de type *pinhole* (ou trou d'épingle), où le microphone est positionné dans une petite cavité mise en relation avec la paroi par un tube très fin (typiquement de diamètre inférieur au mm) [73, 92].

Ces types de montages sont abordés plus en détail à la section II.4.2. Nous nous intéressons ici à la manière dont ces capteurs sont utilisés pour mesurer et/ou filtrer les signaux de pression.

Ainsi, si l'on considère un unique capteur de type *pinhole*, la seule information obtenue est un signal de pression, spatialement ponctuel, qui intégrera tous les phénomènes de fluctuation de pression. L'unique moyen de réaliser une quelconque séparation réside alors par une étude des propriétés temporelles (et/ou fréquentielles) ou statistiques de chaque composante à séparer. Si ces composantes possèdent des caractéristiques identiques (plages de fréquences se recouvrant, mêmes statistiques, etc.), la séparation n'est pas réalisable.

En revanche, si cet unique capteur est monté en affleurement, sa surface sensible réalise un filtrage spatial du signal. En effet, toutes les fluctuations de pression de longueur d'onde inférieure aux dimensions de cette surface sensible auront une contribution globale nulle sur celle-ci. Ainsi les microphones en affleurement réalisent un filtrage (une atténuation) des petites longueurs d'onde λ , c'est-à-dire des grands nombres d'onde $k = 2\pi/\lambda$. Or, comme il a été rappelé à la section I.1.1, pour une fréquence donnée, la longueur d'onde caractéristique de la contribution aéroacoustique est environ 10 fois supérieure à celle de la contribution aérodynamique. Donc, selon sa taille, un microphone monté en affleurement filtre (c'est-à-dire supprime) une partie des données turbulentes pour conserver majoritairement les données acoustiques. Des auteurs tels que Blake et Chase [13], Jameson [61], Farabee et Geib [36] utilisent ce type de filtrage spatial dans leur étude. Ibars [59] récapitule les niveaux de spectres enregistrés par ces auteurs. Il constate notamment leur grande disparité. Plus récemment, Golliard [47] détaille la fonction de réponse en nombre d'onde de la surface sensible d'un microphone de type *B&K*. De même, Tkachenko [110] étudie la réponse de transducteurs à section rectangulaire et considère que les résultats sont plus exacts avec ceux-ci qu'avec une classique section circulaire.

Ainsi, si la surface sensible du capteur permet de filtrer spatialement un signal de pression dont les diverses contributions ont des fréquences spatiales (les nombres d'ondes k) caractéristiques bien différentes, l'idée d'utiliser un réseau de capteurs régulièrement espacés pour réaliser des filtrages spatiaux s'en déduit. Maidanik et Jorgensen en 1967 et 1968 [82, 83, 84] sont les premiers à décrire le fonctionnement de tels réseaux. A l'époque, les moyens d'acquisition des données de pression ne permettent pas l'enregistrement simultané d'un grand nombre de capteurs. Aussi le filtrage est réalisé directement par sommation par alternance de phase en pondérant électroniquement le signal de chacun des capteurs pour ne récupérer qu'un seul signal temporel de pression.

Blake en 1971 [13] est l'un des premiers à réaliser le filtrage spatial par sommation par alternance de phase. S'en suivent de nombreuses études sur les réponses en nombre d'onde de ces divers motifs de filtrage, telles que celle de Bally *et al.* en 1990 [8], utilisant un réseau de six microphones *B&K* de 2 cm de diamètre et espacés de près de 26 mm, où plus récemment celle de Golliard en 2002 [47] qui utilise quatre microphones *B&K* montés en affleurement afin de filtrer les deux types de fluctuations en sommant soit en phase soit en opposition de phase les signaux enregistrés (comme précisé plus haut, Golliard tient également compte du filtrage par la surface sensible de ces microphones). Très récemment encore, Kudashev (en 2007) [67] réalise des travaux sur la sensibilité de ces réseaux de microphones pour le filtrage spatial.

Il est à noter cependant que la plupart de ces travaux ne cherchent pas à étudier les deux types de contributions. En effet, dans leurs mesures de 1990, Bally *et al.* cherchent à n'étudier que la composante aérodynamique, et le principe de filtrage n'a pour but que de supprimer la contribution acoustique (les petites nombres d'onde). De même, dans ses mesures de pression pariétale fluctuante de 2004 (avec vibrations induites par l'écoulement), Kudashev [66] tente là encore de supprimer la composante acoustique en éliminant les petits nombres d'onde acoustiques grâce à des capteurs particuliers.

De nos jours, les progrès techniques réalisés permettent l'enregistrement simultané et le stockage de plusieurs dizaines de voies de pression de manière courante. Ainsi, les réseaux de capteurs sont toujours utilisés mais d'autres méthodes permettent leur exploitation de manière différente. La représentation nombre d'onde–fréquence qui est abordée ci-dessous en est une.

I.3.3 Représentation en nombre d'onde–fréquence et méthode du corrélogramme spatial

Grâce à des acquisitions simultanées sur un ensemble de points de signaux de pressions pariétales, il est possible de s'intéresser aux corrélations des signaux entre eux. La représentation en nombre d'onde–fréquence (\vec{k}, f) découle de cette étude de la fonction de corrélation dans l'espace spatio-temporel (\vec{r}, t) : il s'agit du spectre en nombre d'onde–fréquence $\Phi(\vec{k}, f)$. Howe [54, § 3.4] en donne la définition pour une surface localement plane, et où les fluctuations sont stationnaires (en temps), comme étant la transformée de Fourier de la fonction de corrélation spatio-temporelle de la pression pariétale, c'est-à-dire :

$$\Phi(\vec{k}, f) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} C(r_x, r_y, \tau) e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{r} - 2\pi f \tau)} dr_x dr_y d\tau, \quad (\text{I.9})$$

où \vec{k} est le vecteur nombre d'onde et r_x et r_y sont les composantes du vecteur \vec{r} (r_z valant 0 puisque considérant des pressions pariétales). Pour la fonction d'intercorrélation $C(r_x, r_y, \tau)$, la définition vue à l'équation I.2 est ici généralisée à deux dimensions (la troisième étant toujours nulle) :

$$C(r_x, r_y, \tau) = E[p(x, y, t)p(x + r_x, y + r_y, t + \tau)], \quad (\text{I.10})$$

A partir de ce calcul, Howe présente le spectre en nombre d'onde–fréquence caractéristique d'une couche limite turbulente à faible nombre de Mach et pour une fréquence donnée (*cf.* figure I.6).

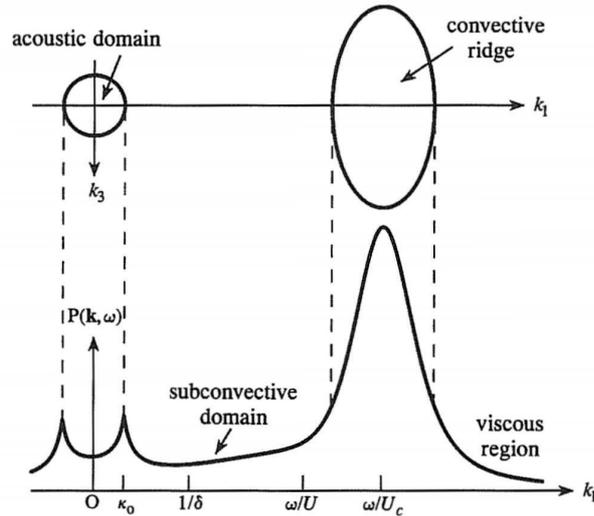


Figure I.6 – Spectre en nombre d'onde–fréquence de pression pariétale d'une couche limite turbulente à faible nombre de Mach à une fréquence donnée (d'après Howe 1998 [54]). Le pic convectif et le domaine acoustique sont clairement identifiables.

Nous ne détaillons pas ici l'obtention de cette représentation (\vec{k}, f) , ceci étant abordé dans le chapitre III. Cependant, plusieurs méthodes existent. Manoha en 1993 [86] détaille notamment ces diverses méthodes de calcul du spectre en nombre d'onde–fréquence $\Phi(\vec{k}, f)$ (en regard des capacités

logistiques de l'époque), notamment celles de périodogramme spatial et corrélogramme spatial. C'est cette dernière que nous choisissons d'utiliser, en regard des acquisitions réalisées, et qui est détaillée en section III.4.

Cette représentation en nombre d'onde–fréquence par le calcul du spectre en nombre d'onde–fréquence des pressions pariétales, bien que n'étant pas la seule méthode à le permettre, est utilisée par beaucoup d'auteurs pour réaliser une étude sur les petits nombres d'onde. Citons par exemple Hodgson *et al.* en 1984 [53] qui sont parmi les premiers à présenter une méthode basée sur la *fft*¹⁰ pour réaliser une étude des petits nombres d'onde. Ibars également, en 1990 [59], étudie la contribution des petits nombres d'onde au champ de pression pariétale sous une couche limite turbulente en utilisant diverses méthodes dont cette représentation en nombre d'onde–fréquence. En 1994, Panton et Robert [91] complètent de précédentes études de pression pariétale sous couche limite turbulente par l'utilisation de cette représentation (\vec{k}, f) . Lee et Sung en 2001 [75] procèdent à des calculs d'autospectres, de cohérence et de spectres en nombre d'onde–fréquence, sur des mesures de pression pariétale en aval d'une marche descendante avec un réseau de 32 capteurs en montage *pinhole* de résolution $d = 12,5$ mm dans chaque direction longitudinale et transversale de l'écoulement, et observent grâce à la représentation (\vec{k}, f) deux familles de fluctuations de pression. Enfin, très récemment, Arguillat en 2006 [4] utilise la méthode du corrélogramme spatial pour analyser puis séparer (par une méthode de masquage sur l'espace des nombres d'onde) les contributions aérodynamique et aéroacoustique de divers écoulements (telle la couche limite turbulente, l'écoulement décollé derrière une marche montante et la vitre latérale d'un véhicule). Illy et Ricot en 2008 [60], poursuivant les travaux d'Arguillat, montrent grâce à cette représentation une séparation des contributions acoustique turbulente sur un pare-brise de véhicule, sans pour autant préciser l'origine de la contribution acoustique. Il semble par ailleurs que cette séparation ne soit pas obtenue sur les vitres latérales où l'écoulement serait pourtant le plus acoustiquement énergétique, laissant des interrogations sur l'origine de cette composante acoustique.

Ainsi cette représentation en nombre d'onde–fréquence permet notamment par une méthode de masquage de séparer les deux contributions aérodynamique et aéroacoustique à partir de leurs différences de propriétés spatiales dans le domaine des nombres d'onde. Cette représentation est donc également utilisée dans notre étude.

I.3.4 D'autres méthodes de séparation

D'autres méthodes existent qui permettent la séparation de sources, ou dans notre cas, la séparation des deux contributions. Citons-en deux que nous avons pourtant choisi de ne pas utiliser dans notre étude.

Karhunen-Loeve ou PCA ou POD

La POD (Proper Orthogonal Decomposition, ou PCA Principal Component Analysis, ou méthode de Karhunen-Loeve), introduite en mécanique des fluides par Lumley en 1967 [80], permet la décomposition de signaux à partir de leur propriétés énergétiques. Comme nous l'avons déjà précisé ci-dessus, la contribution aéroacoustique est très faible comparée à celle aérodynamique, de l'ordre de 30 dB inférieure, soit un rapport de près de 1/1 000. Or, typiquement, la POD permet d'obtenir une hiérarchisation des modes dont près de 95 % de l'énergie est regroupée dans les deux ou trois

¹⁰*fft* est l'acronyme de la *Fast Fourier Transform*, algorithme de calcul de la Transformée de Fourier Discrète rapide, abordé dans l'annexe A.2 page 135.

premiers modes. Ainsi, les 5 derniers % sont répartis dans les derniers modes et il n'est alors pas évident de réellement savoir le ou lesquels correspondent à la contribution acoustique.

ICA ou Independent Component Analysis

Cette méthode d'Analyse en Composante Indépendante (ou ICA) [58] est basée sur l'analyse des statistiques d'ordre supérieur des signaux. Elle permet la séparation de signaux par rapport à l'écart de leur distribution statistique à une distribution gaussienne. Ceci est réalisé notamment grâce à l'évaluation du *Kurtosis* (qui mesure l'aplatissement relatif de la distribution statistique par rapport à la distribution normale).

Cette méthode de séparation en aveugle permet donc de séparer les signaux non-gaussiens d'un signal gaussien, d'une part, mais également de séparer les signaux non-gaussiens entre eux (pour peu que leurs *Kurtosis* soient suffisamment différents). Elle nécessite au moins autant d'enregistrements que de sources à séparer.

Cependant, deux inconvénients nous ont fait rejeter son utilisation. D'une part, si la statistique d'un signal de fluctuations aérodynamiques seules peut éventuellement être établie, il n'en est pas de même pour celle des fluctuations aéroacoustiques. L'hypothèse de répartition aléatoire et uniforme des sources acoustiques produisant un champ diffus (*cf.* ci-dessus section I.2.1) pourrait laisser supposer que le champ acoustique sera plus proche d'une distribution gaussienne, mais rien ne permet de le vérifier. Aussi n'a-t-on aucune garantie que la séparation sera possible. Par ailleurs, dans l'éventualité d'une séparation, les signaux obtenus sont blanchis, c'est-à-dire que leurs énergies respectives sont perdues de par le principe même de la méthode de calcul de l'ICA. Or, même si l'évolution temporelle de chacun des signaux est une information intéressante en soi, la proportion énergétique de chacune des contributions est indispensable. Cette recherche de la composante énergétique de chaque composante après séparation fait encore partie des recherches liées à la méthode ICA.

Conclusion

Dans ce chapitre a été posée la double problématique scientifique et industrielle de cette étude. D'une part, la séparation des deux types de contributions aux fluctuations de pression pariétale, les fluctuations aérodynamiques (convectées) et les fluctuations aéroacoustiques (propagées), est un enjeu scientifique de longue date. D'autre part, cette séparation trouve son application industrielle dans la nécessité de connaître le champ de pression chargeant les vitres latérales d'un véhicule afin d'être capable de prévoir le niveau sonore dans l'habitacle automobile dû au bruit de forme.

L'écoulement de montant de baie, d'une part, puis quelques écoulements typiques utilisés pour mettre en œuvre et améliorer cette séparation des contributions aéroacoustique et aérodynamique en paroi d'autre part ont été présentés, ainsi que les modèles utilisés pour réaliser des simulations.

Enfin, un très bref rappel a été fait des diverses méthodes employées pour effectuer cette séparation de composantes, que ce soit à partir des propriétés énergétiques ou statistiques. Le chapitre III proposera de détailler certaines de ces méthodes et abordera une nouvelle méthode basée sur une technique d'analyse du signal très récente, la Décomposition Modale Empirique (EMD).

Le prochain chapitre présente maintenant tous les moyens expérimentaux nécessaires à la création d'une base de données de pression pariétale pour diverses configurations, données sur lesquelles seront appliquées les traitements de signal développés.

Chapitre II

Description des expériences en soufflerie anéchoïque

Sommaire

II.1	Description de la soufflerie EOLE et de la chambre réverbérante ACV	25
II.1.1	Caractéristiques techniques d'EOLE	25
II.1.2	Caractéristiques aérodynamiques d'EOLE	26
II.1.3	Caractéristiques acoustiques d'EOLE	27
II.1.4	Caractéristiques de la chambre réverbérante ACV	28
II.2	Configurations d'écoulement étudiées	29
II.2.1	Configuration plaque plane	29
II.2.2	Configuration marche montante	32
II.2.3	Utilisation d'une source acoustique monopolaire	33
II.3	Systèmes de mesure des vitesses	35
II.3.1	Vélocimétrie par fil chaud	35
II.3.2	Vélocimétrie Laser Doppler (LDV)	36
II.3.3	Vélocimétrie par Image de Particules (PIV)	38
II.4	Système de mesure des pressions fluctuantes	39
II.4.1	Mesure du champ acoustique lointain	39
II.4.2	Mesure de la pression pariétale	39
II.4.3	Correction du déport par les FRF	41
II.4.4	La chaîne d'acquisition	42
	Conclusion	44

Ce chapitre présente les diverses installations et protocoles expérimentaux utilisés dans le cadre de ce travail de thèse. Dans un premier temps, les caractéristiques de la soufflerie utilisée pour les données en écoulement sont présentées, ainsi que celles de la chambre réverbérante. Dans la soufflerie, deux configurations d'écoulement (plaque plane et marche montante) ont été principalement utilisées et seront détaillées dans une deuxième partie. Enfin, les systèmes de mesure de vitesse (fil chaud, Vélocimétrie Laser Doppler (LDV), Vélocimétrie par Image de Particules (PIV)) et de pression fluctuante surtout seront également présentés.

La cohabitation de tous ces moyens de mesure (parfois mis en œuvre simultanément) dans un espace relativement restreint, et la quantité de données à stocker ont ainsi nécessité une longue et minutieuse préparation logistique.

Dans la suite, les conventions suivantes sont adoptées :

Axe	Direction	Dimension
(Ox)	longitudinale (selon l'écoulement)	longueur
(Oy)	transversale	largeur
(Oz)	orthogonale ou normale	épaisseur ou hauteur

De plus, les sens positifs (suivant un repère orthogonal direct) sont :

- pour (Ox) , dans le sens de l'écoulement,
- pour (Oy) , de droite à gauche dans le sens de l'écoulement,
- pour (Oz) , de la plaque vers le haut.

Enfin, sauf indication contraire, l'origine $O(x_0, y_0, z_0)$ de ce repère se situe :

- pour x_0 , en limite du convergent,
- pour y_0 , sur l'axe médian,
- pour z_0 , sur la face supérieure de la plaque.

II.1 Description de la soufflerie EOLE et de la chambre réverbérante ACV

La soufflerie utilisée (EOLE) est celle du Centre d'Études Aérodynamiques et Thermiques (CEAT) localisé à POITIERS. La chambre réverbérante utilisée est située au Centre Technique de VÉLIZY au sein de PSA-PEUGEOT-CITROËN.

II.1.1 Caractéristiques techniques d'EOLE

EOLE est une soufflerie subsonique fonctionnant par aspiration, de type Eiffel (en circuit semi-ouvert) située dans un hall. Elle se décompose (en suivant l'écoulement) en :

- un nid d'abeille à mailles hexagonales de 5 mm (permettant d'établir et d'homogénéiser la turbulence de l'écoulement) par lequel pénètre l'air du hall,
- une chambre de tranquillisation de section $128 \times 128 \text{ cm}^2$,
- un convergent de profil elliptique de rapport de contraction de 8 et dont la section de sortie fait $46 \times 46 \text{ cm}^2$,

- une chambre anéchoïque de $2,80 \times 3,80 \times 3,00 \text{ m}^3$ (les parois sont recouvertes d'une épaisseur de 20 cm de mousse en polypropylène et un caillebotis métallique est posé sur les mousses du sol pour permettre l'accès à la veine),
- un collecteur,
- un tunnel de stabilisation de près de 10 m de long, traité acoustiquement dans le but de limiter la propagation des bruits du groupe moto-ventilateur vers l'amont,
- un groupe moto-ventilateur à 10 pales, d'une puissance de 6,5 kW et d'une vitesse de rotation allant jusqu'à 1 460 tr/mn, expulsant l'air vers le haut dans le hall.

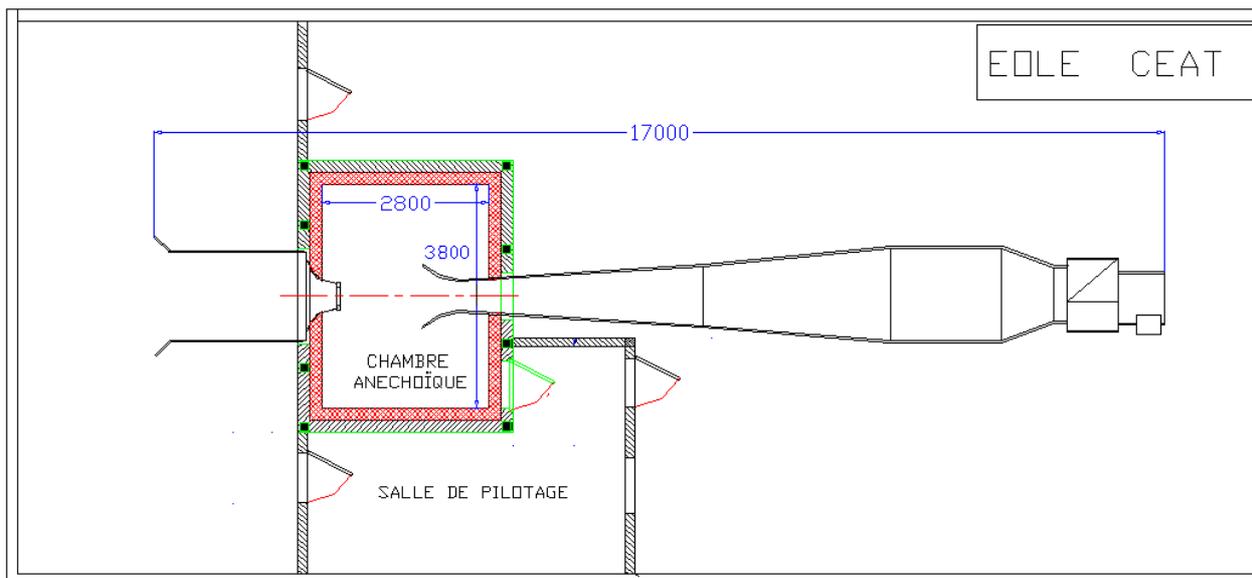


Figure II.1 – Schéma de la soufflerie EOLE. L'écoulement se fait de gauche à droite.

Un schéma de la soufflerie est donné figure II.1. La longueur exploitable de la veine y est visible ; elle est d'environ 1,30 m selon la taille du collecteur que l'on y installe. Il est possible de travailler en veine libre, 3/4 ouverte (cas de la plaque plane par exemple), semi-guidée ou guidée.

Par ailleurs, un système de déplacement à trois axes (Charly Robot) équipe la chambre anéchoïque. Trois chariots motorisés (moteurs pas-à-pas de 400 pas/tr et 1/2 pas de précision) sont asservis par un boîtier de commande numérique CN300 et assurent le déplacement suivant chacun des trois axes. Les sondes fil chaud, le système LDV et le système PIV sont ainsi positionnés avec une précision supérieure au $1/10^e$ de mm par ce système de déplacement.

II.1.2 Caractéristiques aérodynamiques d'EOLE

La soufflerie peut fournir des vitesses d'écoulement allant de 15 à 60 m.s^{-1} , mais cette vitesse n'est réellement stable qu'entre 20 et 50 m.s^{-1} . Nos différentes études se feront à 20 , 30 et 40 m.s^{-1} (de 72 à 144 km.h^{-1} , vitesses courantes pour les applications automobiles).

Des mesures de profils de vitesses au fil chaud et LDV (ces systèmes sont présentés aux sections II.3.1 et II.3.2) sont réalisées pour obtenir les caractéristiques de l'écoulement sur une plaque plane, notamment les profils de vitesses et les taux de turbulence. La figure II.2 montre trois profils de vitesse horizontale moyenne U selon trois positions x et leurs taux de turbulence respectifs. Quelle que soit la position x , ces taux restent tous de l'ordre de 1 % en milieu de veine (selon z).

Il est de plus possible de constater sur ces profils de vitesse U que la soufflerie produit un écoulement de type couche limite tout à fait acceptable, avec une évolution en fonction de x en

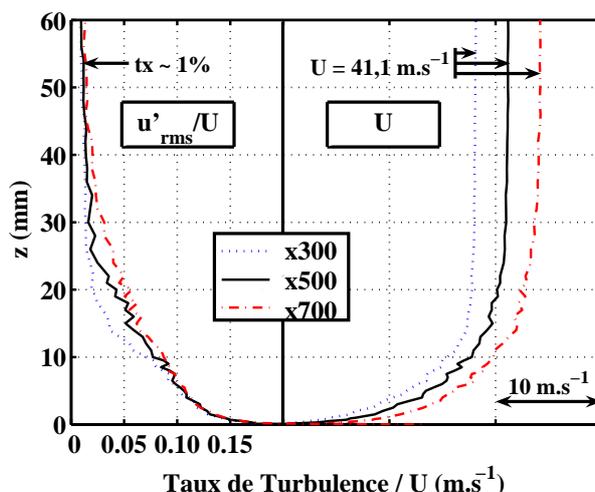


Figure II.2 – Profils de vitesse U (à droite) et taux de turbulence u'_{rms}/U associés (à gauche) pour trois positions x (à 300, 500, 700 mm du convergent). La partie gauche présente les trois taux de turbulence, la partie droite, les profils de vitesse moyenne U , décalés pour plus de lisibilité.

accord avec celle d'une couche limite, mais ceci sera abordé plus en détail dans la section IV.1. Pour d'autres caractéristiques aérodynamiques de la soufflerie (comme la symétrie de l'écoulement, etc.), le lecteur pourra se reporter aux références [68, 52, 14] concernant des travaux précédents dans EOLE.

II.1.3 Caractéristiques acoustiques d'EOLE

Des mesures acoustiques sont réalisées soit en bandes d'octave grâce à un dB-mètre, soit avec des microphones ambiants et des sondes de prise de pression pariétale, sans écoulement ni machinerie allumée puis avec écoulement à diverses vitesses, afin de caractériser la réponse de la chambre anéchoïque.

La figure II.3 permet de comparer les autospectres¹ de microphones sans et avec écoulement à $U_\infty = 40 \text{ m.s}^{-1}$ (U_∞ correspond à la vitesse dite "à l'infini", c'est-à-dire en milieu de veine dans notre cas). Un pic est observable à 200 Hz sur les autospectres des microphones à électrets montés en affleurement (*cf.* section II.4.2) mais il reste bien en deçà des niveaux des autospectres de ces mêmes capteurs sous un écoulement typique de nos cas d'étude : situés à au moins 50 dB sous le niveau énergétique d'un spectre d'écoulement sur plaque plane, ces bruits de fond de la chambre anéchoïque ne perturberont pas nos mesures. Des mesures reproduites avec la machinerie de la soufflerie en marche puis avec le système de déplacement 3D sous tension (les moteurs qui le composent sont relativement bruyants) donnent des résultats similaires.

Les mesures faites avec le microphone *B&K* ambiant, situé à 600 mm au-dessus de l'écoulement, permettent de comparer les formes caractéristiques des spectres en champ proche et en champ lointain. Comme l'on peut s'y attendre, le niveau énergétique des microphones à électrets sous un écoulement est globalement beaucoup plus élevé (notamment en hautes fréquences) que celui d'un microphone ambiant hors écoulement, confirmant l'idée qu'une forte portion de l'énergie spectrale des signaux pariétaux est de nature convective.

¹l'autospectre (respectivement l'interspectre) est défini comme la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation (respectivement d'intercorrélacion). Le formalisme en est détaillé dans la section III.3 page 53.

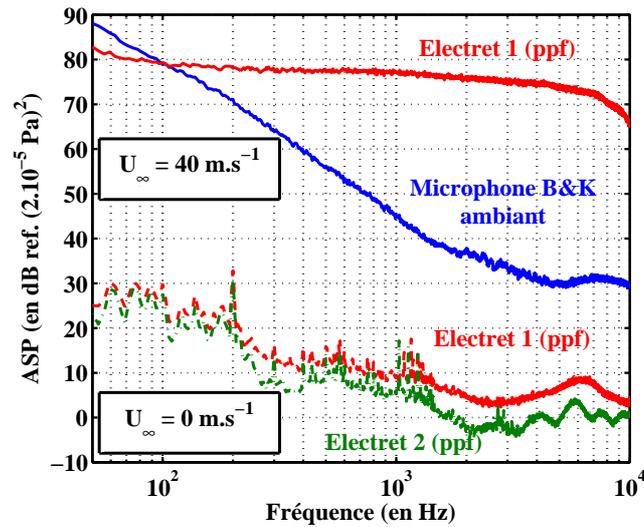


Figure II.3 – Comparaison d'autospectres sans écoulement et à 40 m.s^{-1} . Deux électrets en pression pariétale fluctuante (*ppf*) sont utilisés dans la chambre sans écoulement, un microphone *B&K* 1/2" ambient et l'un des deux électrets sont utilisés avec l'écoulement.

La comparaison de ses autospectres est possible avec les mesures en bandes d'octave réalisées en plaçant le dB-mètre sur le côté à 600 mm de l'axe médian et à 200 mm au-dessus de la plaque, le capteur pointé horizontalement en direction de l'axe médian de la plaque. Ces mesures, faites par bandes d'octave et dont une représentation est donnée figure II.4, sont en accord (aux effets de calcul de moyenne par bande d'octave près) avec la mesure du microphone ambient situé au-dessus de l'écoulement.

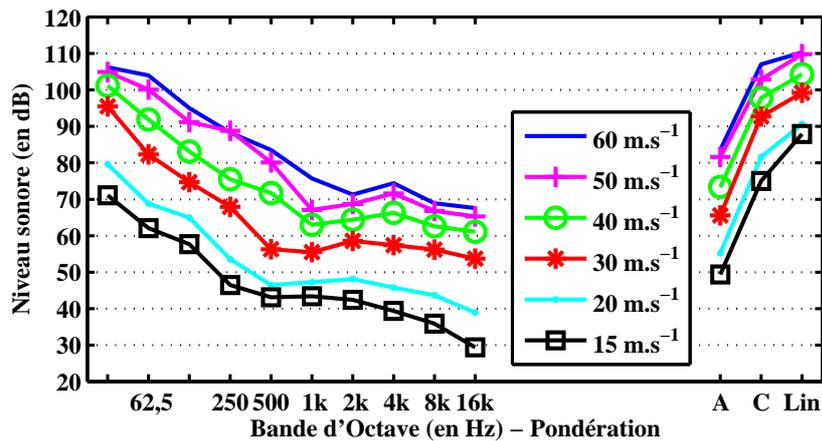


Figure II.4 – Courbes des mesures acoustiques en bande d'octave.

II.1.4 Caractéristiques de la chambre réverbérante ACV

La chambre réverbérante nous sert à créer expérimentalement un champ diffus sur une ligne de microphones. Elle a un volume de 138 m^3 pour une surface de 80 m^2 , et possède un TR (Temps de

Réverbération) moyen de près de 4 s (allant de 8 s pour une bande de fréquences centrée sur 100 Hz à moins d’une seconde pour des fréquences voisines de 10 kHz).

Un bruit blanc est émis en utilisant une chaîne amplificatrice et une enceinte placée dans la chambre. Le signal est enregistré sur 100 s d’acquisition grâce à une ligne de microphones dont le pas spatial est d’environ 5 mm. Par les multiples réflexions qui se produisent dans la chambre réverbérante, les ondes acoustiques arrivent de toutes les directions sur la ligne de capteurs, avec une amplitude statistiquement sensiblement uniforme, créant ainsi un champ acoustique diffus.

II.2 Configurations d’écoulement étudiées

Deux configurations sont utilisées. La première consiste en une plaque plane sur laquelle une Couche Limite Turbulente (CLT) se développe, et se caractérise par un écoulement supposé homogène stationnaire (dans la direction longitudinale). Cette configuration permet de mettre en œuvre les techniques classiques de traitement du signal comme la représentation en nombre d’onde (*cf.* sections I.3 et III.4). Cependant, cette configuration est acoustiquement peu énergétique, et s’éloigne également du cas de la vitre latérale en aval d’un montant de baie.

Aussi, une marche montante est réalisée en deuxième configuration afin de perturber l’écoulement, dans le double but de produire un écoulement acoustiquement plus énergétique mais surtout non-stationnaire et non-homogène, proche du cas du montant de baie. Ceci permettra de tester des techniques de traitement ne nécessitant pas ce type d’hypothèses (à savoir stationnarité et homogénéité). Trois géométries sont définies. Nous présentons les caractéristiques de chaque configuration ci-après.

Par ailleurs, afin de tester nos techniques de séparation dans ces configurations où l’énergie acoustique est très faible, une source acoustique monopolaire peut être superposée à l’écoulement.

II.2.1 Configuration plaque plane

La Couche Limite Turbulente formée par l’écoulement au-dessus d’une paroi horizontale est ici étudiée. Cette paroi est placée dans le prolongement du côté inférieur du convergent.

Géométrie

Le plan sur lequel s’établit l’écoulement est constitué de trois parties (*cf.* schéma de la figure II.5). Des parties amont et aval fixes réalisées en médium de 30 mm d’épaisseur (repères **b/**, **d/** et **e/** sur la figure) encadrent une plaque de PVC de 20 mm d’épaisseur (repère **c/**), instrumentée pour la mesure des pressions pariétales. Cette plaque peut être translatée latéralement (selon Oy), ceci afin de couvrir une plus grande surface de mesure (comme nous le détaillerons plus loin). Ainsi, la plaque en PVC de dimensions $400 \times 1\,050$ mm est plus large que les plaques de médium (de dimensions 400×870 mm et 350×870 mm pour les plaques respectivement amont et aval) afin de ne pas créer de “trou” lors de son déplacement latéral. On distingue également sur le schéma la position du convergent et des plaques de fonte le prolongeant (repères **a/**, situées à ± 230 mm de l’axe médian, repère **h/**), la position du collecteur (repères **g/**) ainsi que les supports métalliques de type NORCAN (repères **f/**) qui soutiennent le montage (situés à ± 300 mm de l’axe médian). Les photos de la figure II.6 illustrent cette configuration de plaque plane.

Un soin particulier est porté à la réalisation de chaque surface de contact entre les différents éléments. Un joint torique (*cf.* schéma (a) et photo (b) figure II.7) est ajouté sur les plaques de médium afin de maintenir une étanchéité et ainsi ne pas perturber l’écoulement.

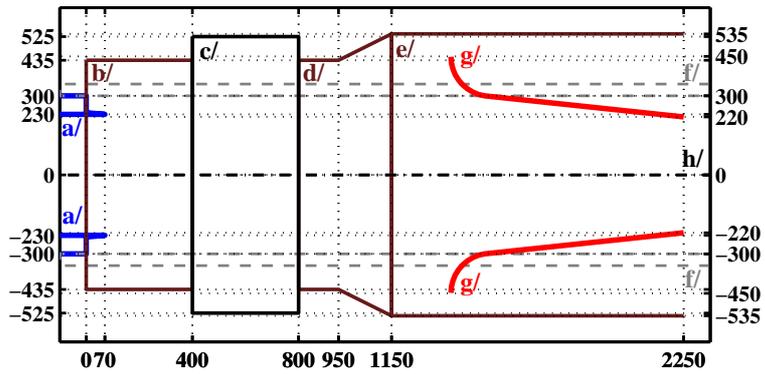


Figure II.5 – Schéma de la configuration plaque plane. Liste des repères :

- a/ convergent,
- b/ plaque medium amont,
- c/ plaque PVC instrumentée et coulissante,
- d/ plaque medium intermédiaire,
- e/ plaque medium aval,
- f/ supports métalliques (NORCAN),
- g/ collecteur,
- h/ axe médian.

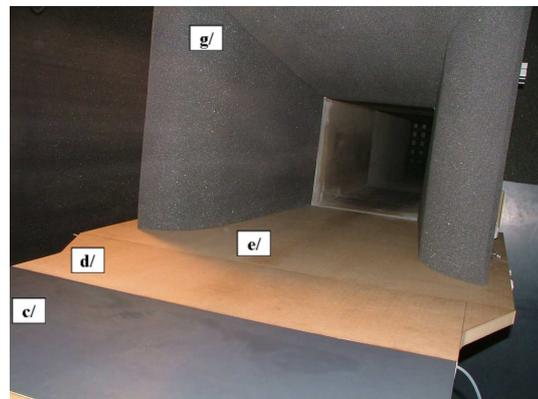
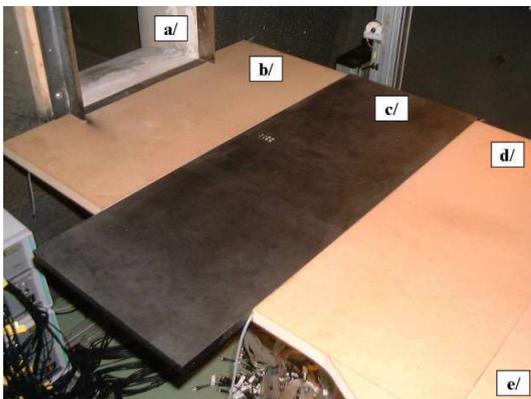
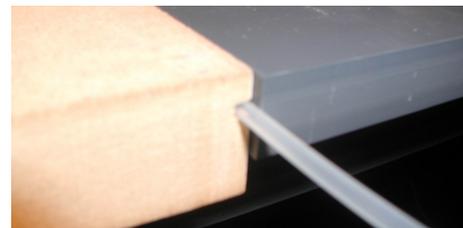
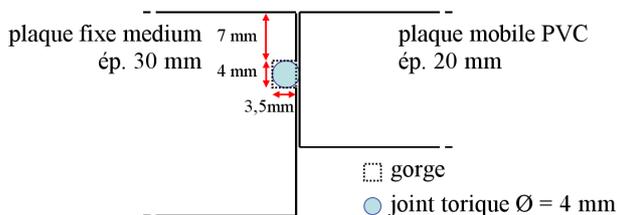


Figure II.6 – Vues amont et aval de la configuration plaque plane. Les repères a/ à g/ sont identiques à ceux de la figure II.5



(a)

(b)

Figure II.7 – Détail d'une surface de contact et de l'utilisation de joints toriques.

Enfin, une bande de papier de verre à grain relativement gros (P80) de 40 mm de *long* (*cf.* vue de gauche figure II.6) est ajoutée juste en amont de $x = 0$ et sur toute la largeur du convergent afin de s’assurer de la pleine turbulence de la couche limite.

Position des capteurs

La géométrie d’antenne de capteurs déportés utilisée met en œuvre deux types de montages pariétaux : des montages dits “*pinhole*” déportés (appelés “TM6”) et des montages en affleurement (ou “*flush-mounted*”). Ces différents montages et leurs avantages sont présentés dans la section II.4.

Le but étant d’observer les phénomènes à la fois dans la direction de l’écoulement et dans la direction transversale à l’écoulement, 128 capteurs sont placés selon ces deux directions, longitudinale et transversale, formant ainsi un “T”. Dans l’optique d’un traitement spectral en nombre d’onde (*cf.* section III.4) sur les composantes aérodynamique et aéroacoustique, il est nécessaire que les deux échelles soient appréhendées. Ainsi, la longueur caractéristique pour les phénomènes acoustiques est de l’ordre du cm à quelques dizaines de cm ($\lambda = c/f$, avec par exemple $\lambda = 34$ cm pour $c = 340$ m.s⁻¹ et $f = 1$ kHz). Concernant les phénomènes aérodynamiques, on pourrait se référer à la cascade d’énergie et à l’échelle de Kolmogorov ([65]) donnant un nombre d’onde de Kolmogorov au-delà duquel il y a dissipation énergétique des structures tourbillonnantes de petites tailles et qui pour notre cas de couche limite turbulente aboutirait à une longueur caractéristique de l’ordre de la fraction de mm. Cependant cela est techniquement irréalisable et un compromis doit être fait entre l’étendue de l’antenne (nécessaire pour les phénomènes aéroacoustiques) et le nombre de capteurs disponibles. Les 128 capteurs sont donc espacés de 5,24 mm et s’étendent sur près de 30 cm dans chacune des directions. Comme précisé précédemment, la plaque ainsi instrumentée est mobile latéralement (selon Oy) afin de pouvoir mesurer les pressions pariétales sur une plus grande surface. Au final, une zone rectangulaire de 335 mm de long sur 283 mm de large avec une résolution spatiale de 5,24 mm peut être explorée par cette antenne.

Par ailleurs, des microphones *B&K* montés en affleurement sont ajoutés (*cf.* figure II.8 pour les positions relatives des différentes sondes et microphones), en prévision de différents types de mesures (mesures simultanées pression-vitesse, mesures à haute fréquence d’échantillonnage, ...). Nous choisissons cependant de ne pas faire référence par la suite aux données ainsi obtenues, les traitements dont nous avons choisi de parler dans ce mémoire ne convenant pas à ce type de répartition de microphones.

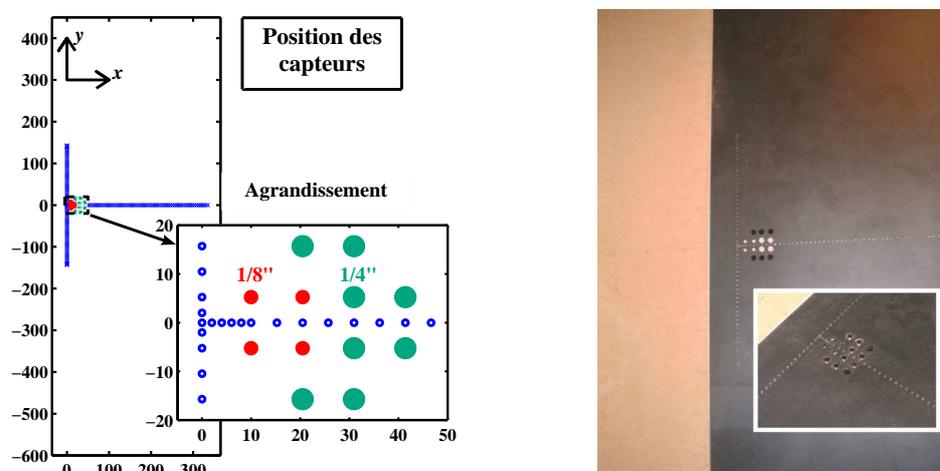


Figure II.8 – Schéma et photographie illustrant la position des capteurs sur la plaque plane.

II.2.2 Configuration marche montante

Géométrie

Trois géométries de marche montante sont conçues afin de tester divers types d'écoulements décollés–recollés. Le tableau II.1 donne les noms, et la figure II.9 présente un schéma et les différentes vues de ces trois géométries.

Nom	Configuration
M3D	Marche en chevron
M2D	Marche inclinée, sans dérapage
M1D	Marche droite, sans dérapage

Tableau II.1 – Noms des différentes configurations de marche montante.

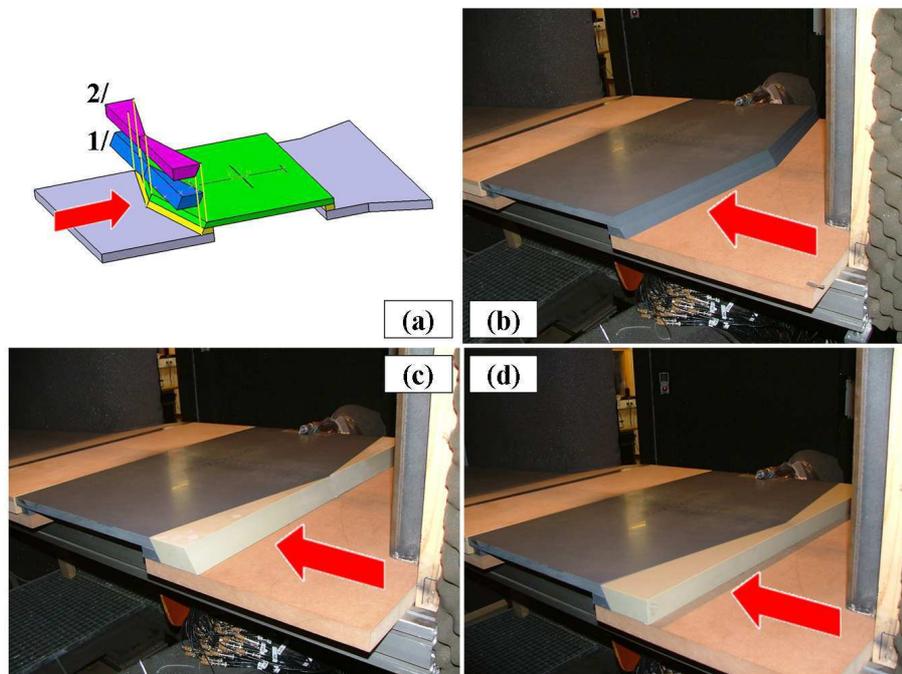


Figure II.9 – Vues des configurations marche montante. Le schéma (a) présente la marche montante dite “en chevron” (photographie (b)) sur laquelle s’ajoutent des modules permettant d’obtenir respectivement une marche inclinée sans dérapage (modules 1/ sur (a) et photographie (c)), ou droite sans dérapage (modules 2/ sur (a) et photographie (d)). La flèche indique le sens de l’écoulement.

La configuration “marche en chevron” (M3D) permet de générer un écoulement en trois dimensions. A l’inverse, les écoulements sur les marches dites “inclinée” (M2D) et “droite” (M1D), toutes deux sans dérapage², sont majoritairement à deux dimensions (selon Ox et Oz principalement) ayant une symétrie de translation selon Oy . Le but est de pouvoir étudier des écoulements non-

²le dérapage est défini par une rotation plane (autour de l’axe Oz) de l’objet par rapport à la direction de l’écoulement. Dans notre cas, le dérapage peut être caractérisé par l’angle entre la direction du front de marche et l’axe transversal.

homogènes et non-stationnaires afin de développer des méthodes de traitement ne requérant pas de telles hypothèses.

Les marches ont une hauteur $h = 40$ mm. Les angles de dérapage de chaque *demi*-front de marche (pour la marche “en chevron”) sont de $\pm 10^\circ$ par rapport à l'axe transversal. L'angle d'inclinaison (pour les marches “en chevron” et “incliné”) est de 30° par rapport à la normale.

Enfin, une rampe est ajoutée derrière la plaque afin de *récupérer* la hauteur h et ne pas perturber d'avantage l'écoulement avec une marche descendante. Cette rampe est constituée d'une partie horizontale de 300 mm de long suivie d'un plan incliné sur 280 mm de long (soit un angle de décrochage de 8° limitant les décollements de l'écoulement). Cet angle se situe à près de 370 mm du dernier capteur de pression pariétale, limitant là-encore la détection des éventuelles perturbations.

Position des capteurs

Deux géométries d'antenne de capteurs déportés sont utilisées. La première est la même que celle de la plaque “en T” présentée en section II.2.1 pour la configuration de plaque plane.

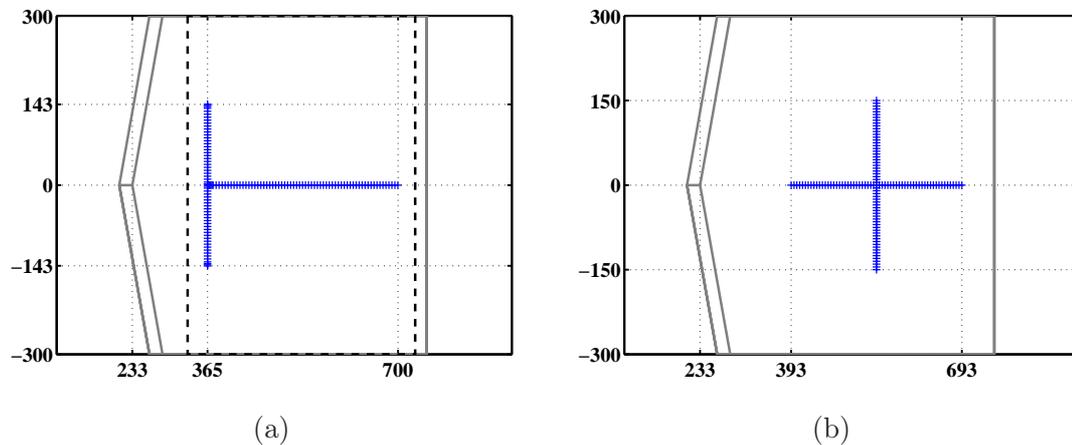


Figure II.10 – Position des capteurs sur les marches montantes, avec l'antenne “en T” de la configuration plaque plane (a) et avec la marche “en chevron” (b).

Pour la première géométrie (a) : position de la plaque coulissante en tirets, position de la marche “en chevron” en trait plein.

Pour la deuxième géométrie (b) : position de la marche “en chevron” (en trait plein).

La deuxième géométrie d'antenne est installée sur le montage fixe des marches et consiste en un très grand nombre de prises de pression (près de 230) réparties de sorte qu'il est possible d'accéder à plusieurs configurations de microphones. Celle que nous détaillons ici consiste en une grande croix de 121 capteurs électrets (61 capteurs selon l'axe (Ox), 61 capteurs selon l'axe (Oy), se coupant en un capteur commun en leur milieu, cf. figure II.10 (b)). La résolution est de 5 mm et chaque ligne de capteurs s'étend donc sur 300 mm. La zone de mesure se trouve au-delà du point de recollement de l'écoulement.

II.2.3 Utilisation d'une source acoustique monopolaire

La couche limite turbulente étant acoustiquement peu énergétique, une source acoustique contrôlée est nécessaire pour valider nos traitements de séparation. Cette source (appelée dans la suite de ce mémoire source LMS, sa marque) est un haut-parleur ayant une réponse plate pour la bande

de fréquence $[400; 4k]$ Hz. Celui-ci est relié à un conduit de 40 mm de section et de près de 2 m de long permettant de positionner une buse de 20 mm de diamètre à un endroit déterminé et fournissant une source acoustique considérée comme monopolaire (la source est omnidirectionnelle entre 100 et 4 000 Hz). Ainsi comme le montre la figure II.11, quatre positions sont choisies pour observer les effets de la direction de propagation des ondes. Les coordonnées des positions (relatives au capteur commun aux deux lignes de l’antenne) sont précisées dans le tableau II.2. Les deux premières positions (en haut sur la figure) ne permettent évidemment pas l’utilisation simultanée de la soufflerie, la buse de la sonde perturbant trop l’écoulement et pouvant être source de bruits caractéristiques (comme un sifflement à une fréquence particulière). Par contre, les deux autres positions sont utilisées avec et sans écoulement et permettent de réaliser des tests de séparation des contributions aéroacoustique et aérodynamique.

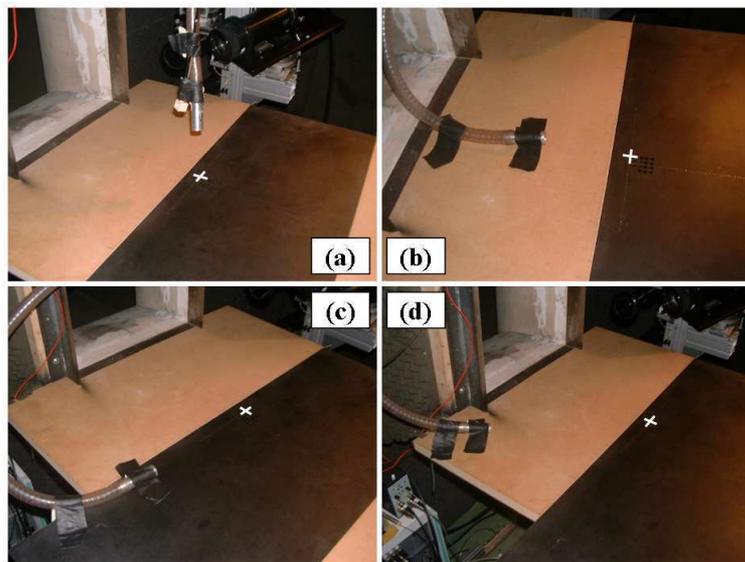


Figure II.11 – Positions de la source LMS. Les photographies (a) à (d) correspondent respectivement aux positions 1 à 4. Les deux premières positions imposent de travailler sans écoulement.

Position	x	y	z	Orientation
1	0	0	150	$z < 0$
2	-150	0	15*	$x > 0$
3	0	-300	15*	$y > 0$
4	300	-300	15*	$45^\circ, (x, y) > 0$

Tableau II.2 – Positions de la source LMS. Les coordonnées sont exprimées en mm et ont pour origine relative le capteur à l’intersection des deux lignes de capteurs (*i.e.* le point de coordonnées $(366, 0, 0)$, repère blanc sur les photos de la figure II.11). * hauteur d’émission = 15 mm, égale au demi-diamètre de la buse posée à $z = 0$.

Il est à noter que, bien que la source soit donnée pour avoir une réponse plate sur une large bande de fréquence, l’utilisation du long conduit introduit des modes de résonance et des atténuations. Ainsi, le bruit blanc que nous utilisons au travers de cette source LMS se trouve “coloré” à la sortie de la buse (comme le montre l’autospectre “LMS seule” de la figure IV.6 de la page 85). Les résultats pour les diverses positions de la source sont présentés dans la section IV.2 et en annexe F.2.

II.3 Systèmes de mesure des vitesses

II.3.1 Vélocimétrie par fil chaud

Principe

La sonde est constituée d'un fil très fin (de l'ordre de quelques μm de diamètre), parcouru par un courant électrique chauffant le fil par effet Joules (*cf.* figure II.12). L'écoulement refroidit ce fil et modifie ses propriétés de conductivité/résistivité. Un contrôle en retour (par l'intensité ou la tension aux bornes du fil) est nécessaire pour en maintenir les propriétés. Un étalonnage permet alors de relier ces paramètres électriques à la vitesse de l'écoulement autour du fil.

Intérêts du fil chaud

Le fil chaud permet des mesures continues de la vitesse, uniquement limitées par l'échantillonnage de l'enregistreur numérique et l'inertie thermique du fil. Par ailleurs, étant très fin, il permet des mesures spatialement très précises. Cependant, la sonde, et surtout son support, perturbent sensiblement l'écoulement et sont source de bruit (*cf.* figure II.13). Cela en fait un moyen de mesure peu adapté à l'aéroacoustique, et il n'est utilisé ici que pour la caractérisation aérodynamique de la soufflerie.



Figure II.12 – Diverses sondes fil chaud pour mesures 1D, 2D et 3D. Seule la sonde 1D (à gauche) est utilisée dans notre cas (d'après [62]).



Figure II.13 – Mesure de vitesse au fil chaud. Le fil chaud et son support perturbent fortement l'écoulement et peuvent produire des sifflements rendant impropres les mesures aéroacoustiques.

II.3.2 Vélométrie Laser Doppler (LDV)

Principe

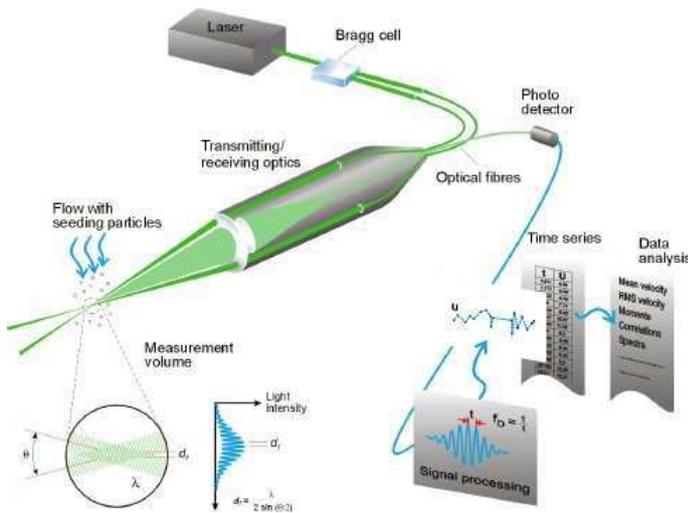


Figure II.14 – Principe de la LDV, tiré du site de © DANTEC DYNAMICS [23]

La Vélométrie Laser Doppler (ou LDV) repose sur le principe de franges d'interférences obtenues par deux faisceaux laser cohérents se coupant en un volume de mesure (*cf.* figure II.14). Lorsqu'une particule déplacée par l'écoulement traverse ce volume de mesure, elle est illuminée à chaque frange constructive. Un photomultiplicateur transforme ces émissions lumineuses en signal électrique, qui sera de nature oscillante avec une fréquence f proportionnelle à la projection de la vitesse U_i de la particule dans le plan formé par les deux faisceaux. Par la connaissance de la longueur d'onde du laser entre autre, on calcule la distance d séparant les franges. On peut ainsi estimer la vitesse U_i de la particule projetée sur une dimension. Pour connaître les vitesses dans les trois dimensions, il est alors nécessaire d'utiliser trois paires de faisceaux formant trois volumes de mesure centrés sur un seul point.

Par ailleurs, un bon ensemencement est important. Il faut en effet que les particules soient suffisamment grandes pour permettre la diffraction des franges d'interférence. Il faut également qu'elles soient suffisamment petites pour refléter l'écoulement.

Nous ne détaillerons pas plus le principe de fonctionnement du système LDV, les publications abordant de manières plus détaillées cet aspect étant nombreuses (citons par exemple Durst *et al.* [31] et Albrecht *et al.* [3]).

Caractéristiques techniques

Le système LDV utilise un laser argon à deux longueurs d'onde, bleue (488 nm) et verte (514,5 nm). La tête d'émission présente un écartement des faisceaux de 30,5 mm avec une focale de 500 mm et un diamètre de sortie des faisceaux de 2,2 mm. Les caractéristiques du volume de mesure pour chaque couleur de laser sont récapitulées dans le tableau II.3.

Couleur du laser	Bleu (488 nm)	Vert (514,5 nm)
Diamètre (en mm)	0,15	0,16
Longueur (en mm)	4,6	4,8
Nombre de franges	17	
Pas d'interfrange (en μm)	7,9	8.4

Tableau II.3 – Caractéristiques du volume de mesure LDV.

La tête de réception utilisée est déportée sur le côté (rétrodiffusion indirecte) formant un angle d'une dizaine de degrés avec la tête d'émission (*cf.* vue (a) de la figure II.15). Ceci permet d'éviter l'éblouissement de l'optique et de s'approcher en très proche paroi, tout en réduisant la partie *vue* du volume de mesure au tiers de ses dimensions. Ici, les vitesses longitudinale u et normale w sont ainsi les deux vitesses mesurées.

Le processeur utilise une fréquence d'échantillonnage allant jusqu'à 180 MHz pour une bande passante de 150 MHz.

L'ensemencement est effectué par du fumigène et une machinerie à enfumer de spectacle. Situés en amont du nid d'abeille et de la chambre de tranquillisation, des tubes de PVC percés dispersent ainsi la fumée de manière la plus homogène possible sur toute la surface de la grille.



(a)

(b)

Figure II.15 – Système LDV. Vue (a) : têtes d'émission (à gauche) et de réception (à droite) montées sur le système de déplacement 3D. Vue (b) : un exemple de mesure, l'ensemencement éclairant les quatre faisceaux laser.

Intérêts de la LDV

La LDV permet entre autres de dresser des profils de vitesses ou de suivre l'évolution de celles-ci au cours du temps. Elle présente l'avantage d'être non-intrusive, donc de ne pas perturber l'écoulement ni de produire de perturbation acoustique. Elle est donc bien adaptée pour une étude aéroacoustique. Cependant, selon les informations que l'on souhaite obtenir, la LDV aura des inconvénients non-négligeables. Citons-en deux.

- Le volume de mesure est nettement supérieur au diamètre d'un fil chaud. Ainsi, les mesures en très proche paroi ne sont pas possibles.
- Par son principe même de mesure par particule, l'échantillonnage est aléatoire. Cela pose problème lors de calculs spectraux. Des méthodes comme le re-échantillonnage ou le *slotting* peuvent alors être utilisées (on pourra se reporter aux références [43, 44, 15, 113, 112, 11, 98, 107, 37]).

II.3.3 Vélométrie par Image de Particules (PIV)

Principe

Une nappe laser éclaire l'écoulement en un plan. Une caméra (CCD sur le graphique de la figure II.16) d'axe perpendiculaire à ce plan, enregistre des paires d'images. Ces paires d'images sont ensuite découpées en secteurs qui sont analysés grâce à des techniques de corrélations pour y repérer des particules illuminées par la nappe laser et leurs déplacements entre les deux images. Connaissant l'intervalle de temps entre les deux images et en faisant une moyenne sur l'ensemble des points illuminés du secteur, on en déduit le vecteur vitesse moyen dans le plan, en ce secteur de l'image.

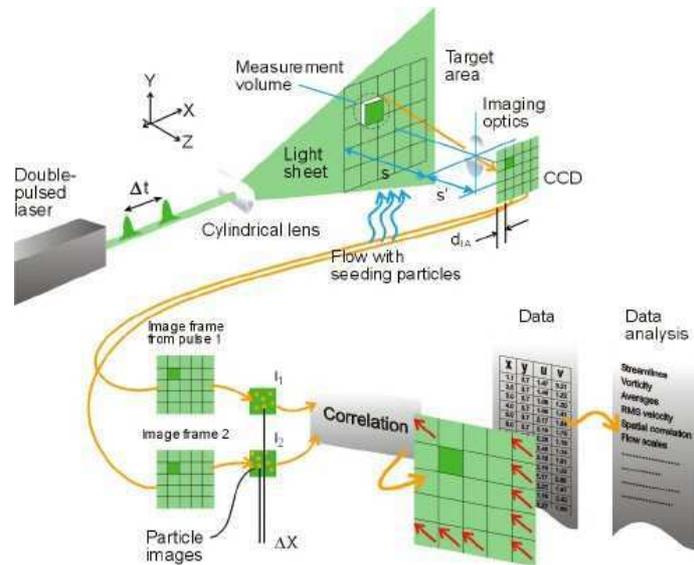


Figure II.16 – Principe de la PIV, tiré du site de © DANTEC DYNAMICS [23]

Là encore, nous ne détaillerons pas plus le principe de fonctionnement de la PIV. Le lecteur pourra se reporter par exemple à la référence [97] pour plus de détails.

Caractéristiques techniques

La configuration du système PIV utilisé se compose d'une à deux caméras d'une résolution $1\,376 \times 1\,040$ pixels, pouvant acquérir 10 images par seconde (soit une fréquence d'acquisition des champs de vitesse de 5 Hz) sur une profondeur de 12 bits (soit 4 096 niveaux de gris). Un laser QUANTEL à double cavité (120 mJ et 15 Hz par cavité) fournit des impulsions laser de 532 nm de longueur d'onde pour une largeur d'impulsion de 6 ns. Le faisceau passe alors par l'intermédiaire d'un bras à 7 points d'articulations et d'une optique (lentille semi-cylindrique de 10 mm de focale) générant les nappes (*cf.* figure II.17).

Le logiciel utilisé est le logiciel Davis de LAVISION où le calcul de champs PIV se fait par intercorrélation d'images, traitement adaptatif avec déformations et pondérations des fenêtres. Ce logiciel gère à la fois les impulsions laser, la synchronisation des caméras et du laser et le post-traitement.

Intérêts de la PIV

La PIV permet de connaître les champs de vitesses sur une surface relativement grande. Cependant, à moins de disposer d'un système de stéréo-PIV (où la combinaison de deux prises de vue permet à l'instar de la vision humaine de recomposer la troisième dimension), il n'est possible de connaître que deux des trois composantes de la vitesse.

Par ailleurs, même si les vitesses RMS sont accessibles au même titre que les champs moyens, il n'est possible d'obtenir des informations spectrales que si l'on dispose d'un système de PIV résolue dans le temps (TR-PIV ou *Time Resolved-PIV*).

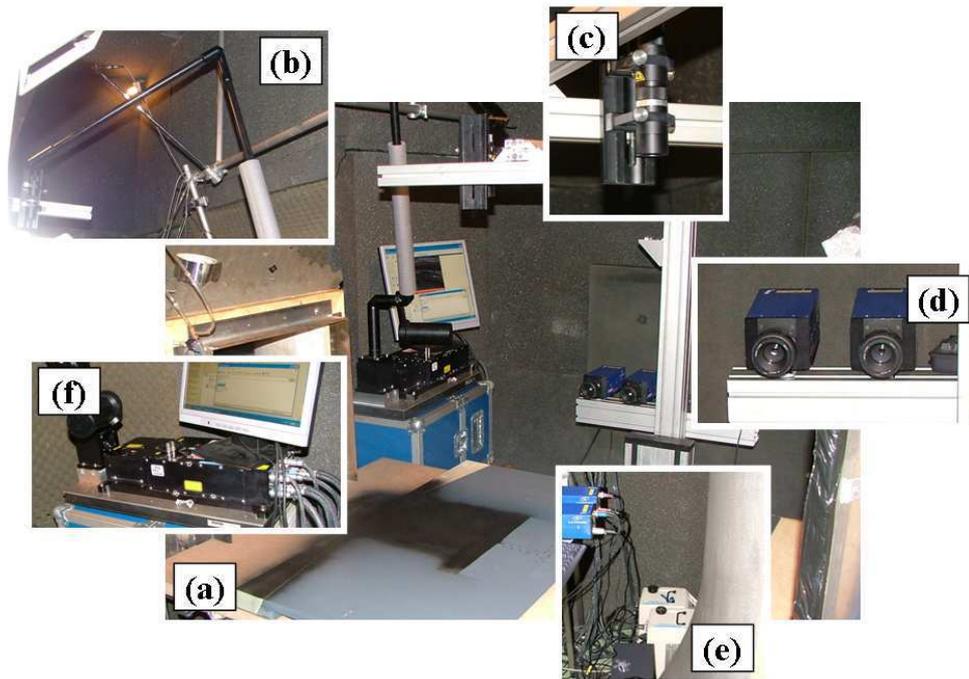


Figure II.17 – Vues du système PIV utilisé (a), avec le bras articulé (b), le générateur de nappe (c), les deux caméras (d), les alimentations des deux cavités (e), les cavités et l’optique rassemblant les deux faisceaux laser (f).

Dans notre cas, la PIV permettra donc principalement de connaître les caractéristiques des écoulements 3D de type décollé–recollé, et aura peu d’intérêt pour notre écoulement de type couche limite, la LDV suffisant pour le caractériser.

II.4 Système de mesure des pressions fluctuantes

II.4.1 Mesure du champ acoustique lointain

Des microphones *B&K* sont placés hors écoulement, soit au-dessus, soit latéralement (*cf.* figure II.18), afin d’enregistrer le rayonnement acoustique en champ lointain pour les diverses configurations. Ils permettent ainsi d’évaluer la différence d’énergie rayonnée entre une configuration plaque plane et une configuration marche montante. Par ailleurs, l’un des microphones placés latéralement se trouve dans une zone de larges turbulences parasites dues au collecteur dans le but de déceler une éventuelle cohérence entre ces turbulences et les signaux pariétaux.

II.4.2 Mesure de la pression pariétale

Deux techniques sont utilisées pour mesurer les pressions pariétales : le montage déporté type *pinhole* et le montage en affleurement (ou *flush-mounted*).

La solution du montage en affleurement permet d’avoir la pression directement à la surface d’une paroi. Malheureusement, la mesure réalisée n’est pas ponctuelle. C’est en effet une moyenne sur la surface de la membrane du microphone. De plus, elle ne permet pas d’obtenir une grande

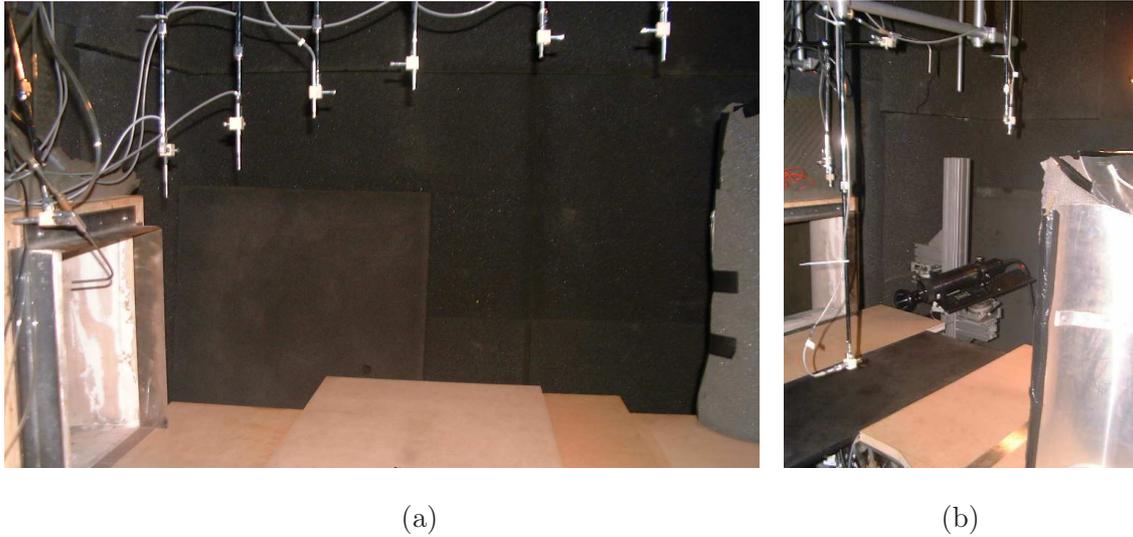


Figure II.18 – Vue de configurations de microphones ambiants, avec positionnement hors écoulement au-dessus (a) ou latéralement (b).

résolution spatiale du fait même de la taille de ces microphones. À titre d'exemple, les microphones *B&K* 1/8" que nous utilisons ont une membrane de l'ordre de 3,2 mm de diamètre, mais les corps sont équivalents à ceux des 1/4" soit 6,4 mm (ainsi, si les surfaces de mesures étaient accolées, cela correspondrait respectivement à des intervalles en nombre d'onde de près de $\pm 312 \text{ m}^{-1}$ et $\pm 156 \text{ m}^{-1}$). Par ailleurs, le prix de ces microphones ne permet pas d'en disposer d'un nombre suffisant pour les traitements prévus.

Avec le montage déporté, le microphone est installé dans une petite cavité mise en communication avec la paroi par un insert en inox et/ou un tube de PVC. Ainsi, la section du tube étant suffisamment petite pour qu'il n'y ait pas d'écoulement de fluide mais seulement une transmission de la pression pariétale, la mesure de cette pression se fait sur une surface que l'on peut considérer comme étant ponctuelle (dans notre cas, les inserts ont un diamètre externe de 0,8 mm, pour un diamètre externe de l'ordre de 1,3 mm, ce qui permettrait d'atteindre un intervalle en nombre d'onde de l'ordre de $\pm 770 \text{ m}^{-1}$). L'avantage est ainsi double, d'une part concernant la surface de mesure, d'autre part concernant l'atténuation du niveau des fluctuations de pression grâce à la dissipation visqueuse permettant l'utilisation de microphones à forte sensibilité comme les *B&K* précédemment cités.

Des études préalables (citons D. Leclercq [73] ainsi que S. Pérennès [92]) ont été menées pour tester diverses géométries de déport de microphones. Au final, la géométrie retenue est celle présentée dans le schéma (a) de la figure II.19 : un tube inox de 8 cm de long pour un diamètre de 0,8 mm traverse un montage où le microphone est enfermé dans une cavité, celle-ci communiquant avec le tube capillaire par un orifice de 0,5 mm de diamètre. Enfin, une terminaison anéchoïque en silicone de près de 2 m de long permet d'atténuer les réflexions de l'onde de pression qui se dissipe avant de pouvoir revenir sur le point de mesure. Le tube inox est inséré directement dans la plaque jusqu'à la zone de mesure (*cf.* vue (a) de la figure II.19) ou, comme dans notre cas, par l'intermédiaire d'une prolongation en PVC à cause de l'encombrement (*cf.* vue (b) de la figure II.19). Par ailleurs, les microphones utilisés, de type à électret, sont nettement moins onéreux et permettent de placer un grand nombre de points de mesure de pression. Ceux-ci sont toutefois moins sensibles que des microphones *B&K*.

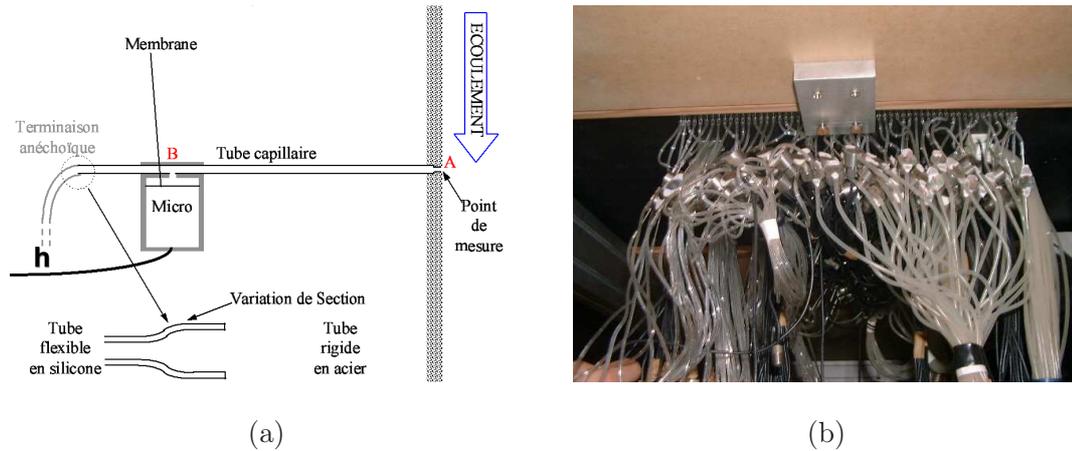


Figure II.19 – Schéma (a) et photo (b) des microphones déportés.

L'inconvénient de cette technique est le déport lui-même qui implique une atténuation de l'amplitude des variations de pression et un déphasage. De plus, une onde se propageant dans un tube, des modes se créent, formant une réponse en fréquence difficilement modélisable qui nécessite donc un étalonnage et une correction.

II.4.3 Correction du déport par les FRF

Le déport des microphones induisant un déphasage et une modulation d'amplitude dépendant de la fréquence, il est nécessaire pour chaque capteur d'effectuer un étalonnage aboutissant au calcul d'une fonction correctrice appelée Fonction de Réponse en Fréquence (ou FRF). Précisons que cette FRF prend en compte à la fois l'étalonnage *et* le déport de l'insert et du tube PVC.

Le principe repose sur l'utilisation d'une source de bruit blanc et d'un microphone de référence, tous deux débouchant dans une cavité. Cette cavité est placée sur la prise de pression pariétale à étalonner (*cf.* schéma (a) et photo (b) de la figure II.20).

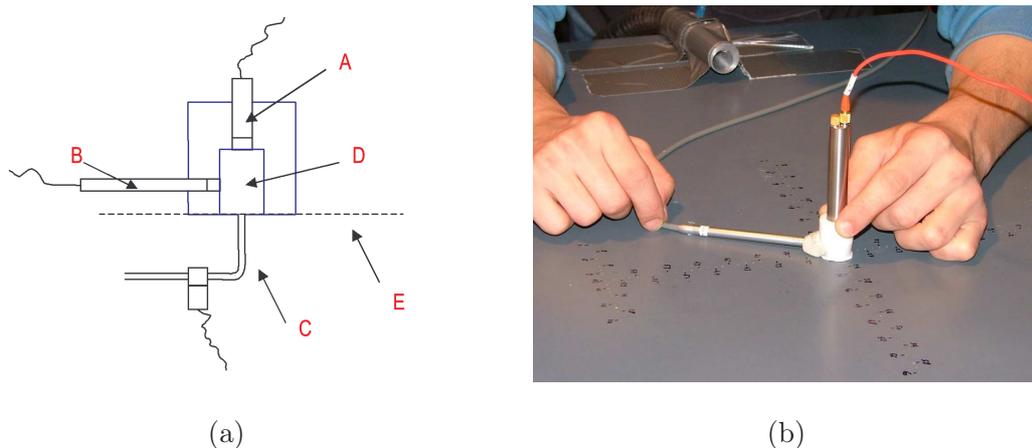


Figure II.20 – Schéma (a) et photo (b) de la mesure des FRF.

Légende du schéma : A - source de bruit blanc, B - microphone de référence, C - capteur à étalonner, D - cavité de mesure, E - plaque.

La cavité est suffisamment petite pour que la pression soit identique à l'entrée de la prise de pression et sur la membrane du microphone de référence. Les signaux sont enregistrés simultanément sur un temps suffisamment long pour calculer leurs Transformées de Fourier Discrètes (TFD) respectives (typiquement une quarantaine de secondes permettent de faire une cinquantaine de moyennes lors du calcul des TF, cf. tableau II.4). La FRF est alors obtenue par le calcul suivant :

$$\text{FRF}(f) = \frac{P(f) \cdot P_{\text{ref}}^*(f)}{|P_{\text{ref}}(f)|^2}, \quad (\text{II.1})$$

où $P(f)$ et $P_{\text{ref}}(f)$ sont respectivement les TFD des signaux de pression du capteur et du microphone de référence, et où $()^*$ désigne la valeur conjuguée.

Durée du signal (en s)	~ 43
Fréquence d'échantillonnage f_e (en Hz)	25 600
Nbr de points de calcul des <i>fft</i> ³	2^{15}
Recouvrement (en %)	33,3
Nbr de blocs	50
Fenêtrage	<i>de Hann</i>

Tableau II.4 – Paramètres de calcul des FRF.

Un exemple de FRF est présenté figure II.21. Le module (a) présente des bosses d'amplification dues aux résonances dans le tube PVC et l'insert. La phase (b) est sensiblement linéaire et correspond à la propagation des ondes acoustiques de la paroi à la membrane du microphone. Les oscillations sont également dues à la résonance.

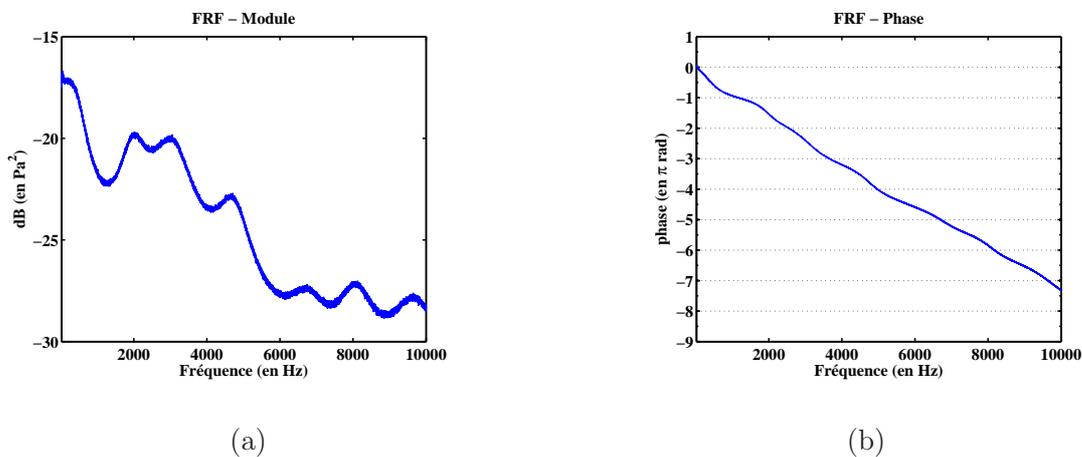


Figure II.21 – Module (a) et phase (b) d'une FRF.

II.4.4 La chaîne d'acquisition

Chacun des microphones est connecté à un conditionneur. Les microphones *B&K* 1/8" (*B&K* 4138), 1/4" (*B&K* 4938) et 1/2" (*B&K* 4190), qu'ils soient d'ambiance, montés en affleurement ou montés

³*fft* est l'acronyme de la *Fast Fourier Transform*, algorithme de calcul de la Transformée de Fourier Discrète rapide, abordé dans l'annexe A.2 page 135.

en *pinhole*, sont connectés à des Nexus *B&K* 2690 4 voies, ou des conditionneurs *B&K* 5935 2 voies. Les microphones à électrets sont connectés à quatre conditionneurs "maison" de 32 voies chacun (*cf.* figure II.22). Les réglages de tous ces conditionneurs sont faits de sorte qu'aucune pondération ne soit appliquée (pondération en dBA par exemple) et que la calibration éventuelle soit à 1 V.Pa^{-1} (la calibration est ainsi faite en aval, à partir du programme d'acquisition).

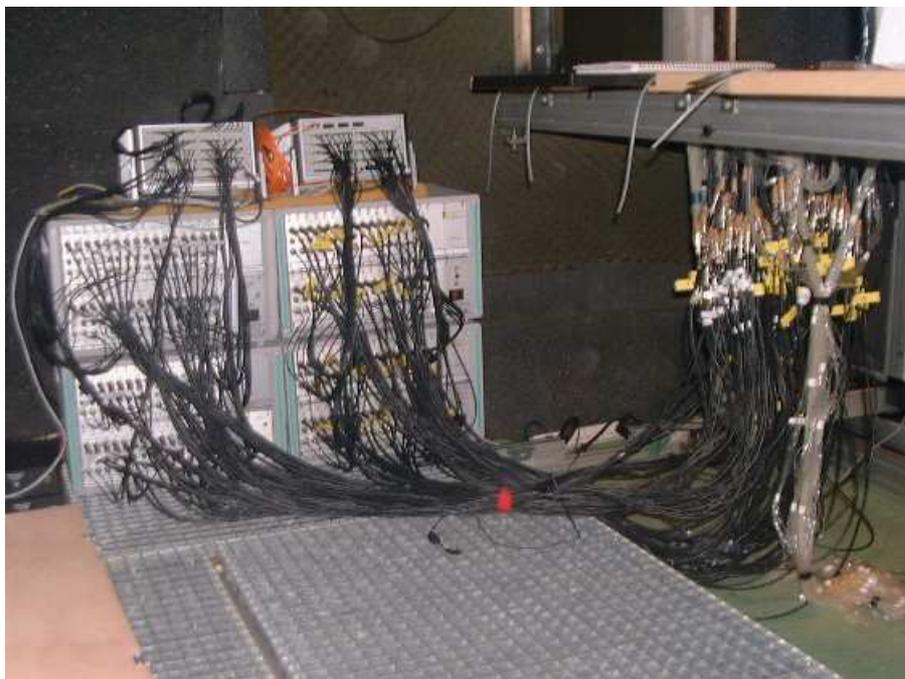


Figure II.22 – Chaîne d'acquisition. Les microphones à électret situés sous la plaque sont reliés à l'un des quatre conditionneurs 32 voies (à gauche), reliés aux deux frontaux d'acquisition MKII (en haut, à gauche), connectés par *hub* ethernet au PC d'acquisition.

Toutes les voies des conditionneurs sont reliées aux frontaux d'acquisition MKII (*cf.* figure II.22) de la société MÜLLER-BBM, un frontal de 80 voies et un frontal de 64 voies synchronisées par fibre optique, permettant une acquisition simultanée de 144 voies à une fréquence de 25,6 kHz (la fréquence peut être augmentée jusqu'à une fréquence maximum de 102,4 kHz si le nombre de voies est réduit) codées sur 16 bits.

Les deux frontaux sont reliés par l'intermédiaire d'un *hub* ethernet à un ordinateur portable DELL Précision M70 de 2 GHz et de 2 Go de mémoire vive. Le logiciel PAK (*cf.* figure II.23) de la même société MÜLLER-BBM permet de faire les acquisitions directement sur le disque dur interne, puis les données sont transférées sur disque externe pour export et post-traitement.

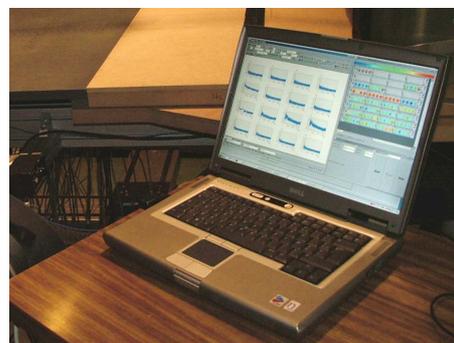


Figure II.23 – PC d'acquisition et logiciel PAK.

Conclusion

Nous avons dans ce chapitre donné les caractéristiques aérodynamiques et aéroacoustiques de la soufflerie anéchoïque EOLE dans laquelle ont été étudiées les fluctuations de pression pariétale de divers écoulements (couche limite turbulente sur plaque plane et écoulement décollé–recollé derrière une marche montante, à diverses vitesses). De même, les caractéristiques de la chambre réverbérante utilisée pour la création d’un champ diffus similaire à celui que pourrait produire une couche limite turbulente ont été fournies. Les divers moyens de mesure de vitesse pour caractériser les divers écoulements ont été succinctement présentés.

Les moyens mis en œuvre pour la mesure des champs de pression pariétale ont été plus particulièrement détaillés, en précisant notamment le type de sonde utilisé (microphone déporté), leurs positions selon les diverses configurations explorées (selon les deux directions longitudinale et transversale), la chaîne d’acquisition et les paramètres d’enregistrement, et les corrections nécessaires à la bonne utilisation des données (correction par les FRF). Les caractéristiques d’une source acoustique supplémentaire, nécessaire à la validation des traitements, ont également été précisées.

Ainsi, après avoir exploré dans ce chapitre le *quoi* (quelles données acquérir et dans quelles conditions), nous allons pouvoir aborder dans le prochain chapitre le *comment* (par quel traitement “faire parler” ces données), voire le *pourquoi* (dans quel but utiliser ces traitements) en exposant les diverses méthodes de traitement du signal, en partant de traitements plutôt “classiques”, pour aller jusqu’à une méthode beaucoup plus récente, la Décomposition Modale Empirique (EMD).

Chapitre **III**

Méthodes d'analyse et de traitement des signaux de pression pariétale

Sommaire

III.1 Rappels et convention sur la Transformée de Fourier	47
III.1.1 Transformée de Fourier dans le domaine temporel	47
III.1.2 Transformée de Fourier dans le domaine spatial	47
III.2 Filtrage Spatial Physique	48
III.2.1 Principe du filtrage spatial	49
III.2.2 Réponse en nombre d'onde du filtrage spatial	49
III.2.3 Divers modes de sommation	50
III.3 Interspectres spatiaux	53
III.3.1 Calcul des interspectres	53
III.3.2 Deux méthodes de calcul des matrices interspectrales	53
III.3.3 Modèles d'interspectres de champs de pression	55
III.3.4 Représentations d'interspectres simulés	56
III.4 Corrélogramme spatial et spectres en nombre d'onde-fréquence	61
III.4.1 Formulation du calcul du corrélogramme spatial	61
III.4.2 Représentations de spectres en nombre d'onde-fréquence simulés	62
III.4.3 Définition d'un seuil énergétique dans l'espace des nombre d'onde-fréquence	67
III.5 La Décomposition Modale Empirique ou EMD	69
III.5.1 Positionnement du problème des signaux aéroacoustiques et de l'EMD . .	69
III.5.2 Historique et introduction à l'EMD	70
III.5.3 Algorithme et précautions d'usage de l'EMD	72
III.5.4 Applications de l'EMD aux signaux de pression pariétale	73
Conclusion	76

Dans ce chapitre sont présentées les diverses méthodes de traitement de signal utilisées pour analyser les signaux de pression pariétale fluctuante enregistrés grâce au réseau linéaire de capteurs. Après un bref rappel sur les conventions utilisées concernant la Transformée de Fourier (TF), une présentation des méthodes existantes est proposée : il s’agit du filtrage spatial, des interspectres et du corrélogramme spatial. Une application sur des signaux simulés en est présentée dans le but d’une comparaison ultérieure avec les résultats présentés aux chapitres suivants. Puis l’application sur nos signaux d’une méthode relativement récente, la Décomposition Modale Empirique (EMD), ainsi que ses déclinaisons sont détaillées.

III.1 Rappels et convention sur la Transformée de Fourier

La Transformée de Fourier (notée TF par la suite) étant utilisée dans plusieurs méthodes d’analyse et de traitement de signal, il semble utile de faire un rapide rappel sur sa formulation analytique avec des signaux continus (sa formulation discrète telle qu’appliquée à nos cas réels de signaux discrets est détaillée en annexe A). Par ailleurs, il est nécessaire de préciser les conventions utilisées pour ces calculs de TF (signe de la fonction exponentielle, normalisation, ...). Les développements de cette section sont tirés des ouvrages de Max & Lacoume [87], Bendat & Piersol [10] et Garello [42].

III.1.1 Transformée de Fourier dans le domaine temporel

Considérons en premier lieu la TF dans le domaine temporel. Soit $s(t)$ le signal considéré (s pouvant représenter la pression p par exemple). Sa TF, notée $TF[s(t)]$, est définie par :

$$S(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t)e^{-i2\pi ft} dt, \quad (\text{III.1})$$

où f est la fréquence, variable duale du temps t . Par la suite, la fréquence f ou la pulsation ω , définie par $\omega = 2\pi f$, pourront tout aussi bien être désignées par le terme “fréquence”. Rappelons par ailleurs que la fréquence a pour unité le Hz (équivalent à s^{-1}) et que la pulsation s’exprime en rad.s^{-1} . $S(f)$ est complexe (et dans notre cas d’un signal réel comme la pression, $S(f)$ est à symétrie hermitienne¹). Il est possible de retrouver (à une constante de normalisation 2π près, variant selon les auteurs et conventions) le signal $s(t)$ à partir de la TF inverse notée $TF^{-1}[S(f)]$ et définie par :

$$s(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(f)e^{i2\pi ft} df. \quad (\text{III.2})$$

Notons également que l’existence de la TF d’une fonction est conditionnée par le fait que $s(t)$ et sa TF sont à énergie finie, ce qui est le cas pour les signaux mesurés.

Enfin, une relation énergétique importante est l’égalité de Parseval :

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} |s(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |S(f)|^2 df, \quad (\text{III.3})$$

traduisant la conservation de l’énergie E par la TF.

III.1.2 Transformée de Fourier dans le domaine spatial

La TF est le plus couramment utilisée sur des signaux temporels (les données d’un capteur enregistrées au cours du temps). Il est cependant possible de l’appliquer à des signaux spatiaux (les données

¹c’est-à-dire, $S(-f) = S^*(f)$ où le symbole $*$ désigne l’opérateur “complexe conjugué”.

d’une ligne de capteurs à un instant donné). La TF spatiale, que nous noterons $S(\vec{k}) = TF_s[s(\vec{r})]$ est ainsi définie :

$$S(\vec{k}) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(\vec{r}) e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} d\vec{r}, \quad (\text{III.4})$$

où \vec{r} est le vecteur de coordonnées spatiales et \vec{k} le vecteur nombre d’onde dont la norme est équivalente à une pulsation spatiale. La TF spatiale inverse, notée $s(\vec{r}) = TF_s^{-1}[S(\vec{k})]$ est ainsi définie (toujours à une constante de normalisation $(2\pi)^n$ près, n étant le nombre de dimensions des vecteurs \vec{r} et \vec{k}) :

$$s(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(\vec{k}) e^{+i\vec{k}\cdot\vec{r}} d\vec{k}. \quad (\text{III.5})$$

Une remarque est nécessaire. En effet, le temps “s’écoule” intrinsèquement dans un seul sens “positif” et les informations contenues dans les signaux temporels ne “remontent” pas le temps. Par contre, un phénomène physique peut parcourir une ligne de capteurs dans un sens ou dans l’autre (selon la convention prise pour définir le sens positif). Il est ainsi possible d’en déduire que, contrairement aux fréquences temporelles négatives, les nombres d’ondes négatifs ont une réelle signification physique reflétant le sens de propagation du phénomène. Il sera important de prendre en compte cette propriété dans certains traitements que nous verrons plus tard.

Concernant les nombres d’onde k , normes des vecteurs nombres d’onde \vec{k} et ayant pour unité le $\text{rad}\cdot\text{m}^{-1}$, notons leur relation avec la pulsation $\omega = v\cdot k$, où v est une vitesse qui pourra être la vitesse de convection de l’écoulement U , ou la célérité du son c (ou leur projection sur l’axe de l’antenne). Rappelons également la relation liant la longueur d’onde λ au nombre d’onde, $k = 2\pi/\lambda$. Dans la suite, et notamment dans les graphiques, le nombre d’onde “réduit”² $\tilde{k} = k/2\pi = 1/\lambda$ (\tilde{k} en m^{-1}) est préféré, permettant ainsi d’avoir la relation $f = v\cdot\tilde{k}$.

Bien entendu, les signaux utilisés dans nos traitements sont nécessairement discrets (qu’ils soient issus de simulations numériques ou de mesures expérimentales échantillonnées). La forme discrète de la TF est donc à mettre en œuvre. Un rappel sur la Transformée de Fourier Discrète (TFD) et l’algorithme utilisé pour le calcul des spectres est donné en annexe A.

III.2 Filtrage Spatial Physique

La mesure de la pression pariétale n’est pas nouvelle. Dès les années 60, Maidanik ([82, 83, 84]) étudie le champ de pression sous une Couche Limite Turbulente (CLT). Mais, si de nos jours les capacités d’acquisition, de stockage et de traitement des données sont adaptées à l’utilisation d’un grand nombre de capteurs, notamment pour le filtrage en nombre d’onde, il est nécessaire à l’époque de filtrer spatialement dès la phase d’acquisition (*cf.* section I.3).

Parallèlement à nos traitements tirant parti de la puissance de calcul actuelle (comme la méthode du corrélogramme spatial (*cf.* section III.4), où le filtrage se fait par masquage dans le domaine nombre d’onde–fréquence), ces méthodes sont une alternative simple à mettre en œuvre et peuvent se combiner aux autres traitements tels que le corrélogramme spatial ou l’EMD.

²équivalent à une fréquence spatiale.

III.2.1 Principe du filtrage spatial

Comme mentionné par Blake [12, Chap. 8] et Blake et Chase [13], la méthode du filtrage spatial (dont il est possible de voir des applications notamment chez Golliard [47, § 3.3.4 - 3.3.5] ou Bonamy [14, § 4.1.3.1]) consiste à sommer directement les différentes voies d’acquisition des capteurs adjacents, soit en phase (+1, +1, +1, ...), soit en opposition de phase (+1, -1, +1, ...). Le schéma de la figure III.1 inspiré de Blake [12, Fig. 8-34], où les signaux sont réduits à une représentation sinusoïdale, montre sur un exemple avec des groupes de quatre capteurs qu’une sommation en phase (que nous appellerons “Somme” par la suite) aura tendance à sélectionner les phénomènes ayant une grande longueur d’onde λ devant le pas intercapteur d (comportement de filtre “passe-bas” en nombre d’onde) alors que la sommation par opposition de phase (appelée “Différence” par la suite) sélectionnera plus précisément les phénomènes tels que $\lambda = 2d$ et éliminera les grandes longueurs d’onde ou les très petites (comportement de filtre “passe-bande” en nombre d’onde). Bien entendu, dans le cas de la Différence, il est nécessaire de procéder avec un nombre *pair* de capteurs.

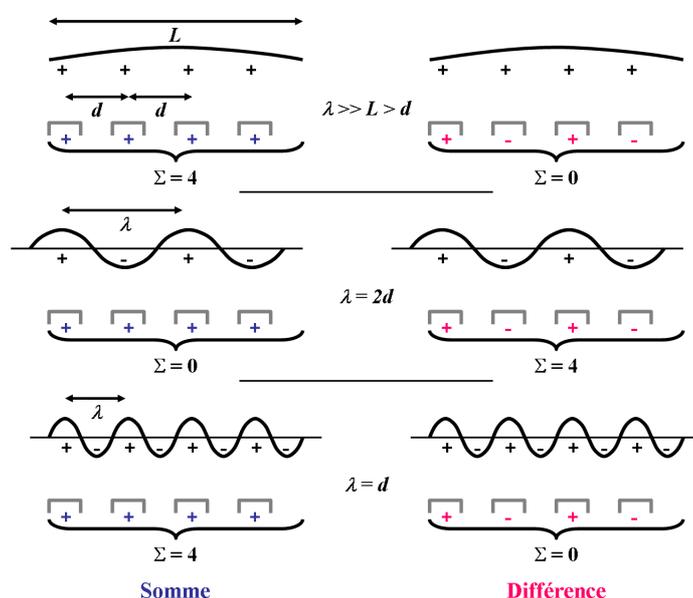


Figure III.1 – Illustration du principe de filtrage spatial sur un exemple de $N = 4$ capteurs.

d est le pas intercapteur, L est la longueur totale de l’antenne de quatre capteurs et λ est la “pseudo-longueur d’onde” du signal périodique. La “Somme” consiste à sommer les signaux des quatre capteurs ; la “Différence” alterne la sommation et la soustraction des quatre capteurs. Selon la longueur caractéristique λ du signal, il y aura sommation constructive ($\Sigma = 4$) ou destructive ($\Sigma = 0$) des signaux. Le cas $\lambda = d$ (en bas) est un cas sous-échantillonné (selon le principe de Shannon).

III.2.2 Réponse en nombre d’onde du filtrage spatial

Considérons un réseau de N capteurs régulièrement espacés de d et placés en ligne selon l’écoulement (nous considérons donc ici un réseau à une dimension). Selon la sommation appliquée, la fonction

de réponse en nombre d'onde $A(k)$ de ce réseau est définie par [83] :

$$|A(k)| = \left| \frac{\sin(\frac{1}{2}Nkd)}{N \sin(\frac{1}{2}kd)} \right|, \quad (\text{III.6})$$

$$|A(k)| = \left| \frac{\sin(\frac{1}{2}N(kd - \pi))}{N \sin(\frac{1}{2}(kd - \pi))} \right|, \quad (\text{III.7})$$

respectivement pour la sommation en phase ou en opposition de phase.

Comme le montrent les graphiques de la figure III.2, et mis à part le cas sous-échantillonné $\lambda = d$, la Somme équivaut à un filtrage passe-bas ($|A(\tilde{k})|$ est maximum pour $\tilde{k} = 0$), et la Différence, équivaut à un filtrage passe-bande ($|A(\tilde{k})|$ est maximum pour $\tilde{k} = \frac{1}{2d}$). Notons que l'augmentation du nombre N de capteurs permet de réduire la largeur du lobe principal (définie par $\Delta\tilde{k} = \frac{1}{Nd}$) et d'augmenter la dynamique de filtrage. Notons également la réplication périodique de la fonction de réponse en nombre d'onde $|A(\tilde{k})|$, de période $\tilde{k} = 1/d = 200 \text{ m}^{-1}$ (dans le cas présent où $d = 5 \text{ mm}$). Ainsi, le nombre d'onde maximum qu'il est possible de filtrer est $\tilde{k}_{max} = 1/d$.

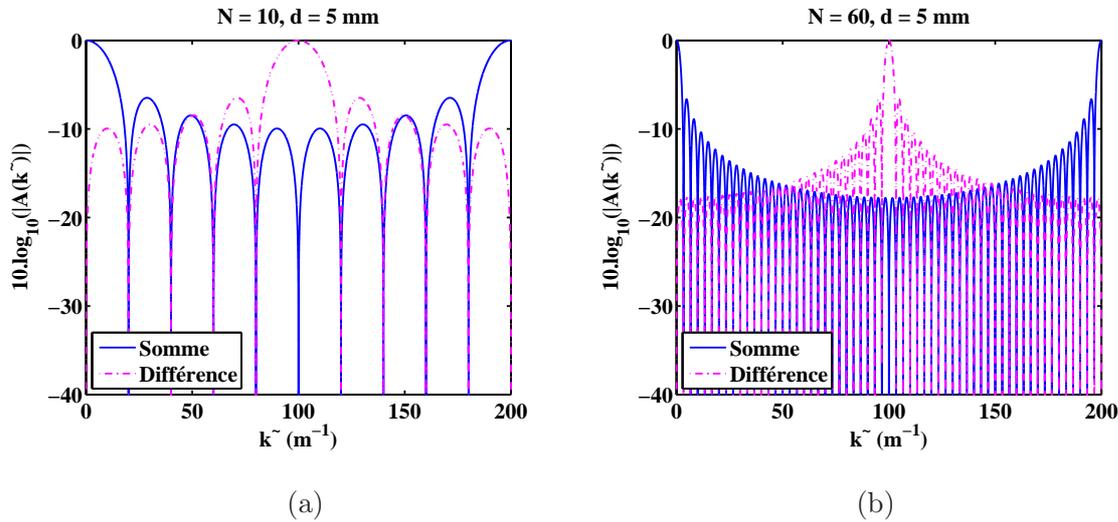


Figure III.2 – Module en dB de la fonction de réponse en nombre d'onde $|A(\tilde{k})|$ pour un réseau linéaire de 10 capteurs (a) ou 60 capteurs (b) espacés de $d = 5 \text{ mm}$.

III.2.3 Divers modes de sommation

Contrairement aux expériences menées à cette époque (dans les années soixante) où un nombre très réduit de capteurs était utilisé, les acquisitions réalisées dans EOLE mettent en jeu une soixantaine de capteurs. Il est donc possible d'appliquer ce filtrage spatial de deux manières :

- considérer tous les capteurs et appliquer la Somme ou la Différence sur l'ensemble des signaux de pression. Il ne reste alors plus qu'un enregistrement temporel, la dimension spatiale de l'information étant perdue ;
- réaliser des regroupements de capteurs (par paires, par quadruplets, ... donnant un autre réseau de "maxi-capteurs" ayant un pas $d' = n.d$, où n est le nombre de capteurs dans le groupe et d le pas originel) sur les signaux desquels la Somme ou la Différence est appliquée. La dimension spatiale est alors conservée et les méthodes de traitement spatial peuvent encore être appliquées.

Sommation sur tous les capteurs : disparition de la dimension spatiale

Dans un premier temps, les sommations en phase et en opposition de phase sont appliquées sur les acquisitions faites dans EOLE sur la ligne de capteurs selon (Ox) . Cette sommation est réalisée sur les échantillons de l'instant t de tous les capteurs, il n'en résulte qu'un échantillon pour chaque instant t . Répétée pour chaque instant t , la sommation fait disparaître la dimension spatiale pour ne laisser qu'un signal temporel. La figure III.3 montre les temporels résultants (a) et les autospectres³ correspondants (b) pour cette ligne de capteurs.

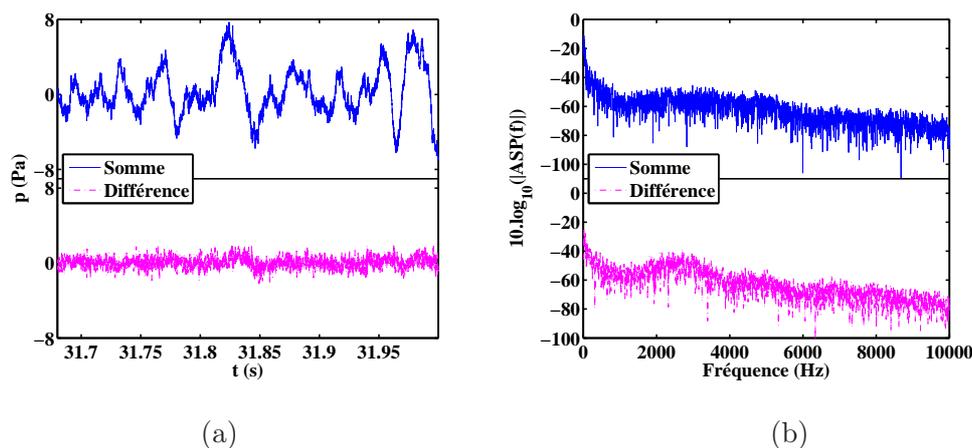


Figure III.3 – Signaux temporels (a) résultant de la sommation en phase (Somme, en haut) ou en opposition de phase (Différence, en bas) et autospectres (b) correspondants pour la ligne de capteurs selon (Ox) .

Une première analyse des signaux temporels (a) confirme que la Somme conserve les basses fréquences contrairement à la Différence. L'analyse des autospectres (b) le confirme également. En effet, d'après la figure III.3 (b) et le calcul de la largeur du lobe principal vu au paragraphe précédent, la Somme, et la Différence, sélectionnent des nombres d'onde de l'ordre de 2 m^{-1} , et 100 m^{-1} respectivement. Ainsi, d'après la formule $f = v \cdot \tilde{k}$, et pour des vitesses v en paroi de l'ordre de 30 m.s^{-1} pour la contribution aérodynamique et de 340 m.s^{-1} pour la contribution aéroacoustique (vitesse de propagation du son), la Somme sélectionne les fréquences de l'ordre de 50 Hz et 500 Hz respectivement pour les contributions aérodynamique et aéroacoustique, tandis que la Différence sélectionne pour ces deux mêmes familles de fluctuations les fréquences de l'ordre de 3 kHz et 33 kHz. Concernant les fluctuations aéroacoustiques, la contribution énergétique est vraisemblablement trop faible pour que l'on puisse distinguer une bosse ou un pic autour de 500 Hz. Par contre, la Somme montre effectivement une énergie plus importante aux très basses fréquences (50 Hz) et la Différence montre quant à elle une bosse autour de 3 kHz propre aux fluctuations aérodynamiques, confirmant le processus de filtrage physique spatial.

Quel que soit le motif de sommation appliqué (sommation en phase ou en opposition de phase), ce mode de sommation présente l'inconvénient de ne restituer qu'un signal temporel, faisant perdre toute information spatiale. Or, comme cela sera exposé dans les sections suivantes, cette information spatiale est importante car elle permet d'appliquer des méthodes telles que le corrélogramme spatial autorisant notamment un filtrage par masquage.

³c'est-à-dire le carré du module de la TF du signal. Les autospectres sont définis ultérieurement dans la section III.3.

Le filtrage spatial physique pouvant s’effectuer sur un nombre restreint de capteurs (4 capteurs dans le cas de Blake) et l’information véhiculée par la dimension spatiale devant être conservée afin d’utiliser des méthodes comme le corrélogramme spatial, une autre méthode de filtrage basée sur des regroupements de capteurs permet à la fois d’appliquer cette technique de filtrage spatial tout en conservant une dimension spatiale.

Sommation par groupe de capteurs : conservation de la dimension spatiale

Les N capteurs sont regroupés par paires (respectivement par quadruplets) et les motifs $(+1, +1)/(+1, -1)$ (respectivement $(+1, +1, +1, +1)/(+1, -1, +1, -1)$) sont appliqués. Il en résulte des “maxi-capteurs” dont le nouveau pas intercapteur d' sera deux fois (respectivement quatre fois) plus grand (*cf.* figure III.4). Le signal temporel de chaque “maxi-capteur” est le résultat de la Somme ou de la Différence appliquée sur les signaux temporels de la paire (respectivement du quadruplet) de capteurs.

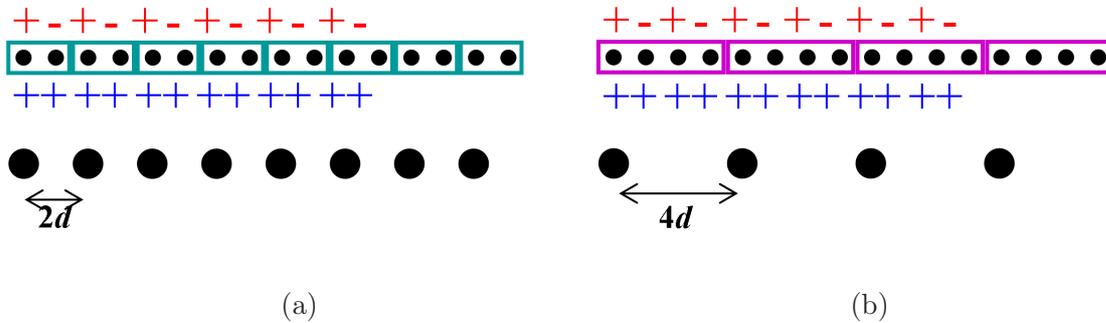


Figure III.4 – Regroupement des capteurs en paires (a) ou quadruplets (b) et motifs appliqués.

Après filtrage, $N/2$ ou $N/4$ signaux temporels sont récupérés. La méthode du corrélogramme spatial (présentée en section III.4) est alors utilisée pour réaliser une représentation dans le plan (\tilde{k}, f) afin d’apprécier la qualité du filtrage. Il est à noter cependant que, \tilde{k}_{max} étant donné par l’inverse du pas intercapteur d , et le pas intercapteur étant multiplié par 2 ou par 4, l’intervalle maximum en nombre d’onde qu’il est possible d’explorer se réduit d’un facteur 2 ou 4.

La problématique générale étant de séparer la composante acoustique (composante caractérisée par de grandes longueurs d’onde donc de petits nombres d’onde comme le confirment les spectres en nombre d’onde–fréquence de la section III.4) de la composante turbulente, cette composante acoustique est conservée en appliquant un filtrage passe-bas en nombre d’onde, filtrage correspondant au motif de la Somme. Ainsi, seul ce motif est utilisé ; les résultats de la Somme sont présentés sous forme de spectres en nombre d’onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}_x, f)$ dans la section IV.4.1. Pour information, les résultats de toutes les sommations (Somme et Différence) sont proposés en annexe B.

Après avoir proposé un rappel sur ces méthodes relativement “classiques”, nous détaillons maintenant des méthodes qui profitent de l’accroissement de nos possibilités d’acquisition et de stockage de données et de calculs.

III.3 Interspectres spatiaux

Les différences principales des deux composantes aéroacoustique et aérodynamique résident dans les longueurs caractéristiques de chacune. Ainsi la composante acoustique possède des longueurs caractéristiques relativement grandes, signifiant que la cohérence entre deux capteurs éloignés sera nettement supérieure à cette même cohérence entre ces deux capteurs pour une composante purement aérodynamique. Il est donc intéressant de travailler avec des informations de relation énergétique et de phase entre les capteurs. Les interspectres, définis comme les énergies d'interaction entre deux signaux [87], sont utilisés pour mettre en évidence de telles informations.

III.3.1 Calcul des interspectres

Théoriquement, l'interspectre (respectivement l'autospectre) est défini comme la TF de l'intercorrélation (l'autocorrélation) entre deux signaux (ici de pression). En pratique (et c'est ce que nous utilisons pour ces travaux), autospectre et interspectre sont définis et calculés à partir des TF de deux signaux $x(t)$ et $y(t)$ par les formules respectives suivantes :

$$S_{xx}(f) = \langle X(f).X^*(f) \rangle = \langle |X(f)|^2 \rangle, \quad (\text{III.8})$$

$$S_{xy}(f) = \langle X(f).Y^*(f) \rangle, \quad (\text{III.9})$$

où $X(f)$ et $Y(f)$ désignent respectivement les TF de $x(t)$ et $y(t)$, et où $()^*$ désigne l'opérateur complexe conjugué⁴. Selon les schémas de calculs précisés dans l'annexe A.3, et considérant que $x(t)$ et $y(t)$ sont effectivement des signaux de pressions en Pa, un autospectre et un interspectre ont ainsi la dimension Pa².

Dès lors, afin de les représenter ou de poursuivre vers un calcul de spectre en nombre d'onde-fréquence (*cf.* section III.4), il est intéressant de regrouper ces interspectres sous forme de matrices interspectrales donnant l'énergie d'interaction en fonction d'une distance et de la fréquence. Deux types de regroupement sont possibles.

III.3.2 Deux méthodes de calcul des matrices interspectrales

A partir du calcul des interspectres, deux possibilités se présentent :

1. Calculer les interspectres de tous les couples de capteurs et constituer ainsi une matrice interspectrale $S_{ij}(\vec{r}, f)$ donnant l'énergie d'interaction en fonction de l'interdistance (la distance intercapteur) et de la fréquence.
2. Calculer les interspectres de tous les capteurs avec *un* capteur de référence spécifique de position \vec{x} et constituer alors une matrice interspectrale *référéncée* $S_{ijx}(\vec{x} + \vec{r}, f)$ donnant l'énergie d'interaction en fonction de la position de chaque capteur et de la fréquence.

Ces deux méthodes de calculs et leurs propriétés respectives sont maintenant détaillées.

La matrice interspectrale

En pratique, le calcul de S_{ij} s'effectue en considérant une paire de capteurs et en opérant sur les signaux temporels par blocs.

La figure III.5 présente un schéma de l'algorithme utilisé pour calculer les matrices interspectrales. Ainsi, sur le bloc n de deux signaux temporels de pressions pariétales $p_i(t)_n$ et $p_j(t)_n$ de deux

⁴pour nos calculs, le capteur jouant le rôle de référence est celui de la voie x , l'autre capteur est donc affecté à la voie y dont le conjugué complexe du spectre est calculé (Éq. III.9).

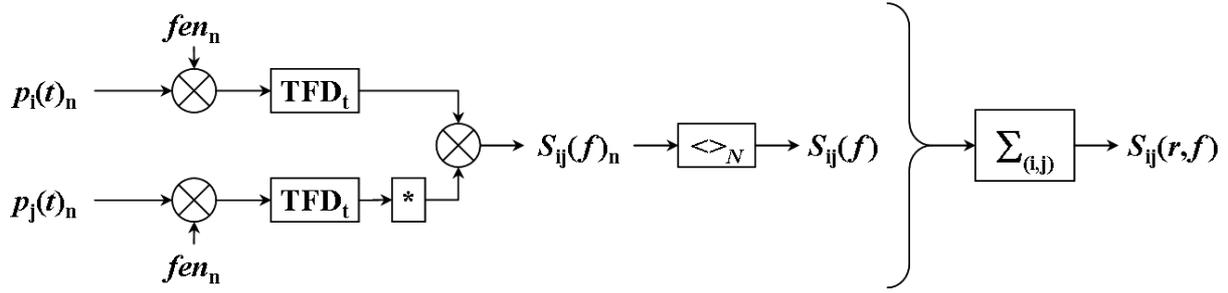


Figure III.5 – Algorithme de calcul d'une matrice interspectrale.

Les données sont (de gauche à droite) : $p_i(t)_n$ et $p_j(t)_n$ les signaux temporels de pression pariétale (éventuellement corrigés par les FRF⁵), n l'indice d'un bloc, fen_n la fonction de fenêtrage, $S_{ij}(f)_n$ et $S_{ij}(f)$ les interspectres entre les voies i et j respectivement pour le bloc n et moyennée et $S_{ij}(r, f)$ la matrice interspectrale en résultant.

Les opérateurs sont successivement : \mathbf{TFD}_t la Transformée de Fourier Discrète temporelle, $*$ l'opérateur *conjugué*, $\langle \rangle_N$ l'opérateur *moyenne* sur les N blocs et $\Sigma_{(i,j)}$ la somme pour toute paire (i, j) de capteurs telle que $r_{(i,j)} = (x_j - x_i)$ est constant.

capteurs i et j (éventuellement corrigés par les FRF⁵), une fenêtre de pondération fen_n est appliquée. Puis le calcul de la Transformée de Fourier Discrète temporelle \mathbf{TFD}_t de chaque temporel n fenêtré fournit deux spectres. L'opérateur *conjugué* $*$ est appliqué sur l'un d'eux et le produit des deux est réalisé, fournissant l'interspectre $S_{ij}(f)_n$ entre les voies i et j pour le bloc n . Le processus est éventuellement réitéré sur les N blocs et leur moyenne $\langle \rangle_N$ est réalisée⁶ : l'interspectre $S_{ij}(f)$ des voies i et j est ainsi obtenu. L'ensemble de ce processus est alors répété pour chaque paire possible de capteurs i et j (sachant que l'interspectre entre j et i est le conjugué de l'interspectre entre i et j), permettant de calculer la matrice interspectrale $S_{ij}(\vec{r}, f)$ en sommant ensemble $\Sigma_{(i,j)}$ ⁷ tous les interspectres $S_{ij}(f)$ dont les distances intercapteurs (ou interdistances) \vec{r}_{ij} sont identiques. Remarquons alors que par construction, cette matrice interspectrale est à symétrie hermitienne.

Cette dernière opération de somme impose que ce n'est pas la position des capteurs qui importe, mais seulement la distance qui les sépare. Ceci requiert l'hypothèse la plus contraignante, à savoir l'homogénéité spatiale des signaux, c'est-à-dire une stationnarité des phénomènes dans la dimension spatiale (cf. section I.2.2). En effet, pour que cette somme ait un sens, il faut que les interspectres soient calculés à partir de signaux ayant les mêmes caractéristiques physiques. Si l'on souhaite se défaire de cette hypothèse, il ne faut plus considérer seulement les interdistances mais la position de chaque capteur en choisissant un unique capteur de référence.

La matrice interspectrale référencée

Pour constituer la matrice interspectrale référencée, le calcul se déroule de la même manière que celle décrite ci-dessus. La différence intervient dans le choix spécifique d'une voie de référence j^x (au lieu de considérer toutes les voies j) localisée en \vec{x} . L'opérateur somme $\Sigma_{(i,j)}$ de la figure III.5 n'a alors plus de raison d'être puisqu'un seul représentant de chaque interdistances existe. La matrice interspectrale $S_{ij^x}(\vec{x} + \vec{r}, f)$ est ainsi définie par la distance \vec{r} entre le capteur i (en $\vec{x} + \vec{r}$) et le capteur de référence j (en \vec{x}). En contrepartie, cette matrice n'est plus à symétrie hermitienne.

⁵Fonctions de Réponse en Fréquence, elles servent à corriger en amplitude et en phase les signaux de pression de l'effet du déport des capteurs (cf. section II.4.3).

⁶c'est à ce stade que l'hypothèse de stationnarité temporelle (voire d'ergodicité) est nécessaire !

⁷la somme plutôt que la moyenne est utilisée pour anticiper le calcul par corrélogramme spatial (cf. section III.4).

Faisant référence à une position donnée \vec{x} , ce calcul ne nécessite plus l’hypothèse d’homogénéité. Ainsi la matrice interspectrale S_{ij} (non référencée) présentée précédemment peut être calculée lorsque l’hypothèse de stationnarité spatiale des signaux (ou homogénéité) est supposée, c’est-à-dire $S_{ijx}(\vec{x} + \vec{r}, f) = S_{ij}(\vec{r}, f) \forall \vec{x}$.

Conventions

Comme il a été précisé plus haut, il est possible d’effectuer une moyenne sur tous les blocs des signaux. Ceci requiert une hypothèse de stationnarité temporelle (les moyennes d’ensemble étant alors remplacées par des moyennes temporelles). Ces moyennes par blocs sont ainsi réalisées sur toute la durée du signal. Typiquement, sur les 100 secondes d’acquisition (soit plus de $2,5 \cdot 10^6$ échantillons, à la fréquence d’échantillonnage $f_e = 25,6$ kHz), et avec un nombre de points pour la FFT de $2^{13} = 8\,192$ pour chaque bloc, environ 310 moyennes sont réalisées.

Par ailleurs, la notion d’interspectre seul n’étant plus utilisée dans la suite de ce mémoire (les représentations et calculs réalisés par la suite utilisant les matrices interspectrales), les termes “interspectre” et “interspectre référencé” désigneront la matrice interspectrale et la matrice interspectrale référencée.

III.3.3 Modèles d’interspectres de champs de pression

En dehors de ces considérations de capteurs de référence, et afin d’établir des comparaisons avec les traitements réalisés sur les mesures expérimentales, les modèles d’interspectres établis dans le chapitre I en section I.2 sont utilisés. Il s’agit du modèle de Corcos (*cf.* Éq. I.7) pour le champ aérodynamique de la Couche Limite Turbulente (CLT), et du modèle de champ diffus (*cf.* Éq. I.8) pour le champ acoustique supposé produit par la CLT.

Concernant l’équation du modèle de champ diffus, seul k_0 est à préciser : il s’agit du nombre d’onde lié à la propagation acoustique défini par $k_0 = f/c_0$ (où, rappelons-le, c_0 désigne la célérité de l’onde acoustique et f la fréquence). En revanche, concernant l’équation du modèle de Corcos, il est nécessaire de définir divers paramètres : α et β , les coefficients de cohérence spatiale, respectivement longitudinale et transversale, modélisant la perte de cohérence spatiale dans les deux directions, et k_c le nombre d’onde convectif obtenu par $k_c = f/U_c$ où U_c est la vitesse (de phase) constatée en paroi. De l’ordre de $0,7 \cdot U_\infty$ [24] (U_∞ étant défini comme la vitesse “à l’infini”, c’est-à-dire hors de la couche limite, donc la vitesse en milieu de veine), cette vitesse U_c expérimentale dépend de la position transversale y et doit être définie en conséquence. Les paramètres α , β et U_c sont déterminés empiriquement (*cf.* Annexe C) pour correspondre aux interspectres des données expérimentales. Ainsi, les coefficients α et β sont choisis tels que $\alpha = 8$ et $\beta = 1$, et une loi linéaire en fonction de y est obtenue pour U_c .

Simulation combinant les deux modèles

Afin de déterminer la capacité de résolution des diverses méthodes (notamment pour le seuil énergétique, section III.4.3), des combinaisons des deux modèles précédents sont réalisées avec divers rapports énergétiques entre les deux modèles. Ce rapport, noté r_{ac} , est désigné comme le “rapport énergétique acoustique”, c’est-à-dire le ratio de l’énergie acoustique vis-à-vis de l’énergie turbulente. Nous choisissons de considérer l’énergie globale de chaque modèle (c’est-à-dire l’énergie calculée par sommation du module sur toutes les fréquences f et toutes les positions x ou y) et de rapporter l’énergie du champ diffus à celle du modèle de Corcos avant d’appliquer le rapport r_{ac} au champ diffus. Ainsi, ce rapport énergétique acoustique est défini identiquement pour toutes les fréquences

et tous les capteurs, ce qui ne correspond pas nécessairement au cas réel où les rapports entre les deux contributions varient, notamment en fonction de la fréquence.

L'interspectre résultant de la somme pondérée des deux interspectres (turbulent et acoustique) est donc déterminé par :

$$S_{p_i p_j}(r_x, r_y, f) = \underbrace{A_t(f) e^{-\frac{k_c}{\alpha}|r_x|} e^{-\frac{k_c}{\beta}|r_y|} e^{i k_c r_x}}_{\text{Corcos}} + r_{ac} \frac{E_t}{E_{ac}} \underbrace{A_{ac}(f) \frac{\sin(k_0 r)}{k_0 r}}_{\text{Champ Diffus}}, \quad (\text{III.10})$$

où E_t et E_{ac} sont respectivement les énergies totales des interspectres des modèles de Corcos et de champ diffus calculées numériquement et où r est obtenu par $r = \sqrt{r_x^2 + r_y^2}$.

III.3.4 Représentations d'interspectres simulés

Lecture des graphiques d'interspectres

Afin d'en différencier les deux méthodes de calcul (référéncées ou non), deux types de représentations des interspectres sont utilisés dans ce manuscrit. Les matrices interspectrales (non-référéncées donc) sont représentées individuellement pour chaque direction (Ox) ou (Oy), tandis que les matrices interspectrales référéncées présentent sur un même graphique les interspectres selon (Ox) et (Oy) afin de visualiser le capteur de référence utilisé communément pour les deux lignes et son effet. Pour ce dernier cas, et sauf indications contraires, chaque graphique d'interspectres est partagé en deux par une ligne verticale discontinue : la partie gauche concerne la ligne de capteurs selon (Ox) (c'est-à-dire dans le sens de l'écoulement), la partie droite la ligne de capteurs selon (Oy) (c'est-à-dire dans le sens transverse à l'écoulement). Une ligne verticale en pointillés permet de repérer la position du capteur de référence sur chaque graphique.

L'axe des abscisses présente donc soit l'interdistance r_x ou r_y (en m) dans le premier cas, soit les positions des lignes de capteurs selon (Ox) puis selon (Oy) dans le second (également en m). Dans les deux cas, en ordonnée se trouve l'échelle logarithmique des fréquences (en Hz). L'échelle des couleurs des graphiques de module est en dB référence 1 Pa dans le cas de simulations, $2 \cdot 10^{-5}$ Pa dans le cas de signaux expérimentaux. Pour les graphiques de phase, seule l'échelle des couleurs diffère, étant en radian et allant de $-\pi$ à $+\pi$.

Interprétation des interspectres simulés

Nous choisissons ici de montrer des simulations d'interspectres référéncés ayant comme configuration de capteurs celle de la plaque "en T" (cf. section II.2.1) et avec pour capteur de référence celui situé à l'intersection des lignes (Ox) et (Oy). Ceci permet en effet de présenter sur un même graphique le cas d'un capteur de référence situé à l'extrémité d'une ligne (selon (Ox)) et situé au milieu d'une ligne (selon (Oy)).

Les graphiques des figures III.6 et III.7 montrent donc les modules (III.6) et les phases (III.7) des interspectres pour les simulations de Corcos (a), du champ diffus (b) et d'une combinaison des deux modèles de rapport énergétique $r_{ac} = 1$ (c) et $r_{ac} = 1/100$ (d). Les paramètres utilisés ($\alpha = 8$, $\beta = 1$ et U_c) sont ceux définis précédemment dans la section III.3.3, pour une vitesse $U_\infty = 40 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

Les modules des interspectres référéncés de la figure III.6 présentent tous, quelle que soit la fréquence, une décroissance énergétique. Celle-ci traduit une perte de cohérence s'accroissant avec l'augmentation de la distance au capteur de référence, et s'opère de façon d'autant plus accrue sur de petites distances que la fréquence augmente⁸. Ceci est en accord avec la dissipation énergétique

⁸en d'autres termes, si l'on effectue une coupe à fréquence constante, la décroissance est d'autant plus accentuée que la fréquence est élevée.

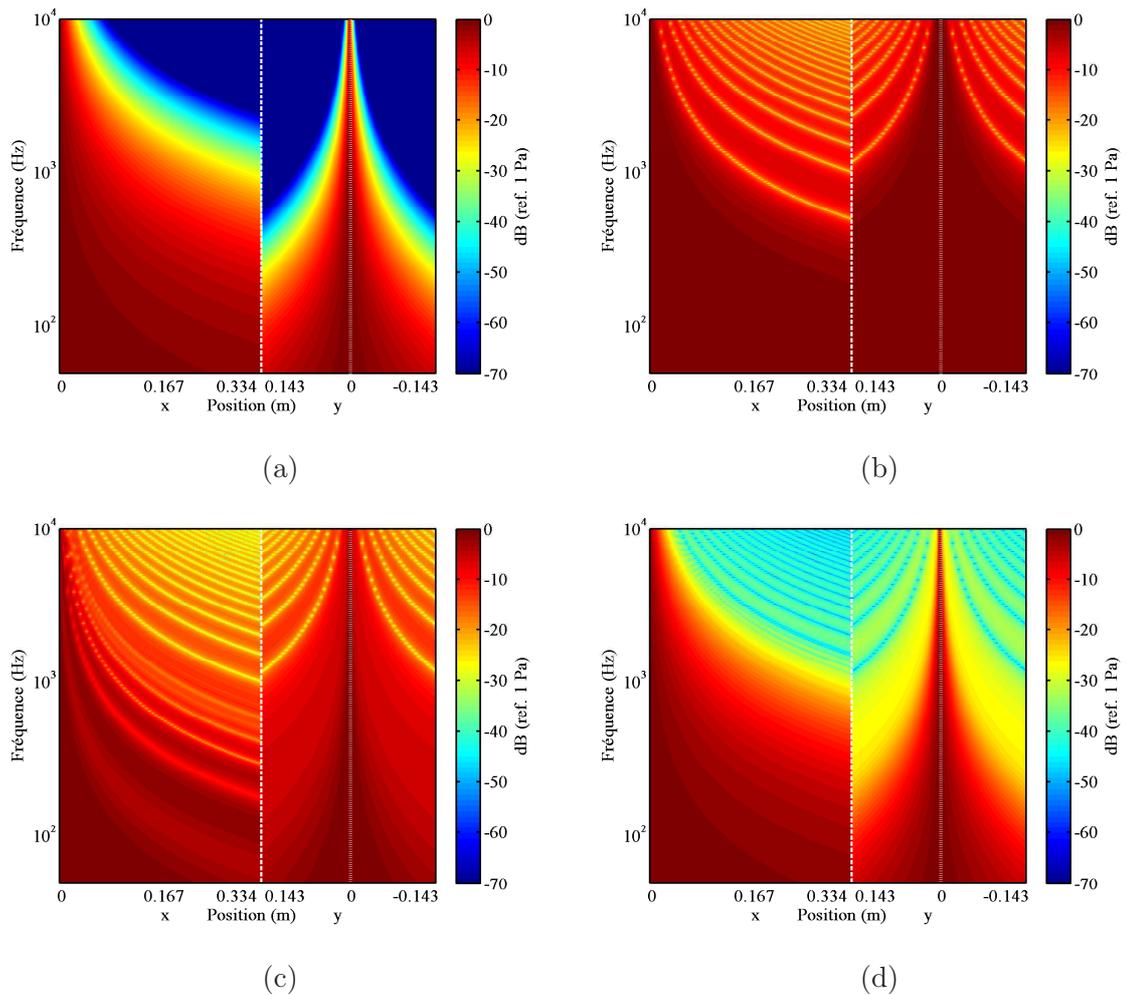


Figure III.6 – Modules (en dB réf. 1 Pa) de diverses simulations d'interspectres référencés :
 (a) modèle de Corcos, (b) modèle du champ diffus, (c) et (d) combinaisons des deux modèles de rapport énergétique $r_{ac} = 1$ (c) et $r_{ac} = 1/100$ (d).

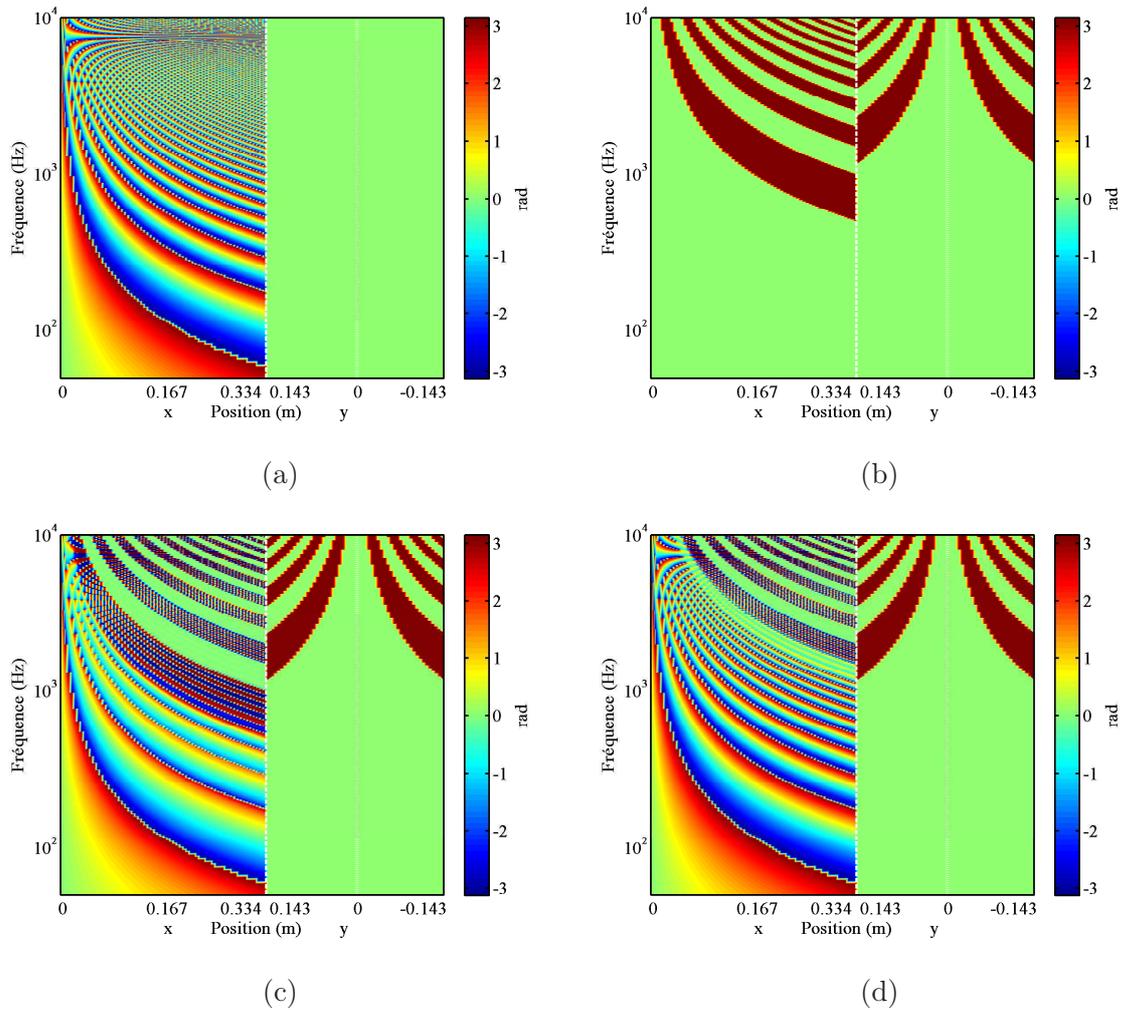


Figure III.7 – Phases (en radian) de diverses simulations d'interspectres référencés :
 (a) modèle de Corcos, (b) modèle du champ diffus, (c) et (d) combinaisons des deux modèles de rapport énergétique $r_{ac} = 1$ (c) et $r_{ac} = 1/100$ (d).

augmentant avec la fréquence. Comparant maintenant le modèle de Corcos (spectre (a)) et celui du champ diffus (spectre (b)), la décroissance énergétique du premier est très nettement supérieure à celle du champ diffus, en accord avec les échelles caractéristiques de chacune des familles de fluctuations.

En ce qui concerne la phase des interspectres (figure III.7), la rotation de celle-ci est plus rapide pour le modèle de Corcos que pour le modèle du champ diffus, toujours en accord avec des échelles spatiales caractéristiques plus grandes pour la contribution acoustique que pour la turbulence. Sur le spectre (a) du modèle de Corcos autour de 4 – 5 kHz, un motif particulier rappelle le motif “de base” hyperboloïde visible aux basses fréquences, mais inversé et se superposant au premier⁹. Ceci est la traduction d’un phénomène de sous-échantillonnage spatial par la ligne de capteurs. Ce motif inversé n’est par ailleurs pas présent sur le spectre (b) du modèle du champ diffus puisque l’antenne est suffisamment bien résolue spatialement pour les phénomènes acoustiques. Notons la phase nulle du modèle de Corcos selon (Oy) puisque l’écoulement simulé est strictement dirigé selon (Ox) et que de ce fait, la phase est constante sur toute ligne parallèle à (Oy).

Enfin, que ce soit pour les modules ou les phases de la combinaison des interspectres de chaque modèle avec différents rapports (spectres (c) et (d) des figures III.6 et III.7), les résultats sont en accord avec une contribution partagée de chacun des phénomènes. Pour un rapport énergétique $r_{ac} = 1/100$, le motif du champ diffus est encore nettement visible, signifiant que, mis à part toute autre forme de perturbation (bruit de fond, bruit de mesure, etc.), la détection de la signature acoustique ne devrait pas être remise en question par l’algorithme de calcul des matrices interspectrales. Ces différents graphiques vont permettre un point de comparaison avec les interspectres calculés à partir des données de pressions pariétales expérimentales.

Nous avons représenté ci-dessus les interspectres référencés. Pour ce qui est des interspectres non-référencés, les spectres (non-présentés ici) sont équivalents :

- pour les modules selon (Ox) ou (Oy), au module selon (Oy) de l’interspectre référencé (partie droite du spectre (a) de la figure III.6),
- pour les phases, selon (Ox) à la phase selon (Ox) “symétrisée” de l’interspectre référencé (partie gauche du spectre (a) de la figure III.7), et à la phase nulle selon (Oy) de ce même spectre référencé (partie droite).

Effet du capteur de référence sur les interspectres référencés

Il est intéressant de noter l’effet que produit un changement de voie de référence (dans le cas d’un interspectre référencé, bien entendu). En effet, l’énergie d’interaction entre les capteurs sera supérieure si l’on prend un capteur de référence au milieu de la ligne de capteurs plutôt qu’à une extrémité : d’une part, la distance la plus longue sera divisée par deux, limitant ainsi les grandes pertes d’énergie d’interaction ; d’autre part, il y aura approximativement deux fois plus d’énergie d’interaction puisque le double de capteurs est situé à une distance donnée (la paire de capteurs situés en $+r$ et en $-r$ par rapport au capteur de référence). Ainsi, utilisant les simulations par le modèle de Corcos et calculant l’énergie totale pour deux positions du capteur de référence, cette énergie pour un capteur central est de l’ordre de 50 % supérieure à cette même énergie pour un capteur situé à une extrémité. Les graphiques de la figure III.8 illustrent ce point avec l’exemple de trois références différentes sur l’antenne “en T” présentée à la figure II.8 : la référence vue au paragraphe précédent en amont de la ligne (Ox) (spectre (a)), une référence au milieu de cette ligne de capteurs (spectre (b)) et une référence prise à l’extrémité aval de cette même ligne (spectre (c)).

⁹en termes de phase, ce motif décrit une phase semblant tourner en sens contraire. Ce phénomène est identique à celui donnant l’illusion qu’une roue de chariot tourne en sens contraire, l’effet stroboscopique, et qui résulte d’un mauvais échantillonnage.

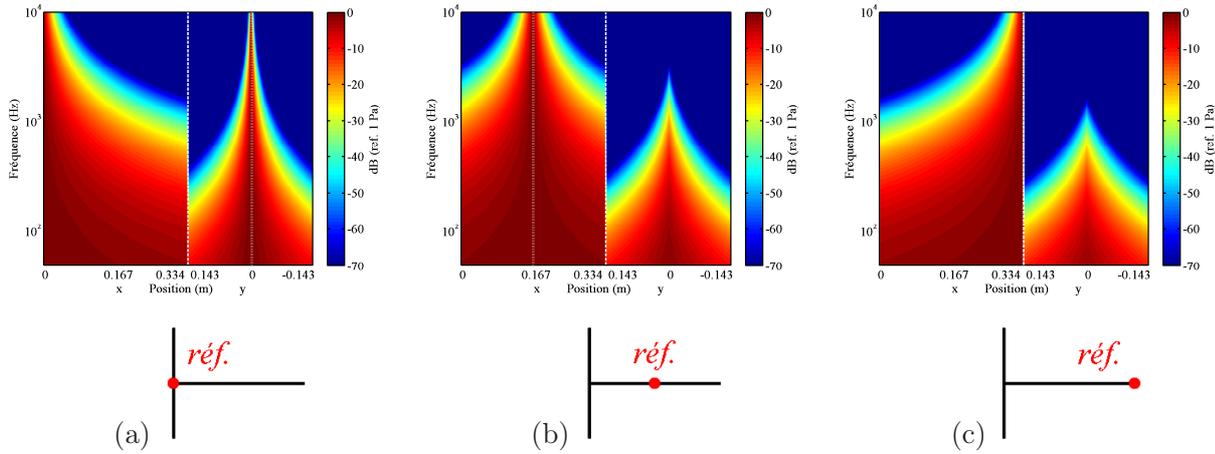


Figure III.8 – Effets du changement de capteur de référence sur les interspectres.

L'exemple du modèle de Corcos est utilisé, et les effets d'une voie de référence prise en amont (a), au milieu (b) ou en aval (c) de la ligne de capteur (Ox) sont présentés.

Comme énoncé plus haut, l'énergie décroît d'autant plus vite que la distance au capteur de référence augmente. Ainsi, pour la partie droite des spectres concernant la ligne de capteurs selon (Oy), en éloignant le capteur de référence (spectres de (a) à (c)), toutes les distances entre les capteurs de la ligne transversale et le capteur de référence augmentent. L'énergie représentée diminue donc nettement pour tous les capteurs de la ligne (Oy). Le motif de la phase (phase non représentée ici) subit les mêmes changements de géométrie, mais la vitesse de rotation ne change pas. Par contre, un déphasage global (sur toutes les fréquences) est observable pour (Oy) puisque la distance avec le capteur de référence augmente pour tous les capteurs.

Avec ces simulations, l'écoulement est supposé homogène. Seules les distances intercapteurs jouent un rôle dans ces observations. *A contrario* en situation expérimentale, la position du capteur de référence pourra jouer un rôle un peu plus important puisque l'écoulement n'est pas tout à fait homogène (même dans le cas de la CLT puisque l'épaisseur de couche limite évolue selon (Ox), cf. section IV.1). Ainsi, si l'on souhaite présenter des résultats à la fois selon (Ox) et (Oy), le choix du capteur à l'intersection des deux lignes est favorisé. Par contre, le choix d'un capteur central à la ligne étudiée sera plus judicieux afin d'homogénéiser les éventuelles différences entre les capteurs extrêmes (ce capteur central de référence sera notamment utilisé lors de la définition du seuil énergétique en section III.4.3 et lors de la présentation des résultats de ce seuil en section IV.3). Ce changement de voie de référence et ses effets seront importants dans les représentations des spectres en nombre d'onde–fréquence de la section suivante.

Ainsi dans cette section, les deux types d'interspectres (référéncé ou non) ont été définis et les modèles de Corcos et de champ diffus (et diverses combinaisons des deux) nous ont permis d'établir une base de comparaison pour les résultats expérimentaux. La démarche suivante présentée ci-après est de calculer à partir de ces interspectres des spectres en nombre d'onde–fréquence grâce à la méthode du corrélogramme spatial (dont le calcul des interspectres est une étape intermédiaire).

III.4 Corrélogramme spatial et spectres en nombre d'onde–fréquence

Comme nous l'avons précisé dans le chapitre I, les deux principales différences entre les deux familles de fluctuations (aéroacoustique et aérodynamique), consistent en leurs vitesses de phase caractéristiques d'une part, et d'autre part en leurs échelles spatiales caractéristiques : à une fréquence donnée, la longueur d'onde des fluctuations convectives est de l'ordre de dix fois celle des fluctuations progressives. Ainsi, l'utilisation de la représentation nombre d'onde–fréquence (\vec{k}, f) est idéale pour procéder à la séparation des deux types de fluctuations.

Dans cette section, nous présentons la méthode du corrélogramme spatial permettant d'obtenir des spectres en nombre d'onde–fréquence $\Phi(\vec{k}, f)$ et la représentation en nombre d'onde–fréquence du module de Φ (présentées également dans la référence [27]). Puis, après avoir expliqué comment interpréter les représentations en nombre d'onde–fréquence ainsi obtenues, nous analysons les spectres des simulations des modèles de Corcos et de champs diffus. Enfin, nous complétons cette section par une observation des effets du choix du capteur de référence.

III.4.1 Formulation du calcul du corrélogramme spatial

Le spectre en nombre d'onde–fréquence $\Phi(\vec{k}, f)$ défini au chapitre I est obtenu par la méthode du corrélogramme spatial (cf. [59]) :

$$\Phi(\vec{k}, f) = \int_{\infty} E \left[\underbrace{\int_{\infty} p(\vec{x}, t) p^*(\vec{x} + \vec{r}, t + \tau) e^{-i2\pi f \tau} d\tau}_{\text{Interspectre}} \right] e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} d\vec{r}, \quad (\text{III.11})$$

où $E[\]$ est l'opérateur de moyenne d'ensemble. Cette méthode consiste en une transformée de Fourier spatiale de la moyenne d'ensemble de l'interspectre (défini comme la TF de l'intercorrélacion des signaux de pression), désignée dans la section précédente sous le terme de matrice interspectrale (référéncée ou non).

Si l'hypothèse d'homogénéité n'est pas admise, le spectre en nombre d'onde–fréquence peut alors se calculer par une transformée de Fourier spatiale de la matrice interspectrale référéncée par rapport à la position \vec{x} (c'est-à-dire $S_{ijx}(\vec{x} + \vec{r}, f)$) :

$$\Phi(\vec{k}, f)_{\vec{x}} = \int_{\infty} S_{ijx}(\vec{x} + \vec{r}, f) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} d\vec{r}. \quad (\text{III.12})$$

Il s'agit alors du corrélogramme spatial référéncé. Si l'hypothèse d'homogénéité est admise, $\Phi(\vec{k}, f)$ se calcule alors en utilisant la matrice interspectrale $S_{ij}(\vec{r}, f)$ (c'est-à-dire non référéncée) :

$$\Phi(\vec{k}, f) = \int_{\infty} S_{ij}(\vec{r}, f) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} d\vec{r}. \quad (\text{III.13})$$

Transposé à notre cas de signaux réels (donc discrets), le calcul est réalisé en appliquant une Transformée de Fourier Spatiale Discrète (TFSD), selon les x d'une part et selon les y d'autre part sur la matrice interspectrale (référéncée ou non), permettant d'obtenir les spectres en nombre d'onde–fréquence $\Phi(\vec{k}_x, f)$ et $\Phi(\vec{k}_y, f)$. Comme précisé par les schémas de calculs de l'annexe A.3, les spectres en nombre d'onde–fréquence sont en Pa^2 .

Sachant que la matrice interspectrale est à symétrie hermitienne (cf. section III.3.2), en appliquant la TFSD, le spectre en nombre d'onde–fréquence obtenu est théoriquement réel (et la phase

est donc théoriquement nulle). En revanche, l'application de cette TFSD à la matrice interspectrale référencée (qui ne possède pas de propriété de symétrie hermitienne) donne un spectre en nombre d'onde–fréquence complexe (possédant donc une phase). Une petite étude numérique non présentée ici nous a permis de conclure que dans ce second cas, les phases que nous obtenons reflètent principalement la position du capteur de référence plutôt que des informations utiles à la séparation des composantes aéroacoustique et aérodynamique. Ainsi, la phase n'apportant dans les deux cas aucune information utile pour nos travaux, nous prenons le parti dans la suite de ce mémoire de n'aborder que l'aspect énergétique des spectres en nombre d'onde–fréquence en ne présentant que leur module.

III.4.2 Représentations de spectres en nombre d'onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}, f)$ simulés

Lecture des graphiques de spectres en nombre d'onde–fréquence

Dans ce manuscrit, sauf indications contraires, pour chaque graphique de spectres en nombre d'onde–fréquence se trouvent, en abscisse l'échelle des nombres d'onde réduits¹⁰ \tilde{k}_x ou \tilde{k}_y (en m^{-1}), et en ordonnée l'échelle des fréquences (en kHz). L'échelle des couleurs est en dB référence 2.10^{-5} Pa.

Sur de telles représentations, la vitesse d'un phénomène peut être appréhendée. En effet, d'après la relation $f = v \cdot \tilde{k}$ (cf. section III.1.2), la fréquence f est proportionnelle au nombre d'onde réduit \tilde{k} . Un phénomène se propageant à une vitesse de phase v se traduit ainsi par une droite passant par l'origine du graphique avec une pente v . Des lignes pointillées sont donc ajoutées sur les graphiques pour signifier la position théorique de certaines grandeurs. Les graphiques de la figure III.9 les présentent sans autres données.

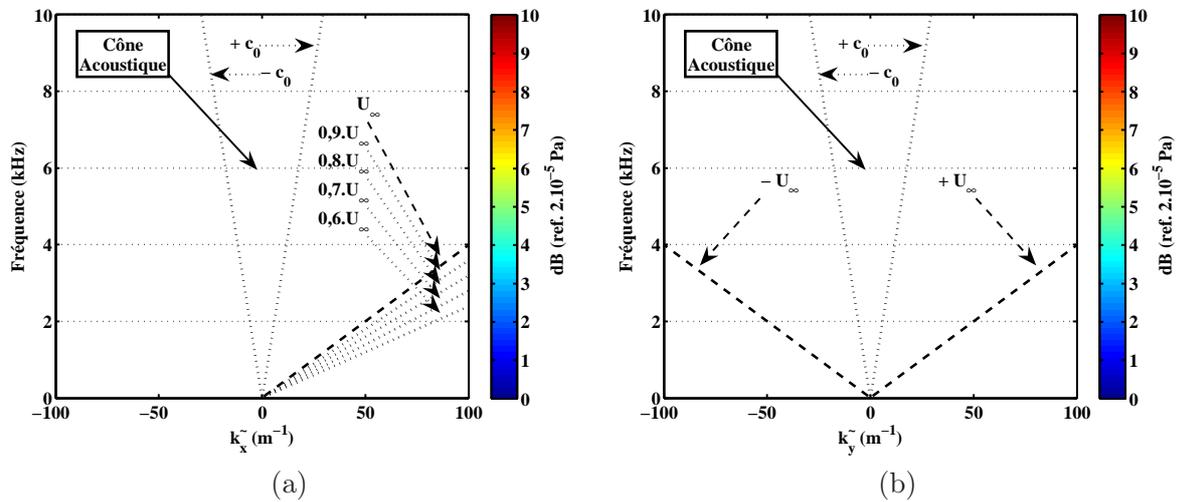


Figure III.9 – Modèles des représentations des spectres en nombre d'onde–fréquence selon (Ox) (a) et (Oy) (b).

Ainsi, dans les graphiques concernant \tilde{k}_x (graphique (a)), la ligne en tirets correspond à la vitesse de l'écoulement U_∞ (ici, 40 m.s^{-1}), les lignes suivantes en pointillés correspondent aux vitesses allant de $0,9.U_\infty$ à $0,6.U_\infty$. Celles-ci permettent d'apprécier la vitesse U_c réellement observée en paroi.

¹⁰ cf. section III.1.2 sur les conventions de notation.

Dans les graphiques concernant \tilde{k}_y (graphique (b)), les droites en tirets sont de pentes $\pm U_\infty$ et permettent de situer les vitesses de phase U_c supérieures et inférieures à U_∞ .

Sur les deux types de graphiques en \tilde{k}_x et \tilde{k}_y , les deux droites les plus “verticales” ont pour pentes $\pm c_0$ et délimitent ce qui est nommé par la suite le “cône acoustique”. La notion de cône acoustique signifie que toute l’énergie acoustique est nécessairement incluse dans ce domaine¹¹. En effet, les vitesses de phase des phénomènes acoustiques observés sont nécessairement supérieures à la vitesse du son c_0 . Enfin, l’énergie contenue dans la partie des nombres d’onde positifs ou négatifs indique respectivement une propagation du son dans le sens de l’antenne (repéré par l’axe (Ox) ou (Oy)) ou en sens inverse. Par exemple, une vitesse de phase négative dans le diagramme (\tilde{k}_x, f) indique un phénomène remontant l’écoulement.

Manifestation du repliement sur les graphiques de spectres en nombre d’onde–fréquence

Il est nécessaire de mentionner le problème de repliement qui se manifeste sur ce type d’analyse. Comme précisé dans la section III.2, l’intervalle de nombre d’onde exploré est limité par $\tilde{k}_{max} = 1/d$ où d est le pas intercepteur. Dans la plupart des résultats présentés, d est de l’ordre de 5 mm donnant un \tilde{k}_{max} de l’ordre de 200 m^{-1} . Nos graphiques sont donc affichés sur un intervalle $[-\tilde{k}_{max}/2; \tilde{k}_{max}/2]$ ¹² afin de pouvoir apprécier les nombres d’ondes négatifs. Mais tout phénomène caractérisé par un nombre d’onde positif supérieur à ce $\tilde{k}_{max}/2$ sera replié sur l’intervalle des nombres d’onde négatifs.

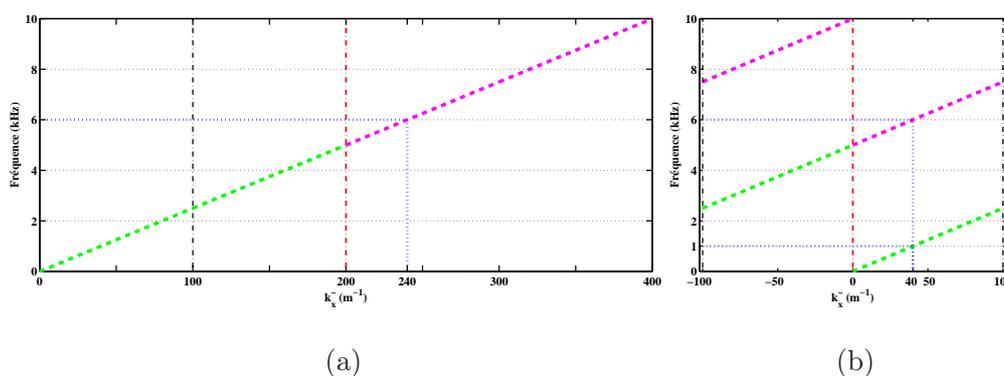


Figure III.10 – Illustration du principe de repliement : phénomène caractérisé par une vitesse de phase de 25 m.s^{-1} , représenté sans (a) et avec (b) repliement. Ici, $\tilde{k}_{max} = 200 \text{ m}^{-1}$.

Par exemple, les graphiques de la figure III.10 montrent l’effet d’un tel repliement pour un phénomène caractérisé par une vitesse de 25 m.s^{-1} qui s’étendrait jusqu’à un nombre d’onde $\tilde{k} = 400 \text{ m}^{-1}$. Une fréquence $f = 6 \text{ kHz}$ serait théoriquement associée à un nombre d’onde $\tilde{k} = 240 \text{ m}^{-1}$ (graphique (a)) mais, compte tenu du repliement, est associée au nombre d’onde $\tilde{k} = 40 \text{ m}^{-1}$ (graphique (b)). Ainsi, pour un nombre d’onde $\tilde{k} = 40 \text{ m}^{-1}$, deux contributions fréquentielles seront visibles à $f = 1 \text{ kHz}$ (contribution physique) et $f = 6 \text{ kHz}$ (contribution repliée).

¹¹mais cela ne signifie pas que l’énergie contenue dans ce cône est de nature uniquement acoustique, comme il sera montré plus loin avec les effets de repliement.

¹²l’intervalle $[\tilde{k}_{max}/2; \tilde{k}_{max}]$ étant reporté sur l’intervalle $[-\tilde{k}_{max}/2; 0]$.

Interprétation des spectres en nombre d'onde–fréquence simulés

Nous montrons ici les mêmes configurations de simulation que celles utilisées à la section III.3.4, à savoir des simulations d'interspectres référencés, pour une configuration de capteurs telle la plaque “en T”. En revanche, les capteurs de référence sont systématiquement choisis *au milieu* de chaque ligne de capteurs (au milieu de la ligne (Ox) pour les spectres en nombre d'onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}_x, f)$ et de la ligne (Oy) pour les spectres en nombre d'onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}_y, f)$).

Les graphiques des figures III.11 et III.12 montrent les modules des spectres en nombre d'onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}_x, f)$ (III.11) et $\Phi(\tilde{k}_y, f)$ (III.12) pour les simulations de Corcos (a), du champ diffus (b) et pour les combinaisons des deux modèles de rapport énergétique $r_{ac} = 1$ (c) et $r_{ac} = 1/100$ (d).

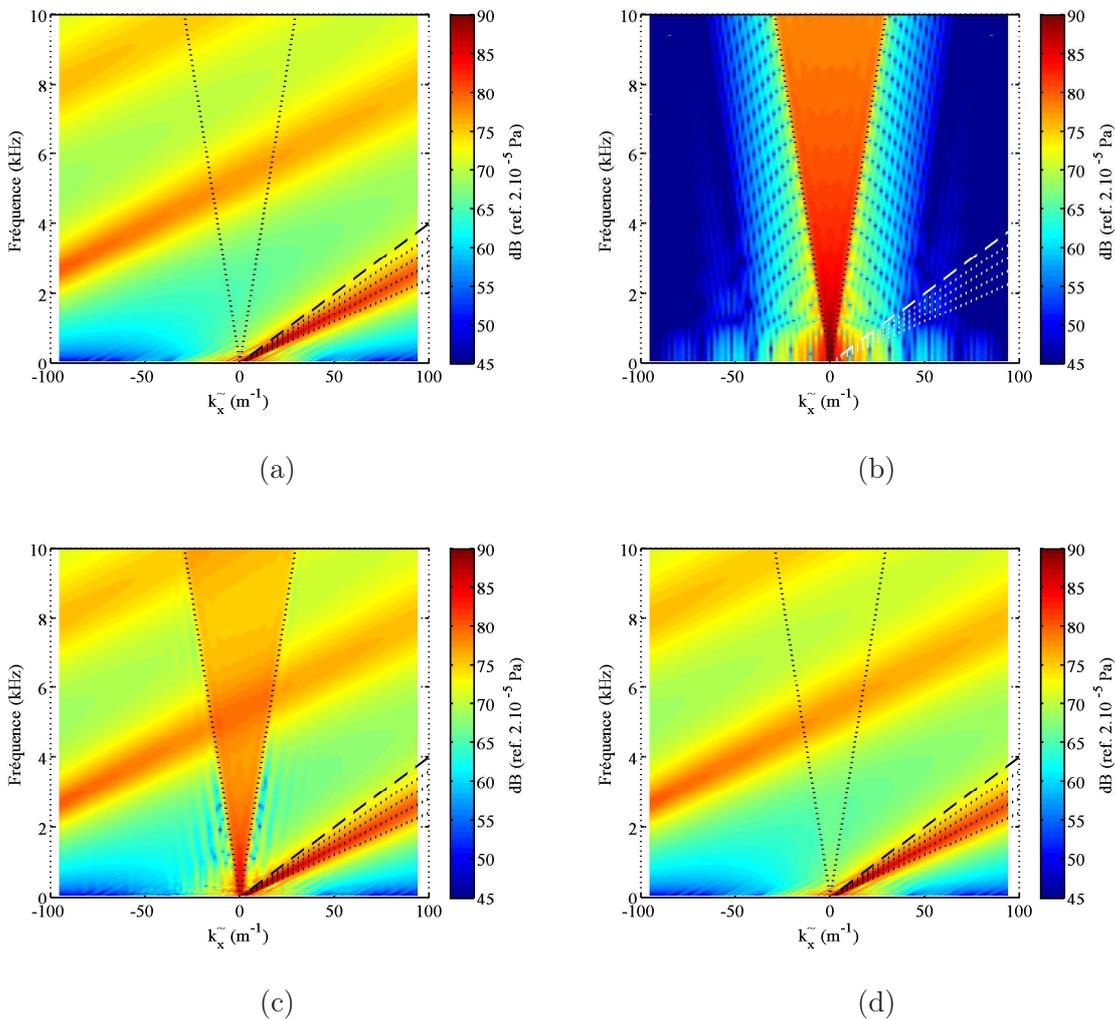


Figure III.11 – Modules (en dB réf. 2.10^{-5} Pa) des simulations de spectres en nombre d'onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}_x, f)$:
 (a) modèle de Corcos, (b) modèle du champ diffus, (c) et (d) combinaisons des deux modèles de rapport énergétique $r_{ac} = 1$ (c) et $r_{ac} = 1/100$ (d).

Si l'on s'intéresse aux modules des spectres selon (Ox) (figure III.11), le modèle de Corcos (spectre (a)) présente une signature se superposant avec les lignes théoriques de vitesses de phase

en paroi $U_c = 0,7.U_\infty$ (en accord avec les paramètres de Corcos déterminés empiriquement, cf. III.3.3 et annexe C). Cette signature possède un certain étalement lui donnant la forme d’un cône incliné. Par la suite, le terme de “cône convectif” sera également employé pour désigner cette signature aérodynamique, par analogie au cône acoustique préalablement défini. Il est également possible d’apercevoir “la suite” de ce cône convectif du côté des nombres d’onde négatifs (qui rappelons-le correspond à la fois à l’intervalle $[-\tilde{k}_{max}/2; 0]$ et à l’intervalle $[\tilde{k}_{max}/2; \tilde{k}_{max}]$). Il se poursuit jusqu’aux petits nombres d’onde et au-delà de $\tilde{k}_x = 0$, traduisant le phénomène de repliement. Enfin, les effets du fenêtrage sont visibles en basse fréquence sous la forme de “répliques” de moindre énergie du cône convectif de part et d’autre de celui-ci. De l’énergie est ainsi détectable dans le cône *acoustique* alors qu’aucune énergie de type acoustique n’a été introduite : il s’agit de l’énergie convective repliée et/ou répliquée qui va poser problème dans la séparation des deux contributions comme il sera montré plus loin.

Le spectre (b) permet d’apprécier le cône acoustique. Il est à noter que contrairement à ce qui a été dit précédemment, de l’énergie (acoustique, puisque seule celle-ci a été introduite ici) est observable en dehors du cône acoustique théorique. Cependant, cette énergie est immédiatement 20 dB en-dessous de l’énergie maximum que l’on peut trouver sur les droites théoriques et, comme il sera montré plus tard dans la section IV.3, cela ne reflète pas les résultats expérimentaux.

Enfin, les spectres (c) et (d) permettent de constater les effets combinés des deux simulations : avec un rapport énergétique acoustique $r_{ac} = 1$ (spectre (c)), la superposition des deux signatures au sein du cône acoustique est flagrante, confirmant un futur problème en vue de la séparation des deux composantes. Avec $r_{ac} = 1/100$, il est à peine possible d’observer la signature énergétique acoustique, celle-ci étant près de 20 dB inférieure à l’énergie du cône convectif.

Pour les modules des spectres selon (Oy) (figure III.12), la signature du modèle de Corcos (spectre (a)) présente non plus un cône comme pour les spectres selon (Ox), mais un très large lobe recouvrant entre autre complètement le cône acoustique et dont les limites s’étendent au-delà des droites théoriques de pentes $\pm U_\infty$. Le spectre (b) du modèle de champ diffus présente par contre une signature acoustique parfaitement identifiable et pleinement incluse dans le cône acoustique théorique (mis à part les effets de réplification dus au fenêtrage). Bien entendu, les spectres (c) et (d) présentant les combinaisons des deux simulations traduisent la superposition des deux modèles. Comme pour les spectres selon (Ox), le champ diffus semble prédominer pour un rapport $r_{ac} = 1$ tandis que le modèle de Corcos prédomine pour un rapport $r_{ac} = 1/100$.

Effet du capteur de référence sur les spectres en nombre d’onde–fréquence référencés

Si un interspectre référencé est choisi pour calculer le spectre en nombre d’onde–fréquence, il est nécessaire d’étudier l’effet du choix du capteur de référence sur l’allure du spectre. La figure III.13 montre l’effet du changement de capteur de référence sur les spectres en nombre d’onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}_x, f)$ calculés du modèle de Corcos, avec de gauche à droite, un capteur de référence en amont, au milieu et en aval de la ligne de capteurs (Ox).

La forte ressemblance entre les spectres (a) et (c) peut tout d’abord être notée, traduisant le fait qu’énergétiquement parlant, un interspectre avec un capteur de référence tout en amont ou tout en aval est équivalent. La forme de la signature convective est aussi remarquable. En effet, lorsque le capteur est à une extrémité, la tache convective, très large (c’est-à-dire couvrant un grand intervalle de nombres d’onde) en basse fréquence, se réduit en haute fréquence et perd très rapidement sa cohérence énergétique. Ceci est à mettre en parallèle avec l’éloignement relatif des capteurs avec le capteur de référence, entraînant cette perte de cohérence pour des fréquences plus hautes. Au contraire, lorsque le capteur est central, la signature a l’allure d’un cône, tel qu’il a déjà été décrit précédemment.

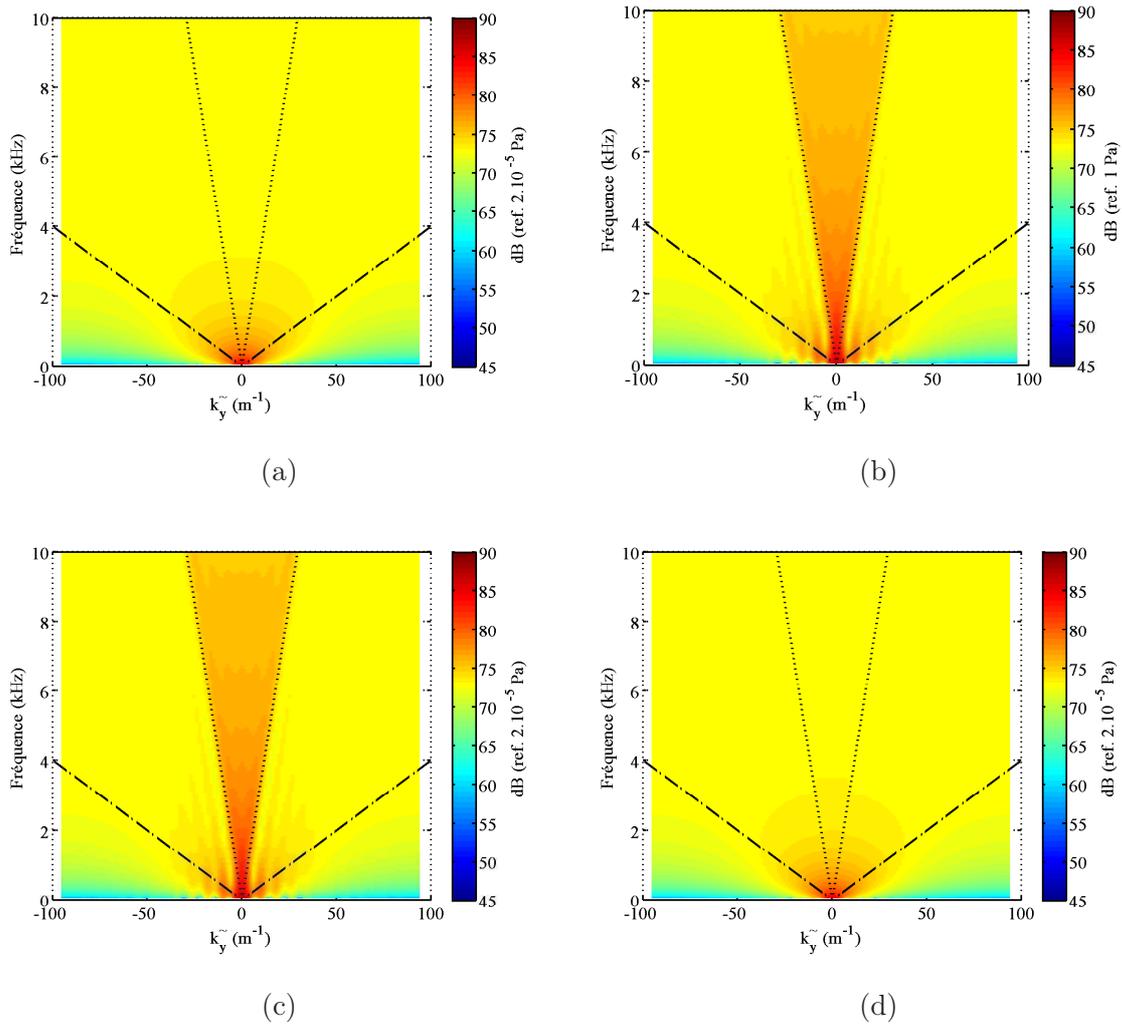


Figure III.12 – Modules (en dB réf. 2.10^{-5} Pa) des simulations de spectres en nombre d'onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}_y, f)$:
 (a) modèle de Corcos, (b) modèle du champ diffus, (c) et (d) combinaisons des deux modèles de rapport énergétique $r_{ac} = 1$ (c) et $r_{ac} = 1/100$ (d).

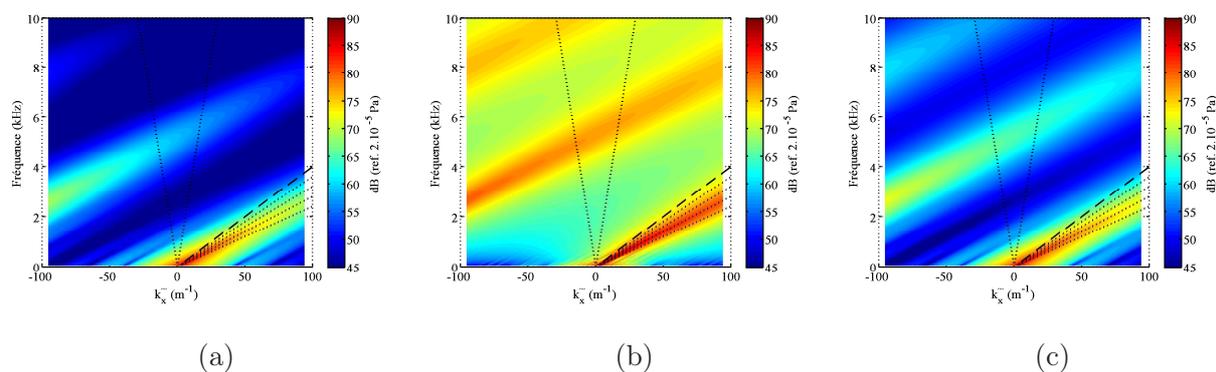


Figure III.13 – Effets du changement de capteur de référence sur les spectres en nombre d’onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}_x, f)$.

L’exemple du modèle de Corcos est utilisé, et les effets d’une voie de référence prise en amont (a), au milieu (b) ou en aval (c) de la ligne de capteurs selon (Ox) sont présentés.

Il est à noter que les simulations avec un capteur de référence central (spectre (b)) correspondent également aux spectres en nombre d’onde–fréquence calculés à partir des matrices interspectrales interdistances (c’est-à-dire non-référencées).

III.4.3 Définition d’un seuil énergétique dans l’espace des nombre d’onde–fréquence

Comme il sera montré dans le chapitre suivant, la signature énergétique acoustique n’est parfois pas détectable dans les spectres en nombre d’onde–fréquence. Cependant, même si le niveau énergétique acoustique n’est pas présent sur ces résultats, il est tout de même possible de déterminer un seuil énergétique en-deçà duquel ce niveau énergétique acoustique se trouve, c’est-à-dire un niveau énergétique acoustique maximum.

En effet, nous avons préalablement parlé du cône acoustique, zone sur les représentations en nombre d’onde–fréquence dans laquelle l’énergie acoustique est cantonnée (*cf.* section III.4.2). Cependant, ce cône ne contient pas exclusivement l’énergie acoustique : le repliement de l’énergie convective sur les petits nombres d’onde, l’énergie du bruit de la soufflerie et les artefacts de calcul participent à l’énergie mise en évidence dans cette zone. Un seuil énergétique est alors défini. Il est calculé en réalisant le rapport R_{ac} de l’énergie estimée dans cette zone du cône acoustique et de l’énergie totale (c’est-à-dire estimée sur toutes les fréquences et tous les nombres d’onde, y compris la zone du cône acoustique). Comme l’énergie contenue dans la zone du cône acoustique est une surestimation de l’énergie acoustique réellement présente dans les signaux, ce rapport R_{ac} est une estimation de l’énergie acoustique maximum pouvant être présente. En cela, il est donc un seuil maximum du rapport d’énergie acoustique contenue dans les signaux de pression pariétale. Afin d’illustrer ce propos et d’étalonner ce seuil R_{ac} , les simulations combinant les modèles de Corcos et de champ diffus sont utilisées. La figure III.14 présente la zone délimitant le masquage et les résultats de ce masquage. Le rapport énergétique acoustique r_{ac} , exact par définition (*cf.* Éq. III.10), permet de déterminer les proportions d’énergies acoustique et aérodynamique introduites¹³.

¹³remarquons que r_{ac} traduit bien la quantité introduite de chaque contribution (*cf.* Éq. III.10 page 56) et non le pourcentage d’énergie acoustique par rapport à l’énergie totale. Par exemple si $r_{ac} = 1/1$ (se dit “ r_{ac} égale un contre un”), il n’y a pas 100 % d’énergie acoustique, mais bien 50 %.

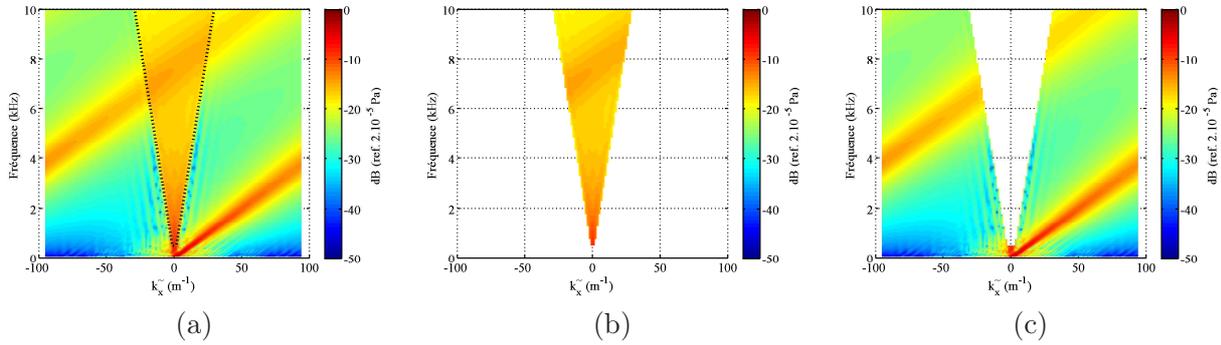


Figure III.14 – Seuil énergétique par masquage des spectres en nombre d’onde–fréquence. Visualisation du masque appliqué sur le spectre en nombre d’onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}_x, f)$ d’une combinaison des modèles de Corcos et de champ diffus de rapport $r_{ac} = 1$ et pour un capteur de référence central (a), et affichage des aires contenant l’énergie acoustique (b) et le reste l’énergie de la convection (c) après masquage.

Voyons maintenant dans quels cas ce seuil énergétique R_{ac} représente une estimation du rapport théorique r_{ac} , et quelle peut être son utilité. Ainsi, les comparaisons entre le rapport théorique initial r_{ac} et le rapport final R_{ac} sont récapitulées dans le tableau III.1.

Rapport initial r_{ac}	Rapport final R_{ac}
1/1 (0 dB)	31,2 %
1/10 (-10 dB)	16,5 %
1/100 (-20 dB)	14,6 %
1/1 000 (-30 dB)	14,4 %
Corcos	14,4 %
Champ Diffus	86,1 %

Tableau III.1 – Comparaison des rapports du seuil énergétique.

Le calcul du rapport R_{ac} est réalisé pour des valeurs de r_{ac} variant de 1 à 1/1000 d’un part, et pour le modèle de Corcos seul et le modèle de champ diffus seul d’autre part.

Constatons tout d’abord que l’écart entre r_{ac} et R_{ac} est important. Il est intéressant de remarquer que pour $r_{ac} = 1/100$ et $r_{ac} = 1/1000$, le rapport acoustique final R_{ac} reste sensiblement constant et égal à celui du modèle de Corcos seul : ainsi, pour une combinaison de 1/100 de contribution acoustique ou moins, le repliement convectif masque systématiquement la signature acoustique et ne permet plus la séparation. Remarquons pour compléter l’étude sur l’effet du choix du capteur de référence (dans le cas d’interspectres référencés) que l’analyse de R_{ac} pour un capteur de référence situé en aval de la ligne de capteurs (Ox) (*cf.* figure III.13 (a)) donne les mêmes résultats diminués de près de 10 dB, ne modifiant pas les précédentes conclusions.

Ainsi avec ces simulations, il est possible de conclure que notre configuration expérimentale ne permet pas de “mesurer” un écart énergétique supérieur à 14 % entre énergie acoustique et énergie turbulente. Cet écart énergétique de 14 % correspond à la pollution du cône acoustique par le repliement du cône convectif. Ce pourcentage étant équivalent en termes d’énergie introduite (c’est-à-dire en termes de r_{ac}) aussi bien à une absence de contribution acoustique (cas de Corcos seul)

qu’à un taux d’énergie acoustique de “*un contre cent*” (cas où $r_{ac} = 1/100$), il ne nous sera donc théoriquement pas possible de discerner entre elles des contributions acoustiques ayant des taux plus faibles que $1/100$. Dans le chapitre IV, le même type d’analyse sera réalisé, pour comparaison, avec des signaux expérimentaux.

III.5 Une décomposition adaptée aux signaux non-stationnaires : la Décomposition Modale Empirique ou EMD

Les méthodes de séparation décrites précédemment (utilisant principalement des analyses de Fourier) impliquent des hypothèses de stationnarité temporelle et spatiale (ou homogénéité). Ces hypothèses ne correspondent dans la pratique qu’à très peu d’écoulements : si la couche limite turbulente peut dans une certaine mesure respecter ces hypothèses, ce n’est pas le cas des écoulements décollés. Il est donc nécessaire de trouver une méthode simple à mettre en œuvre (c’est-à-dire ne nécessitant pas l’utilisation de nombreux paramètres à déterminer et dépendant du signal à analyser) et applicable sur des signaux non-stationnaires (d’un point de vue temporel dans un premier temps¹⁴). La Décomposition Modale Empirique (ou EMD) répond particulièrement à ces attentes.

Dans cette section, après avoir positionné le problème des méthodes précédentes dites “classiques” face aux configurations des écoulements étudiés, un bref historique et une introduction à la Décomposition Modale Empirique sont proposés. L’algorithme de l’EMD est ensuite détaillé. Pour finir, les deux applications de l’EMD sur les signaux de pressions pariétales fluctuantes sont exposées, la première utilisant l’EMD pour atténuer les grands nombres d’onde, la seconde permettant de décomposer de façon instantanée les signaux en bandes de nombres d’onde et d’en suivre ainsi les évolutions au cours du temps.

III.5.1 Positionnement du problème des signaux aéroacoustiques et de l’EMD

L’étude en temps–fréquence de signaux quels qu’ils soient est un problème délicat (*cf.* notamment Flandrin [39]). Beaucoup de méthodes existent, certaines se basant sur la Transformée de Fourier à court terme (comme le corrélogramme spatial vu précédemment, ou le spectrogramme mettant en œuvre une fenêtre glissante), d’autres comme les ondelettes utilisant une autre base de décomposition. Les méthodes utilisant la TF à court terme nécessitent bien souvent des hypothèses de stationnarité locale (ou d’homogénéité dans le cas de TF spatiale).

Bien qu’une partie des traitements soit réalisée sur un écoulement de couche limite turbulente supposé stationnaire et homogène, le but est de mettre en œuvre des méthodes pouvant s’appliquer sur tous types d’écoulements incluant les écoulements ne présentant pas (ou pas toutes) ces hypothèses. En effet, que ce soit la marche en chevron ou la vitre latérale d’une automobile, la non-homogénéité spatiale de l’écoulement décollé est manifeste. De même, la stationnarité est remise en question par le passage de structures tourbillonnaires de manière intermittente.

Ainsi, pour permettre une étude de ces types d’écoulements, il est nécessaire de se détacher de la définition “globale” de *fréquence* selon l’analyse de Fourier et d’utiliser une définition plus “locale” telle que la *fréquence instantanée*. Sans chercher à entrer dans le détail, la définition de cette fréquence instantanée, bien que controversée, peut découler de la Transformée de Hilbert (TH) (*cf.* Bendat et Piersol [10] ou Cohen [20, chap. 2]). Elle est alors définie sans ambiguïté, permettant d’affirmer qu’à chaque instant n’existe qu’une seule et unique valeur de la fréquence.

¹⁴il a été montré que l’hypothèse d’homogénéité peut déjà être négligée si le méthode du corrélogramme référencé est utilisé par exemple.

En théorie, cela signifie que le signal doit être une “fonction monocomposante” (terme introduit par Cohen [20]). Mais sa définition étant trop “théorique” dans le cas de signaux réels modulés en fréquence et en amplitude, la notion de “bande étroite” (Schwartz *et al.* [105] et Mallat [85]) est préférée.

Plusieurs définitions de la “bande étroite” sont alors proposées : l’une d’elle, présenté maintenant, permet d’estimer cette largeur de bande à partir des moments d’ordre pair du spectre du signal, plus précisément en utilisant le nombre de passages à zéro P_0 et le nombre d’extrema N_{extr} ([90, § 3.2.3] et [57, § 3]), donnés par

$$P_0 = \frac{1}{\pi} \left(\frac{m_2}{m_0} \right)^{1/2} \quad \text{et} \quad N_{extr} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{m_4}{m_2} \right)^{1/2}, \quad (\text{III.14})$$

où m_i indique le moment d’ordre i . La condition correspondant à cette définition pour qu’un signal soit considéré comme étant à bande étroite est alors

$$|N_{extr} - P_0| \leq 1. \quad (\text{III.15})$$

Par la suite, diverses réflexions aboutissent à la proposition de deux conditions à respecter, l’une étant celle donnée ci-dessus par l’équation III.15, l’autre portant sur une moyenne localement nulle du signal. Ces deux conditions suggèrent ainsi la méthode de Décomposition Modale Empirique que nous abordons ci-après.

III.5.2 Historique et introduction à l’EMD

La Décomposition Modale Empirique : une première étape

La Décomposition Modale Empirique est une technique relativement jeune puisqu’elle voit le jour à la fin du siècle dernier (1995-1998). Elle est introduite par N. E. Huang *et al.* [57] dans le cadre d’études océanographiques, mais elle a depuis été utilisée dans de très nombreux autres domaines tels que la géophysique, le biomédical, la finance, la séismologie, le contrôle industriel, la biologie, la climatologie, la marche de l’homme, l’acoustique sous-marine, etc. Nous en proposons ici une nouvelle application en aérodynamique et aéroacoustique.

Cette décomposition est en fait la première étape d’une technique appelée EMD-HSA (Empirical Mode Décomposition-Hilbert Spectral Analysis), rebaptisée plus tard Hilbert-Huang Transform (HHT), dont le but est de réaliser une analyse spectrale de signaux *a priori* non-stationnaires et issus de systèmes non-linéaires, et dont le lecteur pourra trouver beaucoup plus de détails et d’applications dans des ouvrages tels que celui de N. E. Huang et S. S. P. Shen [56]. D’autres méthodes d’analyse non-stationnaire existent (et sont d’ailleurs abordées dans cette publication), mais se rapprochent toutes d’une analyse de Fourier dont nous venons de voir les lacunes en ce qui concerne des signaux instationnaires.

Fonctions Modales Intrinsèques (ou IMF)

L’idée est donc de décomposer le signal sur une base dérivée du signal lui-même, permettant d’accéder à sa fréquence instantanée, ce qui se traduit par une base définie “localement” et qui est “adaptative”. Par l’étude de la Transformée de Hilbert (TH) et de ses propriétés, Huang en vient à caractériser une classe de fonctions définies par leurs propriétés locales, les Fonctions Modales Intrinsèques (ou IMF) pour lesquelles la fréquence instantanée est définie à tout instant. Ainsi, ces IMF respectent les deux conditions préalablement citées en III.5.1, à savoir un nombre d’extrema

et de passages à zéro ne différant au plus que de un, et une moyenne localement nulle. Plus précisément concernant cette deuxième condition, en tout point, l'IMF sera symétrique par rapport à zéro : la moyenne des enveloppes des deux séries d'extrema (les minima et les maxima) sera nulle. Apparaissent ainsi les notions d'enveloppe et de moyenne nulle d'enveloppes que nous allons voir plus bas.

Principe de l'EMD

L'EMD apparaît alors comme le moyen d'extraire d'un signal non-stationnaire des modes idéaux pour l'étude Temps-Fréquence. C'est une décomposition auto-adaptative en une somme finie de composantes : les IMF et un résidu. Elle est comparable à une technique de ré-allocation en effectuant un pré-traitement, une pré-analyse Temps-Fréquence. Le processus utilisé, nommé "tamisage" ou *sifting process*, est un traitement local et non-linéaire se basant sur les conditions préalablement citées et qui permet l'extraction de chacune des IMF, fonctions de base idéales pour l'analyse de la fréquence instantanée. Ce tamisage (aboutissant à l'extraction d'une IMF) est répété autant de fois qu'il le faut (extrayant donc autant d'IMF) pour arriver jusqu'à une fonction n'ayant plus qu'un seul extrema, une tendance nommée résidu.

Le principe repose sur le fait qu'un signal non-stationnaire est considéré comme la superposition d'une tendance (plutôt basse fréquence) et d'oscillations (hautes fréquences). L'EMD procède à l'identification de la partie oscillante locale grâce à l'extraction de la moyenne locale. Ainsi, ce sont d'abord les modes contenant des oscillations locales rapides qui sont extraits en premier, pour finir par le résidu. En théorie, ce tamisage est efficace dès la première réalisation et aboutit directement à une fonction se pliant aux deux conditions vues plus haut : les nombres d'extrema et de passages à zéro différent au plus de un et la moyenne locale est nulle (ce qui est nécessairement le cas puisque celle-ci est retranchée au signal). En pratique, le tamisage est un processus itératif, répété jusqu'à l'obtention d'une moyenne locale nulle.

Pour ce faire, il est nécessaire de définir la moyenne locale : c'est la moyenne des enveloppes des maxima et des minima. Mais la difficulté réside dans le fait d'obtenir ces enveloppes : ces courbes sont extrapolées à partir de tous les maxima ou minima par lesquels elles passent. Diverses fonctions d'extrapolation ont été étudiées, que nous n'aborderons pas ici. La meilleure retenue par la plupart des auteurs dont Huang semble être la fonction spline cubique (fonction composée par des morceaux de polynômes, ici d'ordre 3, et dont les dérivés respectent certaines propriétés, cf. [90, § 3.2.2] et [111]).

Propriétés et restrictions de l'EMD

Cette décomposition est complète, c'est-à-dire que la somme de toutes les IMF et du résidu reconstitue le signal initial [57, § 5. et Figure 7]. De même, la décomposition est considérée comme orthogonale, même si la preuve mathématique n'en a pas été apportée. Huang [57, § 6.], pour un signal $s(t)$ dont la moyenne locale $\overline{s(t)}$ est extraite pour former la nouvelle fonction $(s(t) - \overline{s(t)})$, en vérifie l'orthogonalité par le produit

$$\overline{(s(t) - \overline{s(t)}) \cdot s(t)} = 0. \quad (\text{III.16})$$

Il explique pourtant que cette équation n'est pas vraie au sens strict du terme puisque la moyenne locale n'est pas calculée directement mais à partir des enveloppes, elles-mêmes extrapolées par des fonctions splines. Il démontre et affirme cependant que d'une part les écarts éventuels à l'orthogonalité sont suffisamment faibles pour être négligés, et que d'autre part cette nécessité

d'orthogonalité n'a de réalité physique que pour les systèmes de décomposition linéaire. Niang [90, § 3.3.6] confirme que la décomposition est orthogonale en cascade, c'est-à-dire que la somme de la nouvelle IMF *et de son résidu* est orthogonale à l'IMF précédente, et non chaque IMF avec la précédente. Ainsi avec la décomposition successive, l'orthogonalité est acceptée si le dernier résidu a effectivement une moyenne nulle¹⁵. En théorie, la décomposition est donc bien orthogonale. En pratique la condition d'arrêt du processus de tamisage de l'algorithme (que nous détaillons plus loin) n'est jamais la nullité de la moyenne mais une valeur seuil.

Ce problème pointe l'une des faiblesses de l'EMD : étant encore une technique très récente et ayant été développée (comme cela a souvent été le cas dans les méthodes de traitement de signal) suite à un besoin pratique, elle ne s'appuie pour l'instant sur aucune base théorique, c'est-à-dire que les résultats obtenus peuvent tout à fait être interprétés et reliés à des cas physiques concrets, mais qu'aucune analyse mathématique rigoureuse ne vient consolider ces résultats. Il n'est ainsi pas possible de comparer des résultats de cette décomposition avec un cas théorique, et seule l'étude d'un grand nombre de signaux caractéristiques (bruit blanc gaussien, impulsion, etc.) permet de constituer une sorte de "catalogue" de cas auxquels il est possible de se référer (exemple d'étude systématique par Flandrin *et al.* [41]).

III.5.3 Algorithme et précautions d'usage de l'EMD

Chaque fonction modale intrinsèque (IMF) s'obtient grâce au processus de tamisage (ou *sifting process*), dans le meilleur des cas en ne l'appliquant qu'une fois, mais en pratique après répétitions jusqu'à un critère d'arrêt. La succession d'étapes composant ce processus de tamisage est la suivante :

- (i) identification des maxima locaux,
- (ii) extrapolation de l'enveloppe supérieure passant par tous les maxima,
- (iii) identification des minima locaux,
- (iv) extrapolation de l'enveloppe inférieure passant par tous les minima,
- (v) calcul de la moyenne des deux enveloppes,
- (vi) soustraction de cette moyenne au signal, donnant un nouveau signal.

Les étapes (i) à (vi) sont à répéter jusqu'à ce que la moyenne des deux enveloppes soit nulle, ou en pratique, jusqu'à ce qu'elle soit inférieure à un seuil fixé par l'utilisateur. Ce critère d'arrêt atteint, la moyenne est nulle (ou considérée comme telle) et le signal est par construction symétrique par rapport à zéro, avec un nombre d'extrema et un nombre de passages à zéro égaux à un près (lui assurant d'être à bande étroite). Respectant les deux conditions vues en III.5.1 page 70, ce signal est alors considéré comme une IMF.

Cette première IMF est soustraite au signal initial donnant un résidu. Soit $x(t)$ un signal à décomposer, et IMF_i et Res_i l'IMF et le résidu d'ordre i (c'est-à-dire après la i -ième application du tamisage). Ainsi, après un premier tamisage, le signal s'écrit :

$$x(t) = IMF_1(t) + Res_1(t) . \quad (III.17)$$

Le deuxième tamisage s'applique sur le premier résidu et donne :

$$Res_1(t) = IMF_2(t) + Res_2(t) , \quad (III.18)$$

et ainsi de suite jusqu'au n -ième tamisage permettant d'obtenir un résidu Res_n non-oscillant (c'est-à-dire ne contenant plus qu'un seul extrema) :

$$Res_{n-1}(t) = IMF_n(t) + Res_n(t) . \quad (III.19)$$

¹⁵en effet, le dernier résidu $\overline{s(t)}$ étant nul, il est possible en remontant cette cascade de décomposition de conclure à une orthogonalité à chaque étape, c'est-à-dire à chaque IMF.

Les équations III.17, III.18 et III.19 peuvent être résumées en une seule :

$$x(t) = \sum_{i=1}^n IMF_i(t) + Res(t), \quad (\text{III.20})$$

où Res correspond au dernier résidu Res_n . En accord avec ce qui a été précisé dans la partie “Principe de l’EMD”, les oscillations des $IMF_i(t)$ sont de plus en plus lentes au fur et à mesure que l’ordre i augmente.

Le nombre d’IMF ainsi obtenu ne dépend globalement que du nombre de points constituant le signal, et cela par la relation :

$$N_{\text{IMF}} = \log_2(N_{\text{pts}}) . \quad (\text{III.21})$$

Dans l’implantation de cet algorithme [38], les données à fournir sont bien sûr le signal, et quelques paramètres ayant l’avantage de ne pas nécessiter d’*a priori* sur ce signal. En effet, il y a à préciser la condition d’arrêt du *sifting process* : celle-ci peut correspondre à un nombre maximum d’itérations des étapes (i) à (vi) vues ci-dessus, et/ou à une valeur seuil. Cette dernière est en général liée à l’écart-type à obtenir du signal tamisé.

Bien entendu, la décomposition donne des modes “corrects” si le signal fourni au départ possède les “bonnes informations”. Il est ainsi nécessaire que le signal soit correctement échantillonné afin que l’EMD retrouve les “vraies” oscillations. Cela semble évident puisqu’applicable à tout traitement de signal. Ça l’est d’autant plus pour l’EMD qui nécessite de connaître les extrema exacts du signal afin d’interpoler correctement les enveloppes. Rilling [99, § 5.4] aborde ce problème de l’échantillonnage et étudie l’erreur sur la décomposition d’un sinus. Nous verrons dans le chapitre suivant que ce problème d’échantillonnage pose des problèmes lors de l’interprétation de certains de nos résultats.

III.5.4 Applications de l’EMD aux signaux de pression pariétale

La Décomposition Modale Empirique, son histoire et son algorithme viennent donc d’être présentés de manière générale. En particulier, la présentation de l’algorithme s’est faite sur l’exemple d’un signal quelconque, totalement indépendant de la dimension, qu’elle soit temporelle ou spatiale. Le fait est que dans la littérature, les travaux utilisant l’EMD sont plus généralement effectués sur des données temporelles. Ainsi, dans cette section, deux principes d’une application originale de l’EMD sur des données spatiales de pression sont présentés.

L’idée est d’appliquer l’EMD à des signaux spatiaux, c’est-à-dire qu’à un instant t donné, les enregistrements synchronisés d’une ligne spatiale de capteurs sont arrangés en un signal spatial que l’EMD va décomposer en IMF selon les oscillations *spatiales* cette fois. *A priori*, chaque IMF est composée de fluctuations dont les nombres d’onde sont inclus dans un intervalle spécifique. La décomposition extrayant dans un premier temps les oscillations localement les plus rapides, les premiers modes devraient ne contenir que des fluctuations convectives (car celles-ci interviennent pour de petites longueurs de cohérence, donc produisent de rapides oscillations spatiales de pression), tandis que les derniers modes incluront vraisemblablement des fluctuations acoustiques (car pour toutes les fréquences explorées par nos signaux expérimentaux, à savoir dans la plage fréquentielle [50 – 10 000] Hz, les fluctuations acoustiques correspondent à de larges échelles) et aérodynamiques (aux faibles fréquences, les échelles aérodynamiques augmentent).

Ainsi, deux possibilités s’offrent à nous : soit supprimer les modes ne contenant pas de contribution acoustique et réaliser ainsi une atténuation des grands nombres d’onde, soit étudier chacun de ces modes en fonction du temps en décomposant le signal selon des intervalles de nombres d’onde. Ce sont ces deux principes qui sont détaillés maintenant.

L'EMD pour l'atténuation des grands nombres d'onde : l'EMD spatiale (ou sEMD)

À l'instar de l'EMD qui décompose selon les fréquences instantanées uniques des signaux, l'EMD spatiale (ou sEMD) décompose le signal selon ses fréquences spatiales instantanées¹⁶, ou encore ses nombres d'onde instantanés (cf. [48]).

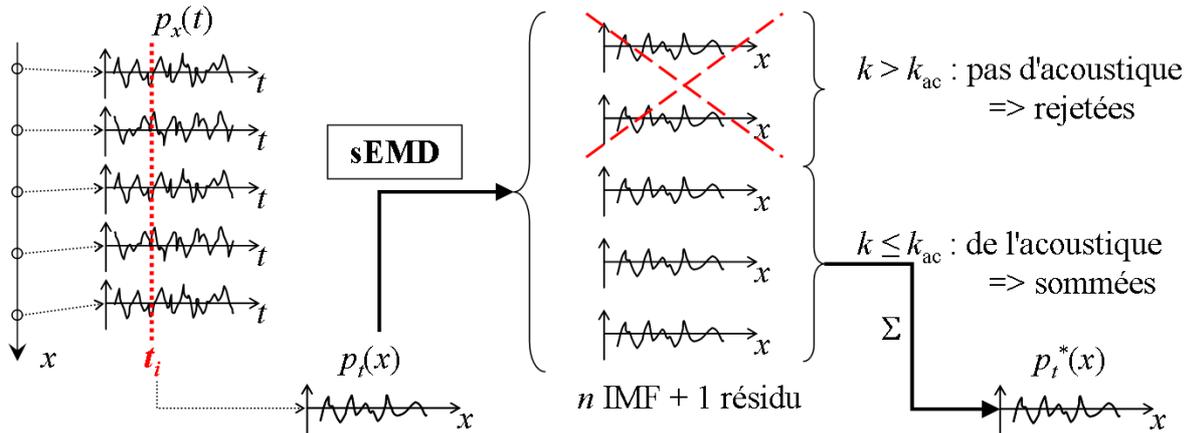


Figure III.15 – Illustration du principe de filtrage spatial par sEMD.

La figure III.15 explique la démarche pour obtenir cette atténuation en nombre d'onde. La pression à chaque capteur localisé en x est récupérée à un instant t_i donné pour former un signal spatial de pression $p_{t_i}(x)$. La sEMD est alors appliquée et un nombre *variable* d'IMF (plus le résidu) est obtenu. Chaque mode (IMF ou résidu) contient alors des signaux appartenant à un intervalle spécifique de nombres d'onde. Comme mentionné dans le préambule de cette section, certaines IMF ne contiennent pas de contribution acoustique, d'autres contiennent les deux types de contributions (acoustique et aérodynamique). Toutes les IMF (les premières) dont les intervalles de nombres d'onde sont strictement supérieurs à la valeur maximum du nombre d'onde acoustique k_{ac} sont rejetées¹⁷, les autres étant conservées et sommées pour donner un signal $p_{t_i}^*(x)$ filtré de ces grands nombres d'onde. Ceci peut s'effectuer même pour un nombre variable d'IMF et garantit qu'aucune énergie acoustique n'a été retirée. En réitérant sur différents instants t_i , il est possible de reconstituer les signaux de pression filtrés de chacun des capteurs.

A notre connaissance, il n'existe que très peu de publications concernant une application spatiale de l'EMD [76, 108], et aucune sur des données aéroacoustiques. En fait, les seules applications "spatiales" de l'EMD le sont au travers de la *bivariate*-EMD (B-EMD) [99, 100] si l'on considère le suivi spatial d'un mobile, ou de l'EMD-2D (EMD sur deux dimensions) utilisant la représentation (x, t) (et non (x, y)). Nous proposons donc dans les deux prochains chapitres d'en faire une application nouvelle sur les données de pression pariétale fluctuante le long d'une ligne de capteurs.

L'EMD comme décomposition en nombre d'onde : l'Ensemble-EMD (E-EMD)

Nous avons précisé précédemment que la Décomposition Modale Empirique (et donc les décompositions qui en dérivent telles que la B-EMD en annexe D et la sEMD) n'est pas unique et produit un nombre d'IMF variable en fonction du signal fourni. Ainsi, lors de l'application de la s-EMD à un signal spatial de l'instant t , le nombre d'IMF varie d'un instant t_i à un instant t_{i+1} , que celui-ci

¹⁶instantanées au sens spatial du terme.

¹⁷il est montré en section IV.4.2 qu'en retirant les deux premières IMF, la contribution acoustique est conservée.

soit proche ou non. Notre idée étant de suivre l'évolution de ces modes au cours du temps, il est nécessaire de trouver une méthode pour conserver un nombre de modes identique d'une décomposition à l'autre. De plus, apparaît occasionnellement ce qui est appelé le *Mode Mixing* (ou mélange de modes). Cela arrive notamment lorsqu'un signal intermittent "prend la place" d'une composante fréquentielle dans une IMF et la "déporte" dans un autre mode alors que l'on souhaiterait la voir contenue dans un seul mode (*cf.* Rilling [99, Figure 1.8]). L'E-EMD semble être une méthode idéale pour résoudre ce problème.

Historique et introduction à l'E-EMD La solution est trouvée presque par hasard par Flandrin *et al.* [40] (et expliquée par Wu et Huang dans [117]) : de manière générale, le bruit blanc Gaussien est principalement utilisé pour tester la robustesse de divers algorithmes et méthodes de traitement de signal, comme c'est le cas ici. Puis Huang *et al.* [55] utilisent ce bruit blanc pour limiter une mauvaise décomposition d'un signal de tremblement de terre. Flandrin par la suite développe cette idée en utilisant un bruit blanc Gaussien pour pouvoir appliquer l'EMD originale sur un pic de Dirac. Celui-ci, n'ayant qu'un extremum, ne peut être décomposé par l'EMD. En fait, Flandrin *et al.* [41] utilisent les propriétés de l'un des cas traités par l'EMD, à savoir le bruit blanc : dans ce cas, l'EMD se comporte comme un banc de filtres dyadiques. Ainsi, en ajoutant le bruit blanc Gaussien au signal, la décomposition est forcée sur des bandes de fréquences spécifiques.

Comme le précisent Rilling [99] et Niang [90], la décomposition n'est plus réellement pilotée par le signal lui-même, mais dans une certaine mesure (dépendant de son amplitude) par le bruit blanc, et les bandes de fréquences (ou de nombres d'onde pour la dimension spatiale) ainsi sélectionnées dans chaque IMF risquent de ne pas correspondre aux composantes du signal. Cependant, le nombre de ces IMF est strictement fixé, ce qui est le but recherché ici.

Principe de l'E-EMD L'Ensemble-EMD permet donc de forcer le nombre d'IMF obtenues après la décomposition. Ce nombre étant devenu constant, il est possible de suivre l'évolution d'un intervalle de nombres d'onde au cours du temps.

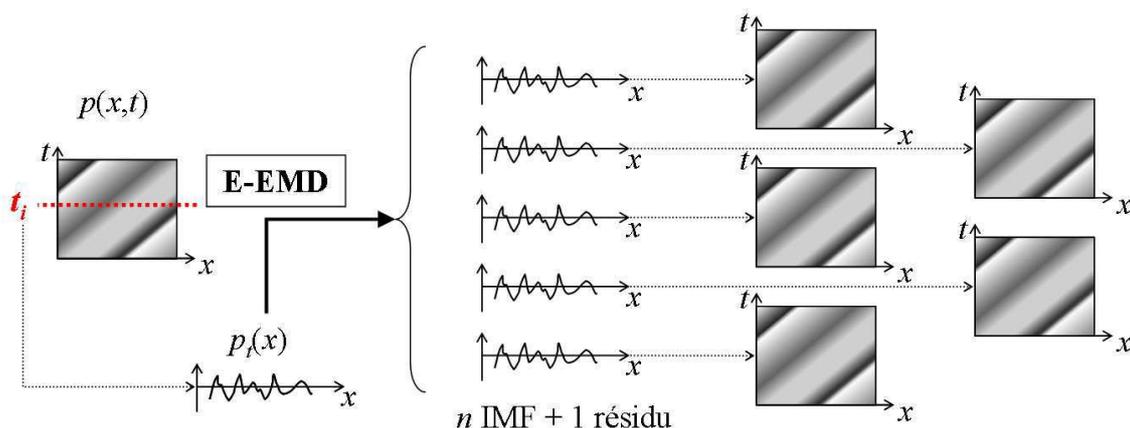


Figure III.16 – Illustration de la décomposition en un nombre fixe d'IMF par E-EMD.

Remarque : les données spatio-temporelles sont schématisées par une représentation avec des stries obliques. Nous verrons en effet que c'est la manière dont elles apparaissent expérimentalement.

La figure III.16 explique la démarche pour obtenir la décomposition des signaux de pression pariétale en un nombre fixé d'IMF. Les signaux de pression pariétale de chaque capteur sont regroupés pour former une matrice $p(x, t)$ et, de même que pour la sEMD (cf. figure III.15), un signal $p_{t_i}(x)$ est récupéré sur lequel l'E-EMD¹⁸ est appliquée. Un nombre fixé de modes est obtenu. En répétant le processus pour tous les instants t de la matrice $p(x, t)$, il est possible de reconstituer des matrices $p(x, t)$ pour chaque IMF (et le résidu), permettant d'étudier l'évolution au cours du temps de phénomènes à diverses échelles spatiales.

Algorithme et précautions d'usage de l'E-EMD L'algorithme de l'E-EMD est très proche de celui de l'EMD "classique". Il utilise le même processus de tamisage que celui vu à la section III.5.3. Seules deux étapes sont ajoutées au tout début et à la toute fin du processus global de décomposition : un premier bruit blanc Gaussien est ajouté au signal de départ $s(t)$ pour obtenir un signal bruité $s_b^{(k)}(t)$ (où k représente la k -ième décomposition conservée). L'EMD est appliquée de manière "classique" pour obtenir un nombre d'IMF $N_I^{(k)}$. Si ce nombre correspond au nombre d'IMF N_I que l'on souhaite systématiquement obtenir, la décomposition en $IMF_i^{(k)}$ est conservée, autrement un autre signal $s_b^{(k)}(t)$ est créé avec un autre bruit blanc Gaussien et une autre décomposition est produite. Ces décompositions sur un même signal $s(t)$ sont reproduites suffisamment de fois pour qu'un nombre K de décompositions soient obtenues¹⁹. Au final, pour chaque ordre i les $k = 1$ à K $IMF_i^{(k)}$ sont moyennées pour extraire les composantes Gaussiennes introduites au départ. Une décomposition sur N_I IMF est ainsi effectuée sur le signal $s(t)$.

L'amplitude du bruit blanc Gaussien ε est pilotée par le taux d'erreur ε_n toléré au final sur la reconstruction du signal $s(t)$ par sommation des IMF et par le nombre K de moyennes effectuées par la relation [117]

$$\varepsilon_n = \frac{\varepsilon}{\sqrt{K}} . \quad (\text{III.22})$$

Conclusion

Ce chapitre a posé les conventions utilisées dans les traitements de signal mis en œuvre dans le but de séparer les contributions progressives (acoustiques) des contributions convectives (issues de la turbulence). Des méthodes dites "classiques" ont été présentées, telles que le filtrage spatial physique par sommation en phase de capteurs, permettant de ne conserver principalement que la contribution acoustique, ou la méthode du corrélogramme spatial, permettant d'obtenir en deux temps les interspectres et les spectres en nombre d'onde–fréquence. Deux catégories de calculs des interspectres ont d'ailleurs été mises en évidence, l'une nécessitant pleinement toutes les hypothèses de stationnarités temporelle et spatiale (homogénéité), l'autre permettant de supprimer la contrainte d'homogénéité.

Ces méthodes nécessitant une représentation en nombre d'onde–fréquence, deux autres méthodes, basées sur une technique récente, la Décomposition Modale Empirique (EMD), ont alors été présentées, permettant soit par une application spatiale de l'EMD (sEMD) d'effectuer une atténuation des grands nombres d'onde (dont les nombres d'onde de coupure sont déterminés par le signal lui-même), soit par l'Ensemble-EMD (E-EMD) de décomposer le signal selon des bandes de nombres d'onde, cela pour chaque instant, autorisant ainsi le suivi temporel des différentes échelles spatiales de tout type d'écoulement, même non-stationnaire et non-homogène.

Les deux prochains chapitres vont maintenant présenter les résultats de ces diverses techniques, tout d'abord en utilisant toutes les hypothèses énoncées ci-dessus, puis en supprimant progressivement ces hypothèses, en faisant le bilan des améliorations et des dégradations en découlant.

¹⁸il est à noter qu'en toute rigueur, il s'agirait de la "E-sEMD", l'Ensemble-EMD spatiale, puisque comme la sEMD, la méthode est ici appliquée selon la dimension spatiale.

¹⁹ K est le nombre d'itérations conservées. Selon le signal, 30 à 60 % des décompositions sont rejetées.

Chapitre **IV**

Résultats des traitements appliqués à des écoulements de type couche limite turbulente

Sommaire

IV.1	Caractérisation de la couche limite turbulente	79
IV.2	Constat qualitatif à partir des spectres en nombre d'onde–fréquence	82
IV.3	Seuil énergétique appliqué à la couche limite turbulente	86
IV.4	Application des méthodes de filtrage	89
IV.4.1	Résultats du Filtrage Spatial Physique	89
IV.4.2	Résultats de l'effet d'atténuation de la sEMD	92
	Conclusion	103

Dans ce chapitre, nous exposons les résultats des divers traitements présentés dans le chapitre précédent et obtenus dans la configuration de Couche Limite Turbulente (CLT) pleinement développée sur plaque plane. Celle-ci a été mise en place afin de tester les divers traitements de signal sur un cas stationnaire et homogène, même si la CLT n'est pas particulièrement énergétique d'un point de vue acoustique comme nous le verrons ci-après.

Nous donnons tout d'abord les caractéristiques aérodynamiques de la CLT. Nous présentons ensuite qualitativement les résultats obtenus par analyse spectrale en nombre d'onde et les comparons succinctement à la littérature. Devant l'apparente absence de signature acoustique, nous calculons le seuil énergétique précédemment défini sur des cas expérimentaux de CLT combinée ou non à des sources acoustiques artificielles, afin d'apprécier la proportion d'énergie acoustique par rapport à l'énergie totale. Ce seuil permet ainsi de comparer diverses méthodes de filtrage utilisées pour améliorer les capacités de séparation de l'analyse en nombre d'onde. Nous analysons donc les résultats obtenus par les méthodes de Filtrage Physique Spatial et de Décomposition Modale Empirique spatiale (sEMD) permettant d'optimiser les représentations en nombre d'onde–fréquence (\tilde{k}, f) , en atténuant notamment les effets de fenêtrage et de repliement dus à l'échantillonnage spatial de l'antenne.

IV.1 Caractérisation de la couche limite turbulente

La Couche Limite Turbulente (CLT) est caractérisée à partir des mesures LDV un point/deux composantes¹. Des profils de vitesses $U(z)$ et $W(z)$ suivant l'axe (Oz) sont réalisés sur l'axe médian et sur des axes transversaux. La position de ces profils sur le plan (x, y) est repérée sur la figure IV.1 (qui réutilise la même convention de représentation que la figure II.5 page 30) : une ligne longitudinale de profils tous les 100 mm sur l'axe $y = 0$ et deux lignes transversales de profils tous les 50 mm en amont et en aval de la zone de mesure de pressions pariétales.

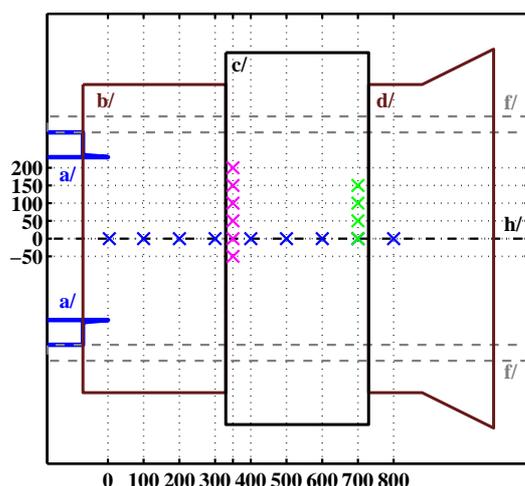


Figure IV.1 – Positions \times des profils de vitesse par rapport aux plaques. Les étiquettes **a/** à **h/** sont identiques à celles de la figure II.5 page 30.

L'échantillonnage en 60 points répartis sur 60 mm selon l'axe médian (Oz) est donné par le tableau IV.1 (toutes les grandeurs sont exprimées en mm).

Intervalle (Oz)	Pas (dz)
de 0 à 1	0,1
de 1 à 10	0,5
de 10 à 22	1
de 22 à 60	2

Tableau IV.1 – Échantillonnage des profils LDV selon (Oz).

¹composantes U longitudinale, et W normale.

Des résultats de profils de vitesses longitudinales sur l'axe médian $y = 0$ ont déjà été présentés sur la figure II.2 page 27. Plusieurs traitements peuvent être utilisés afin de vérifier que la CLT est effectivement pleinement développée. La méthode du Diagramme de Clauser permet de déterminer le coefficient de frottement C_f par lequel les variables de paroi sont calculées. Les profils normalisés (non présentés ici) sont alors obtenus et permettent ainsi de vérifier le plein développement de la CLT.

De plus, l'étude (grâce aux profils de vitesses longitudinales) des grandeurs caractéristiques d'une CLT et de leurs évolutions permet également de vérifier ce plein développement. Ces grandeurs, dites "externes", ont déjà été présentées à la section I.2.1 et sont rappelées ici :

- δ : épaisseur de couche limite,
- δ_1 : épaisseur de déplacement,
- θ : épaisseur de quantité de mouvement,
- δ_3 : épaisseur d'énergie cinétique,
- H et H_{32} : paramètres de formes.

La figure IV.2 (a) présente la comparaison entre les évolutions d'épaisseur de couche limite δ de la CLT expérimentale d'une part et de couches limites théoriques laminaire et turbulente (obtenues d'après [103, équations (2.1a), (7.35) et (21.8) pp 26, 140 et 638]) d'autre part. Ces courbes permettent de vérifier trois points :

- l'évolution de δ expérimental correspond à l'évolution de δ théorique pour une couche limite théorique turbulente, confirmant une CLT pleinement développée ;
- le point initial du développement des couches limites est déplacé vers l'amont de près de 320 mm afin que les courbes se confondent au mieux, signifiant que la CLT commence à se développer en amont de l'extrémité du convergent, situé à l'abscisse $x = 0$ sur la figure IV.1 ;
- dans la zone de mesure des pressions pariétales (située dans l'intervalle $x = [350; 700]$ mm), l'épaisseur de couche limite varie de 14 mm à 20 mm.

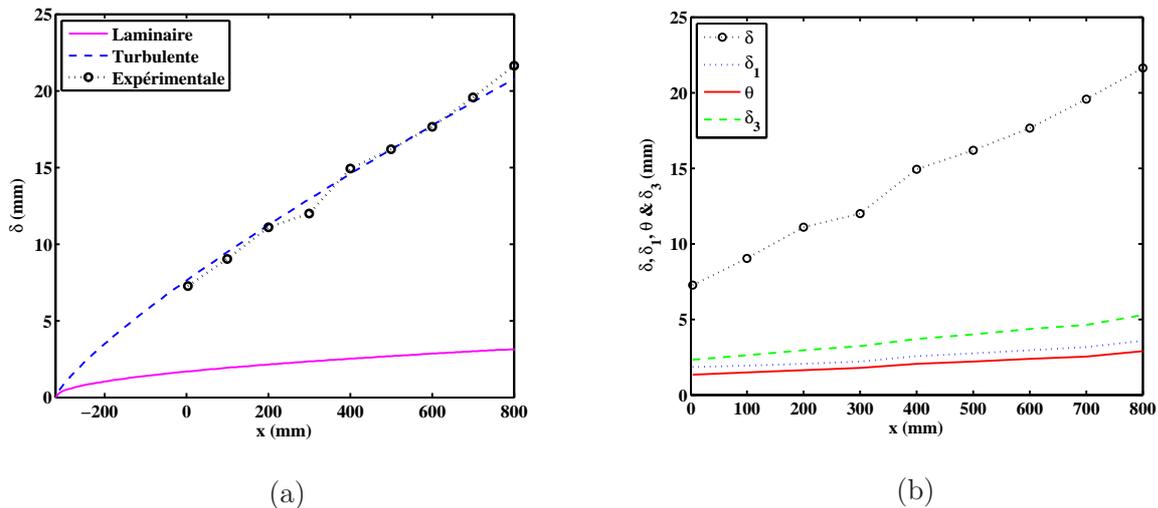


Figure IV.2 – Évolution des variables externes de CLT selon (Ox) : (a) épaisseur de Couche Limite (CL) δ pour les CL théoriques laminaire (trait plein) et turbulente (tirets), et pour la CLT expérimentale ; (b) épaisseurs δ , δ_1 , θ et δ_3 pour la CLT expérimentale.

La figure IV.2 (b) présente l'évolution des quatre épaisseurs caractérisant la CLT expérimentale. Les rapports théoriques les reliant entre-elles (*cf.* [103]) sont également vérifiés. Enfin, les paramètres

de forme H et H_{32} sont respectivement de l'ordre de 1,25 et 1,8. Par comparaison, pour l'étude de Arguillat auquel nous nous référons plus loin [4], le paramètre de forme H est de 1,2, ce qui correspond dans la littérature (notamment pour Kline [64]) à un gradient de pression légèrement favorable.

Par ailleurs, l'étude des profils de vitesse sur les axes transversaux permet de vérifier l'étendue des cônes de mélange qui se forment à partir des bords de fuite du convergent. Les profils et taux de turbulence présentés en figure IV.3 sont ceux de l'axe transversal $x = 350$ mm (*cf.* figure IV.1). Seul le profil en $y = 200$ mm est caractéristique d'une forte turbulence (due à la proximité du cône de mélange qui se développe sur chaque bord latéral de la plaque à partir de l'extrémité du convergent). Une étude similaire sur l'axe $x = 700$ mm conduit aux mêmes observations. Ainsi, en tenant compte de la symétrie de l'écoulement par rapport à l'axe médian, l'homogénéité transversale de la CLT est assurée entre $y = -150$ mm et $y = 150$ mm pour les positions longitudinales comprises entre $x = 350$ mm et $x = 700$ mm (intervalle de la zone de mesure des pressions pariétales). Les mesures de pression pariétale peuvent donc être considérées comme sensiblement homogènes.

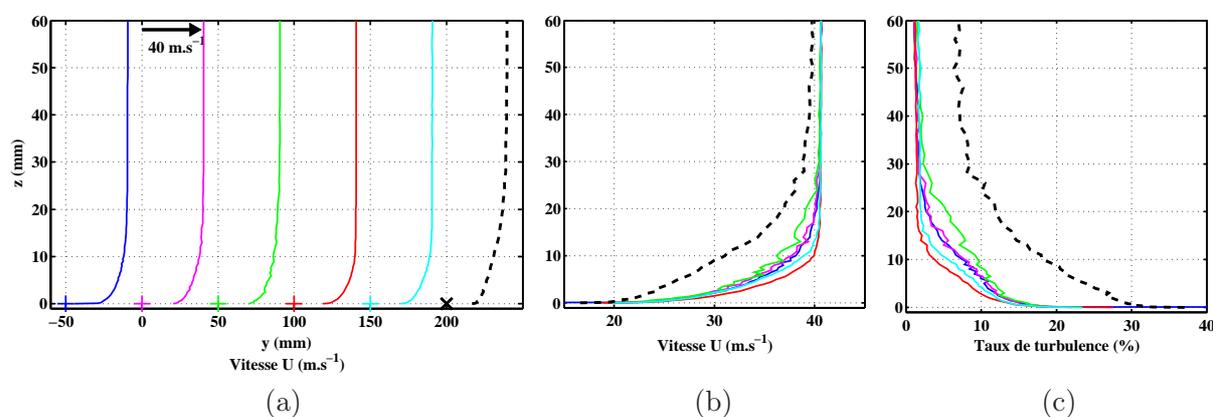


Figure IV.3 – Comparaison des profils de vitesse longitudinale U selon (Oy) ((a) et (b)) et des taux de turbulence (c). Le graphique (b) regroupe tous les profils du graphique (a) en un seul point afin de faciliter la comparaison. Le profil en $y = 200$ mm est caractéristique d'un écoulement fortement turbulent.

Grâce à l'interprétation des mesures LDV de profils de vitesses, la couche limite turbulente peut être considérée comme pleinement développée, et homogène sur un intervalle transversal $x = [-150; 150]$ mm. De même, bien que l'épaisseur de couche limite varie de 14 à 20 mm dans l'intervalle $x = [350; 700]$ mm (intervalle de mesure des pressions pariétales), le champ de pression pariétale fluctuante mesuré peut être considéré comme homogène. La stationnarité de cet écoulement est également supposée par la suite, et les traitements mettant en œuvre des moyennes temporelles (comme le corrélogramme spatial) peuvent donc être appliqués. Les résultats de ces traitements sont maintenant analysés.

IV.2 Constat qualitatif à partir des spectres en nombre d’onde–fréquence des champs de pression sous la couche limite turbulente

Dans cette section, une analyse qualitative en nombre d’onde des champs de pression sous la couche limite turbulente avec et sans la source LMS est menée grâce à la méthode du corrélogramme spatial [27]. Le but est d’identifier une signature acoustique expérimentale sur les spectres en nombre d’onde–fréquence (à partir du champ de pression de la CLT avec source LMS) et de savoir si l’énergie acoustique créée par la CLT est aisément identifiable avec cette méthode (à partir du champ de pression de la CLT seule).

La figure IV.4 page suivante montre le module des spectres en nombre d’onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}_x, f)$ pour la CLT seule (a) et pour la CLT avec la source LMS en position² 3 (b) et en position 4 (c) à $U_\infty = 40 \text{ m.s}^{-1}$.

Tout d’abord, alors que les signatures énergétiques de la source LMS sont clairement identifiables dans le cône acoustique³ (flèches sur les spectres (b) et (c)), aucune trace énergétique acoustique n’est observable sur le spectre (a) de la CLT seule. Ceci confirme que le montage expérimental et le post-traitement sont à même d’identifier des contributions acoustiques, mais que les fluctuations acoustiques engendrées par la CLT ne sont pas suffisamment énergétiques pour être séparées des contributions purement aérodynamiques par la méthode du corrélogramme spatial. Deux autres observations peuvent ensuite être faites.

La première concerne l’orientation de la source LMS et donc la direction de propagation des ondes acoustiques : elles sont très clairement identifiables sur les deux spectres (b) et (c). En effet, sur les deux spectres, les pentes de la signature acoustique sont supérieures à celle de la droite théorique (repérée en pointillés et valant $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$) mais différentes l’une de l’autre : le spectre (b) présente une signature acoustique sensiblement plus verticale que la signature acoustique sur le spectre (c) (synonyme d’une vitesse de phase supérieure pour la position 3).

²les positions de la source LMS sont détaillées en section II.2.3.

³la notion de cône acoustique est présentée en section III.4.2.

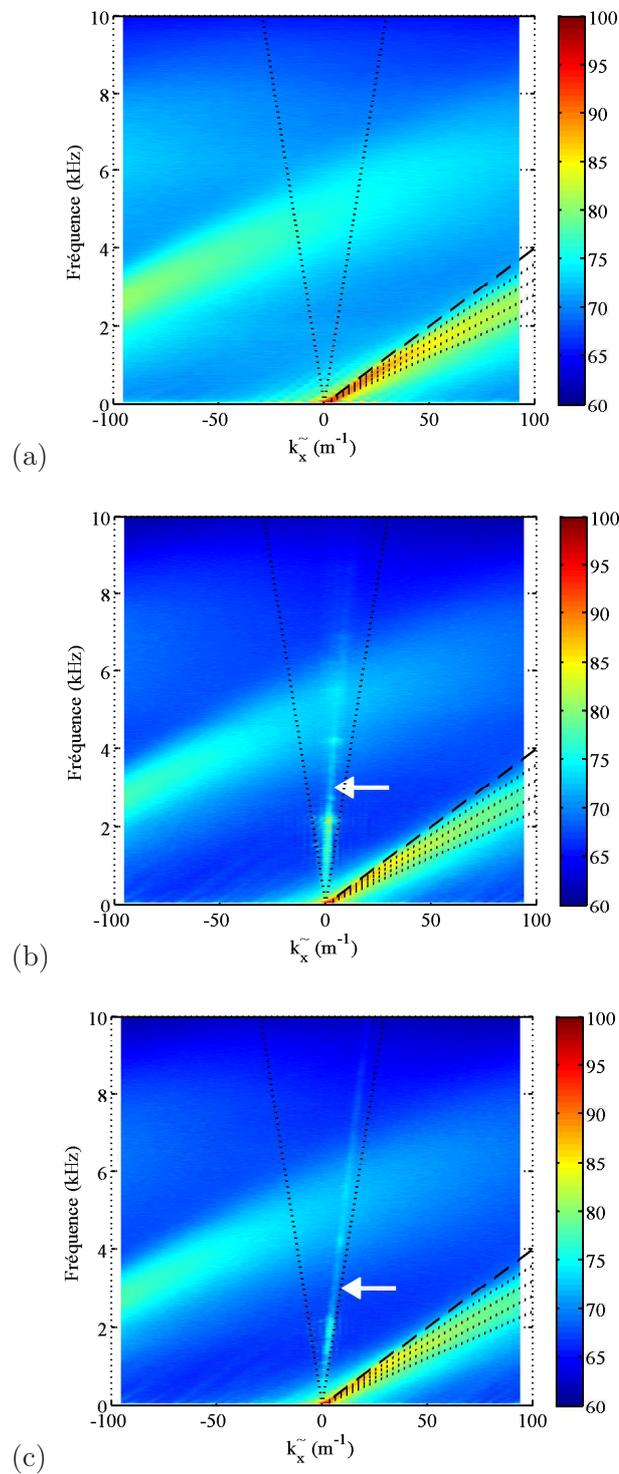


Figure IV.4 – Modules des spectres en nombre d'onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}_x, f)$ du champ de pression de la CLT sans source LMS (a) et avec source LMS en position² 3 (b) et en position 4 (c). Les flèches désignent les signatures acoustiques de la source LMS.

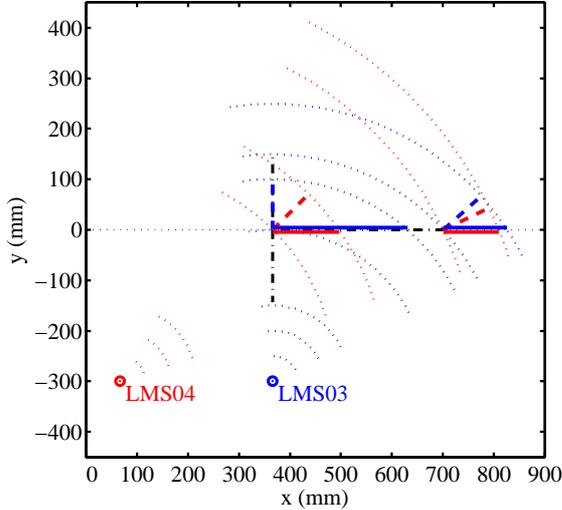


Figure IV.5 – Fronts d’onde de la source LMS aux positions 3 et 4, par rapport au réseau de capteurs.

Les vitesses précédentes sont estimées en considérant des ondes sphériques. En approximant l’onde sphérique par une onde plane, la vitesse de phase selon (Ox) en fonction de l’angle de propagation est donnée par la relation $v_{\varphi_x} = \frac{c_0}{\cos(\alpha)}$, α étant l’angle d’incidence par rapport à l’axe (Ox). Ceci tend cependant à surestimer les vitesses précédemment calculées, donnant des variations de vitesse de phase le long de l’antenne allant de l’infini à 455 m.s^{-1} pour la position 3, et de 480 à 375 m.s^{-1} pour la position 4.

La seconde observation est faite en analysant les autospectres de la figure IV.6, concernant les signaux de la couche limite turbulente avec la source LMS et les signaux acquis avec la seule source LMS. En considérant les fréquences supérieures à 3 kHz , l’énergie produite par la source LMS est environ 20 dB au-dessous de celle produite par la CLT. Or, considérant maintenant le spectre en nombre d’onde–fréquence (c) de la figure IV.4 (CLT avec source LMS), et pour les fréquences considérées (supérieures à 3 kHz), la signature acoustique est nettement identifiable sur ce type de représentation énergétique. Ainsi, en utilisant la technique du corrélogramme spatial, il est possible de séparer la contribution acoustique de la contribution aérodynamique jusqu’à un écart d’au moins 20 dB entre les deux types d’énergie. Ce raisonnement qualitatif nous permet donc d’établir que, l’énergie acoustique propre, produite par la CLT, n’étant pas identifiable en utilisant la méthode du corrélogramme spatial (spectre (a) de la figure IV.4), celle-ci se situe au moins 20 dB sous l’énergie due aux fluctuations aérodynamiques (soit au mieux 1% de l’énergie totale). Ces considérations seront cependant affinées en section IV.3 en effectuant des calculs quantitatifs d’énergie par zones dans le plan nombre d’onde–fréquence.

Ce spectre en nombre d’onde–fréquence de la CLT seule (figure IV.4 (a)) et ce seuil peuvent être comparés aux résultats de Arguillat [4]. Ses spectres en nombre d’onde–fréquence présentent une signature acoustique, et par une méthode d’intégration et une méthode d’optimisation paramétrique

Le schéma de la figure IV.5 permet de comprendre cette observation. Les vitesses de phase selon (Ox) y sont représentées par des segments de part et d’autre de cet axe (position 3 au-dessus en bleu, 4 en-dessous en rouge). Quelles que soient les positions amont ou aval sur l’antenne, la vitesse de phase mesurée de la source en position 3 est supérieure à celle de la source en position 4. Pour chaque position de la source, des intervalles de vitesses de phase sont estimés. Ainsi, d’amont en aval, la vitesse de phase varie de 900 à 430 m.s^{-1} pour la source en position 3, et de 440 à 370 m.s^{-1} pour la source en position 4. La représentation en nombre d’onde–fréquence permet de moyenniser ces vitesses de phase sur la longueur de l’antenne. Ainsi la vitesse de phase liée à la signature acoustique de la source en position 3 est supérieure à celle de la source en position 4, ce qui est bien en accord avec les spectres (b) et (c) de la figure IV.4. Le même raisonnement est effectué sur les autres positions de la source LMS en annexe F.2.

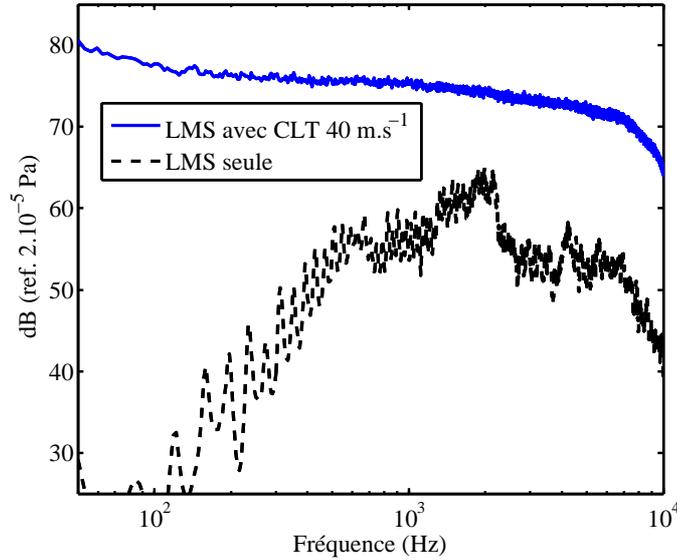


Figure IV.6 – Détermination d’un premier seuil énergétique grâce aux autospectres : autospectres sur un capteur de la CLT avec la source LMS et de la source LMS seule.

des paramètres du modèle de Corcos, Arguillat y estime finalement le seuil énergétique acoustique à 5% (l’énergie acoustique est 13 dB inférieure à l’énergie totale). Ceci semble très élevé au regard de la littérature [30]. Divers facteurs sont à prendre en compte, qui peuvent expliquer une telle différence entre ces résultats et les nôtres.

Tout d’abord, l’épaisseur δ de la couche limite est de 120 mm soit près de 7 fois l’épaisseur de la couche limite dans EOLE. Mais plus encore, cette épaisseur δ est de l’ordre de la longueur d’onde λ pour les fréquences considérées (de l’ordre de 2 à 3 kHz). La CLT peut alors jouer le rôle de guide d’onde et favoriser la propagation d’ondes acoustiques. Ce rôle de l’épaisseur de couche limite dans la propagation d’onde est notamment abordé par Smith *et al.* [109] : il y est montré que pour $\delta \simeq \lambda$, le niveau du champ de pression d’une source acoustique se maintient sur une distance sensiblement 10 fois plus grande dans le sens de l’écoulement que par rapport au cas sans écoulement.

Ensuite, la soufflerie utilisée est de type soufflante (contrairement à EOLE fonctionnant en aspiration). Ainsi, si le bruit de la soufflerie n’est pas suffisamment atténué en amont, la combinaison avec l’épaisseur importante de la couche limite peut conduire ce bruit à participer à la composante énergétique acoustique.

Enfin, contrairement à la veine “3/4 ouverte” utilisée dans EOLE, ses expériences ont eu lieu dans une veine fermée ayant des parois acoustiquement transparentes. Cependant, aérodynamiquement parlant, cela équivaut à créer quatre couches limites turbulentes sur chaque “plaque plane” constituant chacune des parois de la veine, mais également à créer des perturbations supplémentaires dans les angles ainsi formés. Sur la plaque plane de la veine dans EOLE, “seuls” les cônes de mélange se formant à partir des extrémités du convergent peuvent éventuellement participer à la création d’ondes acoustiques.

Toutes ces différences expérimentales peuvent expliquer pourquoi l’énergie acoustique apparaît beaucoup plus faible en valeur relative et pourquoi aucune signature acoustique n’est détectable ici avec la même méthode de corrélogramme spatial.

Remarques sur les spectres référencés Les modules des spectres en nombre d’onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}_x, f)$ des mêmes configurations que précédemment (CLT seule et CLT avec source LMS en

positions 3 puis 4) sont présentés en annexe F.1, ceci afin de comparer les deux types de calcul, référencés ou non. La qualité des spectres référencés est très dégradée. Le niveau énergétique global est augmenté, masquant d'autant plus toute autre signature (acoustique) pouvant se trouver dans le cône acoustique.

Comme l'on peut s'y attendre puisqu'il y a moins de moyennes réalisées (les moyennes spatiales sont exclues de ce calcul), cette méthode de calcul par interspectre référencé ne favorise donc pas la séparation des contributions acoustique et aérodynamique.

De manière qualitative, la méthode de corrélogramme spatial (référéncé ou non) ne permet donc pas, en l'état, de faire apparaître la signature énergétique acoustique produite par la couche limite turbulente. Par comparaison, il est possible d'estimer grossièrement un seuil en dessous duquel se trouve l'énergie acoustique dans nos mesures. Dès lors, deux actions sont nécessaires :

- d'une part quantifier les performances de la méthode du corrélogramme spatial (et des méthodes utilisées par la suite) en proposant un seuil énergétique plus rigoureux que le seuil précédemment cité,
- d'autre part appliquer des méthodes de traitement de signal permettant d'accroître la capacité initiale de séparation du corrélogramme spatial.

Ces deux points sont abordés successivement dans les deux prochaines sections.

IV.3 Seuil énergétique appliqué à la couche limite turbulente

Dans cette section, nous proposons un critère, en l'occurrence un seuil énergétique, permettant de quantifier les performances de la méthode de corrélogramme spatial. Ce seuil énergétique dont les résultats expérimentaux vont être présentés est celui décrit dans la section III.4.3, et dont le principe est rappelé ici. Une zone est définie sur la représentation en nombre d'onde–fréquence (\vec{k}, f) dans laquelle toute l'énergie acoustique est nécessairement incluse, sans que toute l'énergie de cette zone soit exclusivement de nature acoustique. Cette zone (*cf.* figure III.14 page 68) s'appuie sur le cône acoustique limité en basse fréquence pour ne pas inclure l'énergie convective aux petits nombres d'onde. En sommant l'énergie contenue dans cette zone d'une part, et l'énergie totale d'autre part, le rapport de ces deux énergies, dénommé ici rapport énergétique acoustique R_{ac} , donne une estimation de la fraction *maximum* d'énergie acoustique contenue dans le signal. Préalablement dans la section III.4.3, ce seuil a été étalonné grâce aux interspectres simulés des modèles de Corcos et de champ diffus combinés avec divers rapports énergétiques acoustiques initiaux r_{ac} .

Le calcul du seuil énergétique est tour à tour effectué sur les configurations expérimentales CLT seule et champ diffus seul, ainsi que sur des combinaisons de ces deux types de signaux afin d'étalonner ce seuil sur des signaux expérimentaux. Les deux catégories de calculs d'interspectre, à savoir non-référencé (ou par interdistance, XSP xd) et pour le capteur de référence choisi au milieu (XSP ref), sont utilisées afin de comparer l'efficacité de chacune. La figure IV.7 présente les modules de spectres en nombre d'onde–fréquence (non-référencés) de la CLT seule (a), du champ diffus seul (b) et des combinaisons des deux de rapport $r_{ac} = 1$ (c) et $r_{ac} = 1/100$ (d) en suivant le modèle de l'équation III.10. Sur chacun des spectres, la limite du masque utilisé pour calculer le seuil est rappelée.

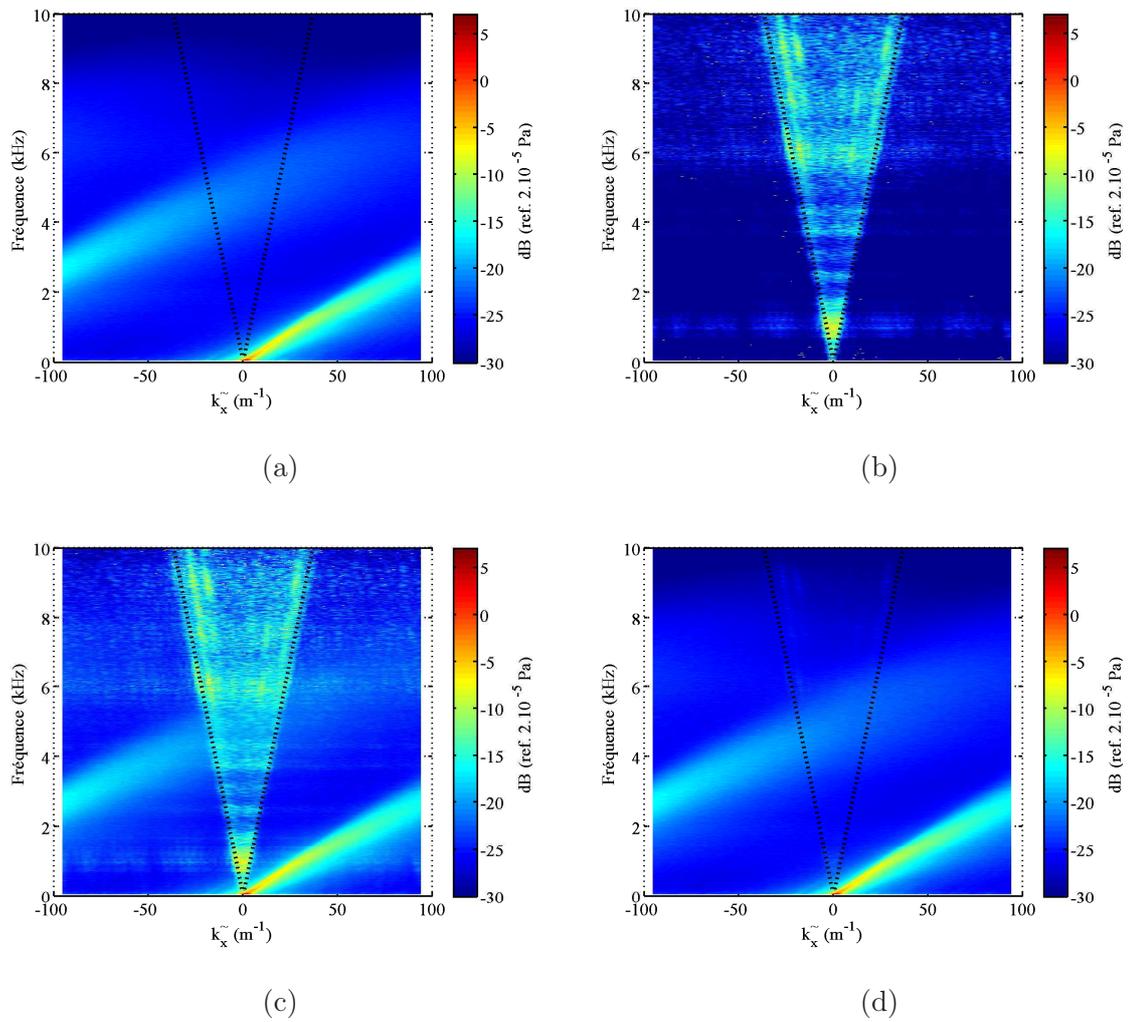


Figure IV.7 – Modules (en dB réf. $2 \cdot 10^{-5}$ Pa) des spectres en nombre d'onde–fréquence (non-référencés) des signaux utilisés pour le calcul du seuil énergétique : la CLT seule (a), le champ diffus seul (b) et les combinaisons des deux avec un rapport $r_{ac} = 1$ (c) et $r_{ac} = 1/100$ (d). La ligne en pointillés indique la position du masque utilisé pour le calcul du seuil.

Sur les spectres (b) et (c), la forme du cône acoustique dû au champ diffus est bien reconnaissable. Par contre, sur le spectre (d) où le rapport initial r_{ac} est de 1/100, la signature acoustique est à peine distinguable, laissant présager que le rapport R_{ac} en découlant sera du même ordre que celui du cas CLT seule. Les comparaisons entre le rapport initial r_{ac} et le rapport final R_{ac} récapitulés dans le tableau IV.2 le confirment.

Rapport initial r_{ac}	Rapport final R_{ac}	
	XSP ref	XSP xd
1/1 (0 dB)	40,0 %	43,9 %
1/10 (-10 dB)	13,9 %	17,5 %
1/25 (-14 dB)	11,4 %	14,3 %
1/50 (-17 dB)	10,5 %	13,2 %
1/75 (-19 dB)	10,3 %	12,8 %
1/100 (-20 dB)	10,2 %	12,6 %
1/500 (-27 dB)	9,86 %	12,1 %
1/1 000 (-30 dB)	9,82 %	12,1 %
1/10 000 (-40 dB)	9,79 %	12,0 %
Couche Limite Turbulente	9,79 %	12,0 %
Champ Diffus	67,3 %	81,3 %

Tableau IV.2 – Comparaison des rapports expérimentaux du seuil énergétique.

Le calcul du rapport R_{ac} est réalisé pour des valeurs de r_{ac} variant de 1 à 1/10 000 d'une part, et pour la couche limite turbulente seule et le champ diffus seul d'autre part. Deux types de signaux interspectres sont utilisés : les interspectres référencés à un capteur central (XSP ref) et les interspectres non-référencés (ou interdistance, XSP xd).

Tout d'abord, les mêmes remarques générales que celles faites pour le calcul du seuil sur simulations (*cf.* section III.4.3) peuvent être rappelées ici :

- r_{ac} et R_{ac} sont très différents et il n'y a pas de relation linéaire entre eux,
- pour $r_{ac} \leq 1/100$, R_{ac} n'évolue pratiquement plus (à 0,5 % près), restant à une valeur identique à celle de la couche limite turbulente seule.

A ces précédentes remarques viennent s'ajouter celles-ci :

- que ce soit par interspectres référencés ou interspectres d'interdistances, les valeurs de R_{ac} changent peu et évoluent de manière similaire avec la même stagnation pour $r_{ac} < 1/100$,
- le rapport R_{ac} est systématiquement légèrement augmenté dans le cas des interspectres non-référencés, signifiant que soit la part acoustique est augmentée, soit plus vraisemblablement la part aérodynamique est diminuée.

La figure IV.8 place les valeurs pour la méthode non-référencée (colonne XSP ref) sur un graphique d'axes R_{ac} en fonction de r_{ac} . Une courbe est interpolée (polynôme Lagrangien d'ordre 7) permettant de relier ce rapport énergétique initial r_{ac} au seuil énergétique calculé R_{ac} . La forme de cette courbe traduit en fait le phénomène de masquage dû au repliement convectif. En effet, s'il n'y avait pas de repliement, la variation de R_{ac} en fonction de r_{ac} serait linéaire. Grâce à cette courbe, l'impossibilité de détecter des variations d'un r_{ac} inférieur à 1/100 (équivalent à une énergie aéroacoustique inférieure de 20 dB à l'énergie aérodynamique) à partir du calcul du seuil R_{ac} est clairement illustrée.

Notre méthode de masquage peut ainsi effectivement détecter un champ diffus de rapport énergétique 1/100 (soit de 20 dB inférieur à l'énergie du champ turbulent). Ceci signifierait que si la

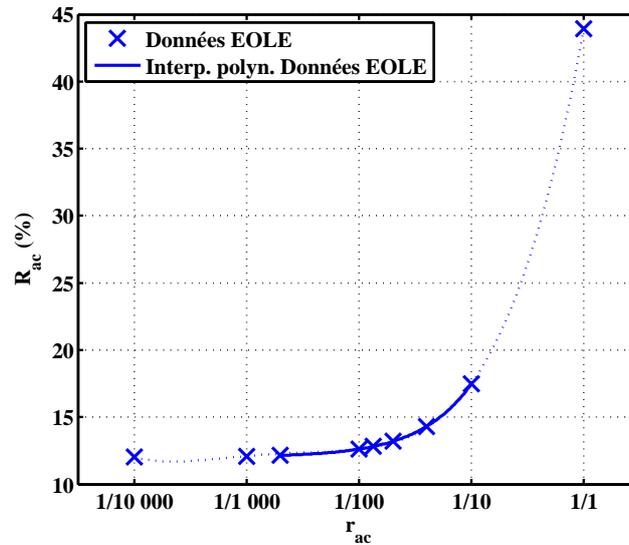


Figure IV.8 – Courbe de correspondance des seuils énergétiques r_{ac} et R_{ac} .

couche limite turbulente de notre configuration expérimentale avait produit une énergie acoustique comparable à celle de Arguillat *et al.* (c'est-à-dire de l'ordre de -13 à -16 dB par rapport à l'énergie turbulente), notre méthode aurait été en mesure de la détecter.

Ainsi, il est confirmé que la méthode du corrélogramme spatial (référéncé ou non) ne permet pas dans notre cas de séparer la composante acoustique de la composante dynamique lorsque le rapport énergétique acoustique/turbulence est inférieur à $1/100$, le repliement convectif provoquant un effet de masquage ou de seuil. Par ailleurs, la méthode du corrélogramme spatial référéncé, qui permet dans une certaine mesure de ne pas prendre en compte l'hypothèse d'homogénéité, dégrade effectivement légèrement la séparation par rapport au corrélogramme spatial (non-référéncé). Cependant cette dégradation due au corrélogramme spatial référéncé n'est pas excessive et l'intérêt de cette technique, permettant de passer outre l'homogénéité, demeure.

Il est alors nécessaire, si ce n'est d'améliorer ce pouvoir de séparation de la composante acoustique, tout du moins d'augmenter la dynamique d'exploration limitée par le repliement convectif. La section suivante présente les résultats de filtrage en nombre d'onde par filtrage physique spatial et après décomposition par sEMD.

IV.4 Application des méthodes de filtrage

Afin de repousser la limite de discrimination et d'établir un nouveau seuil énergétique séparant les deux contributions aéroacoustique et aérodynamique, les résultats de deux méthodes de filtrage en nombre d'onde sont présentés ici. La première utilise la méthode "classique" de filtrage spatial par sommation sur des groupes de capteurs. La seconde est basée sur la Décomposition Modale Empirique utilisée sur la dimension spatiale, l'EMD spatiale (ou sEMD).

IV.4.1 Résultats du Filtrage Spatial Physique

Cette section présente les résultats du filtrage en nombre d'onde par la sommation en phase (appelée *Somme*, cf. section III.2.1), filtrage qui préserve les grandes longueurs d'onde, donc les petits nombres

d’onde, et a donc tendance à conserver les contributions acoustiques et à filtrer une partie des contributions aérodynamiques. Les trois spectres en nombre d’onde–fréquence de la figure IV.9 sont issus de la même configuration, à savoir la couche limite turbulente à 40 m.s^{-1} avec la source LMS en position 4, et correspondent respectivement aux signaux non-filtrés (a), et filtrés par Somme de paires (b) et de quadruplets (c) de capteurs. En médaillon à droite sont rappelées les réponses en nombre d’onde du filtrage par Somme de paires et quadruplets de capteurs (en pointillés, la réponse non-repliée, en trait plein, la réponse subissant le repliement).

Tout d’abord, quel que soit le spectre observé, la signature acoustique est sensiblement visible le long de la droite théorique de pente $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$ (en pointillés), confirmant que la Somme conserve bien la contribution acoustique. Toutes les contributions convectives qui, par effet du repliement (*cf.* figure III.10), devraient apparaître au voisinage de $\tilde{k}_x = 0$ et masquer la contribution acoustique, sont très nettement atténuées. L’explication découle de l’analyse en parallèle des réponses en nombre d’onde de chaque Somme : que ce soit sur des paires ou des quadruplets de capteurs, et donc quel que soit l’intervalle redéfini par le repliement, l’atténuation maximum résultant du filtrage par la Somme intervient toujours sur un intervalle **replié**⁴ centré sur $\tilde{k}_x = 0$, l’intervalle principal (c’est-à-dire non-replié) autour de $\tilde{k}_x = 0$ étant lui conservé sensiblement intact. Cela assure que l’énergie convective (repliée) ne masque plus la signature acoustique. Il est à noter cependant que dans le cas de la somme sur quadruplets de capteurs (spectre (c)), la signature acoustique apparaît moins énergétique : la contribution acoustique semble également atténuée. La comparaison des lobes principaux de la réponse en nombre d’onde pour la Somme sur la paire et sur le quadruplet de capteurs (colonne de droite sur la figure IV.9) en fournit l’explication : la décroissance du lobe principal est plus importante dans le cas du quadruplet de capteurs.

Les coupes des spectres en nombre d’onde–fréquence de la figure IV.10 permettent d’apprécier le filtrage effectué grâce à la Somme sur les paires (coupes (a)) et quadruplets (coupes (b)) de capteurs. En observant par exemple la coupe à la fréquence $f = 1950 \text{ Hz}$ pour les paires de capteurs (coupes (a)), une bosse est détectable après filtrage vers $\tilde{k} \sim -40 \text{ m}^{-1}$ correspondant au repliement convectif visible vers $\tilde{k} \sim 60 \text{ m}^{-1}$ sur la ligne en trait plein. On constate ainsi que le repliement est fortement atténué puisque le maximum de ce pic convectif replié en $\tilde{k} \sim -40 \text{ m}^{-1}$ est nettement inférieur (environ 10 dB) au maximum du pic initial. Ceci se retrouve finalement dans toutes les coupes puisque leur niveau énergétique moyen est bien inférieur aux pics convectifs affichés.

Concernant le pic acoustique, il est toujours observable aux coupes intermédiaires ($f = 1950 \text{ Hz}$) dans les deux cas de la Somme sur paires ou quadruplets de capteurs, l’énergie “ambiante” étant diminuée par la suppression d’une partie de l’énergie repliée. Cependant l’émergence du pic acoustique ne semble pas améliorée. Dans les autres coupes fréquentielles ($f = 950 \text{ Hz}$ et $f = 2900 \text{ Hz}$), ce pic n’est pas mis en évidence, voire semble masqué par l’énergie résiduelle. Le filtrage proposé ici n’est donc pas assez sélectif et élimine également une partie de l’énergie acoustique.

L’application de la méthode de filtrage spatial physique par groupe de capteurs, déjà abordée dans la littérature, fournit donc des résultats insuffisants pour nos données. Aussi, une nouvelle méthode basée sur la sEMD est maintenant appliquée.

⁴exemple pour 2 capteurs, l’intervalle $[50; 100]$ se replie en $[-50; 0]$ tandis que l’intervalle $[-100; -50]$ se replie en $[0; 50]$. Au final, les intervalles sont bien repliés sur un intervalle $[-50; 50]$ centré sur $\tilde{k}_x = 0$.

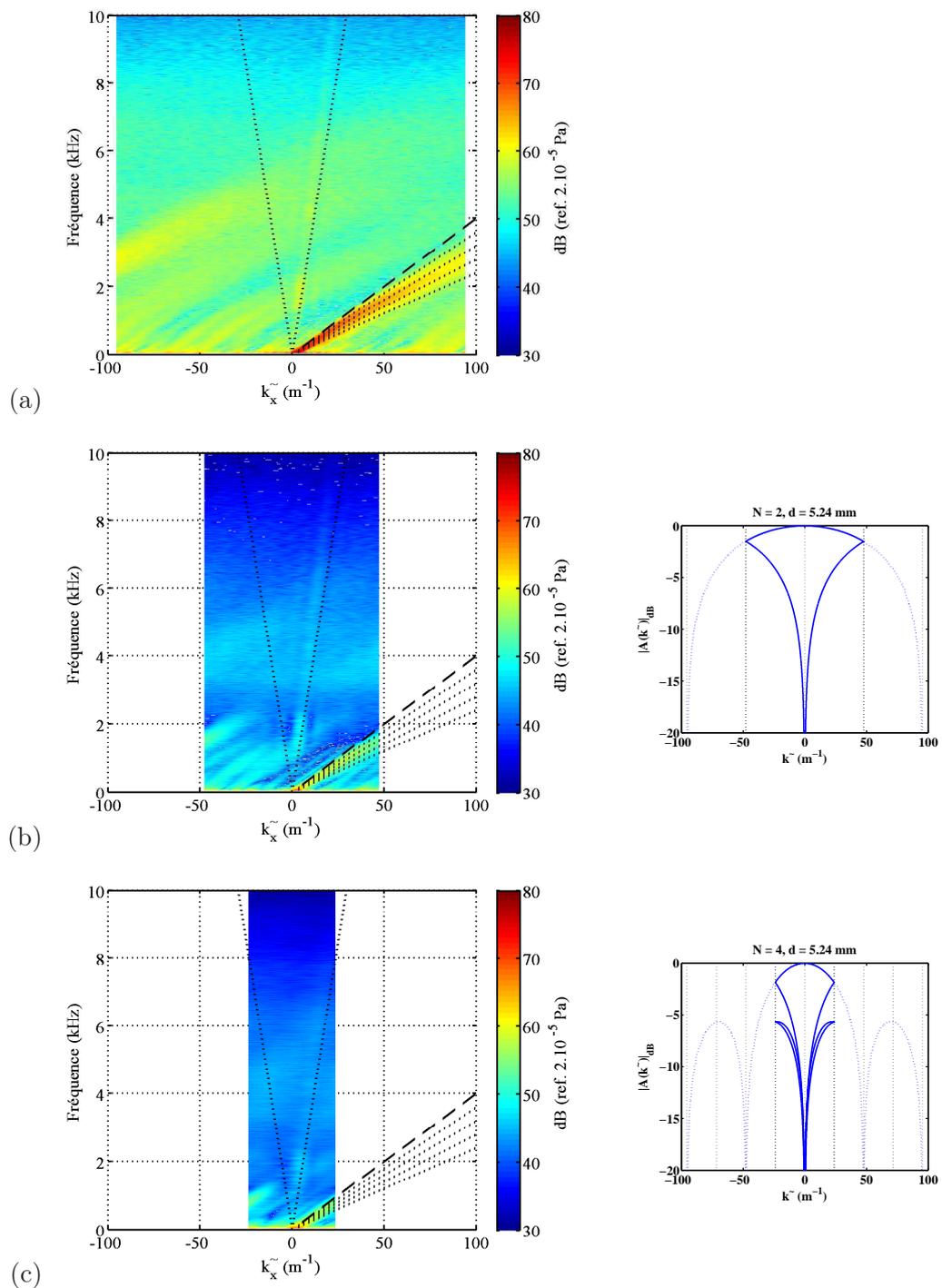


Figure IV.9 – Modules des spectres en nombre d'onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}, f)$ des signaux de la CLT avec source LMS non-filtrés (a) et filtrés par Somme de paires (b) ou de quadruplets (c) de capteurs. À droite sont rappelées les réponses en nombre d'onde de chaque type de filtrage, effet du repliement inclus.

La Somme (figures (b) et (c)) conserve les grandes longueurs d'onde donc les petits nombres d'onde : la signature énergétique acoustique de la source LMS est bien présente et le repliement de la signature énergétique de la turbulence est fortement atténué.

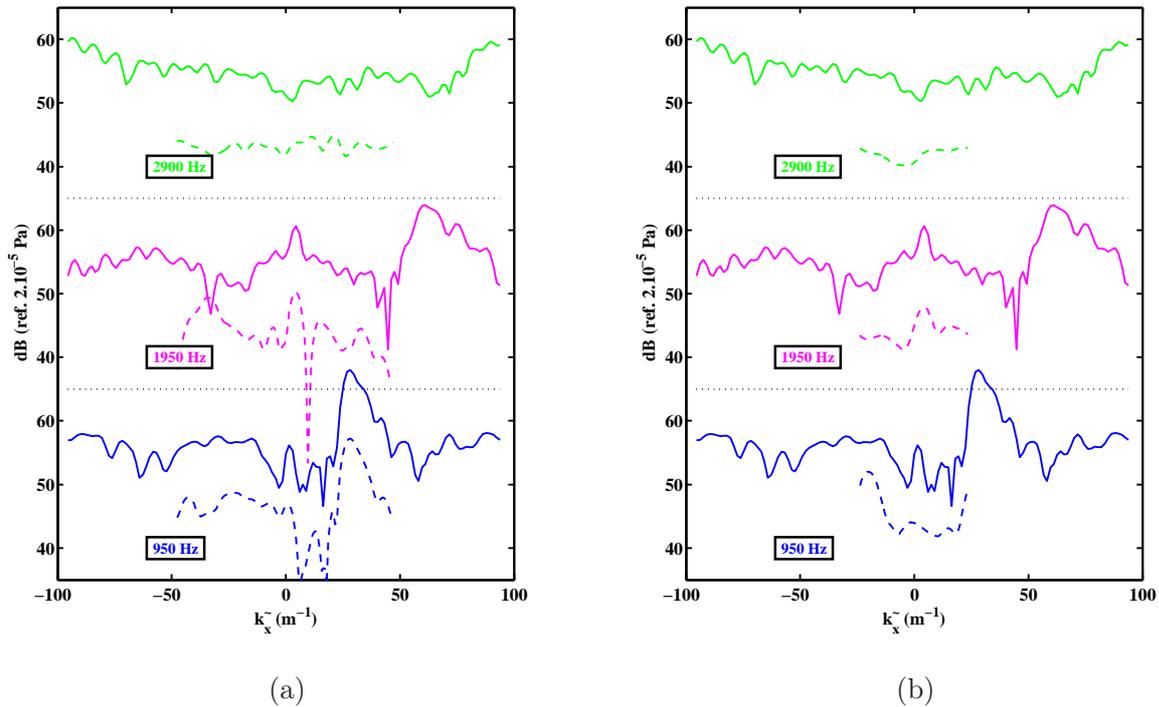


Figure IV.10 – Coupes à fréquence constante des spectres en nombre d’onde–fréquence avant (trait plein) et après (tirets) filtrage spatial sur paires (a) et quadruplets (b) de capteurs.

IV.4.2 Résultats de l’effet d’atténuation de la sEMD

Cette section aborde l’application de la sEMD⁵. La méthode a été présentée à la section III.5.4. Rappelons néanmoins qu’il s’agit d’appliquer la décomposition modale empirique sur un signal spatial de pression pariétale à un instant t_i (cf. schéma de principe figure III.15). De cette décomposition, un nombre *variable* de modes (IMF⁶ + résidu) est obtenu, ce nombre dépendant du signal spatial même. En retirant les IMF ne contenant pas de contribution acoustique, un effet d’atténuation en nombre d’onde est réalisé à chaque instant sur l’antenne.

Les prochaines sections abordent tout d’abord cette notion d’atténuation des grands nombres d’onde et la détermination des IMF à retirer. Puis des résultats expérimentaux, tout d’abord en interspectres, pour les configurations de la CLT avec ou sans source acoustique sont présentés (ainsi que dans la référence [48]). Enfin, les résultats en spectres en nombre d’onde–fréquence de ces mêmes configurations sont donnés.

Détermination de l’atténuation des grands nombres d’onde réalisée à partir de la décomposition sEMD

Comme rappelé ci-dessus, la décomposition spatiale de la sEMD permet d’obtenir un nombre variable d’IMF et un résidu. A l’instar de l’EMD sur des signaux temporels permettant d’obtenir une décomposition en bandes de fréquences, chaque mode se définit sur un intervalle de fréquences

⁵l’EMD est un processus itératif et non linéaire dont l’effet de l’application sur certains signaux (signaux gaussiens notamment) peut s’apparenter à un filtrage. Nous choisissons, en toute rigueur, de ne pas employer le terme “filtrage” dans la suite de ce chapitre.

⁶Intrinsic Modal Functions ou fonctions modales intrinsèques.

spatiales, c'est-à-dire de nombres d'onde. Pour obtenir un effet d'atténuation aux grands nombres d'onde (nécessaire pour supprimer une partie de la contribution convective et conserver la contribution acoustique), les IMF correspondant à des nombres d'ondes strictement supérieurs au nombre d'onde acoustique maximum sont rejetées. Les IMF restantes sont sommées pour reconstituer un signal spatial de pression pariétale *a priori* dépouillé d'une partie des contributions convectives.

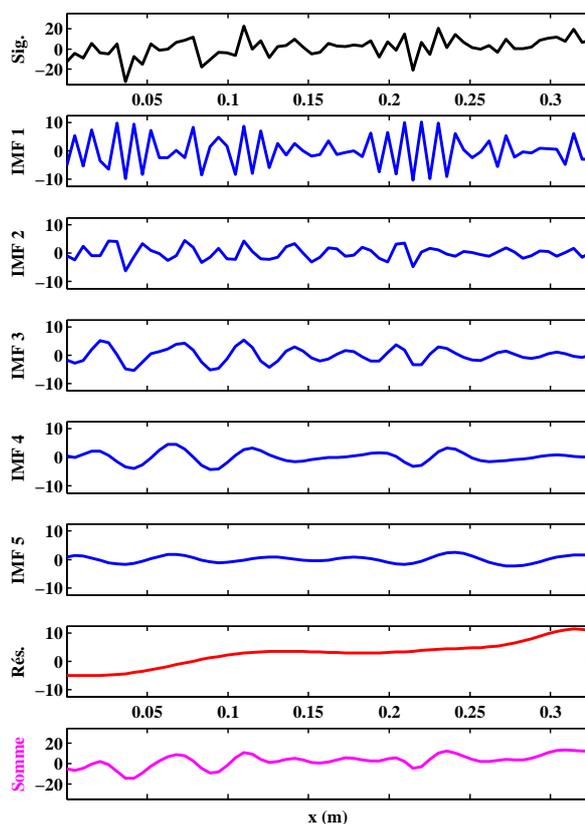


Figure IV.11 – Exemple de décomposition d'un signal spatial de pression pariétale par la sEMD. De haut en bas, le signal initial, 5 IMF, le résidu, le signal reconstitué après rejet des deux premières IMF (somme des IMF 3 à 5 et du résidu).

La figure IV.11 montre une telle décomposition d'un signal spatial par la sEMD. De haut en bas, le signal initial est décomposé en 5 IMF et un résidu. La dernière ligne correspond au signal reconstitué après rejet des IMF sans échelle spatiale acoustique. Il est à noter que certains des signaux paraissent nettement sous-échantillonnés : c'est le cas ici de l'IMF 1 par exemple. Les premières IMF contiennent bien des composantes à variations spatiales rapides, c'est-à-dire des composantes à petites longueurs d'onde/grands nombres d'onde. Les dernières IMF et le résidu contiennent des échelles spatiales caractéristiques sensiblement plus grandes et sont plus à même de contenir des composantes acoustiques.

Une méthode permettant d'associer des IMF à une bande de nombres d'onde donnée est alors mise en œuvre. Elle est basée sur le nombre de passages à zéro pour un groupe donné d'IMF. Le tableau IV.3 donne un exemple de détermination de ces nombres d'onde à partir du nombre de passages à zéro.

	Nbr passages à 0	Nombres d'onde
IMF 1 et 2	[13 – 53]	[20, 7 – 84, 3]
IMF 3 à résidu	[0 – 24]	[0 – 38, 2]

Tableau IV.3 – Intervalles des nombres de passages à zéro et des nombres d'onde équivalents (en m^{-1}) pour les différents groupes d'IMF.

Les IMF 1 et 2 contiennent, à elles deux, des signaux ayant de 13 à 53 passages à zéro sur la longueur de l'échantillon (c'est-à-dire la longueur de l'antenne)⁷. Connaissant cette longueur L de l'antenne, et en supposant qu'il y a en moyenne deux passages à zéro par période, il est possible d'estimer un intervalle de longueurs d'onde et donc un intervalle de nombres d'onde par les relations :

$$\lambda = \frac{L}{N_Z/2} \quad \Rightarrow \quad \tilde{k} = \frac{N_Z}{2L}, \quad (\text{IV.1})$$

N_Z étant le nombre de passages à zéro. Ainsi, en rejetant les deux premières IMF, seuls des signaux de nombres d'onde supérieurs à $20,7 \text{ m}^{-1}$ sont retirés. Cela ne signifie pas pour autant que tous les nombres d'onde supérieurs à $20,7 \text{ m}^{-1}$ sont retirés. Ainsi dans cet exemple, les IMF 3 à 5 et le résidu présentent des nombres d'onde jusqu'à $38,2 \text{ m}^{-1}$. Ce rejet des deux premières IMF permet donc de préserver les nombres d'onde acoustiques jusqu'à une fréquence de près de 7 kHz ($f = c_0 \tilde{k}$).

L'effet d'atténuation obtenu à partir de la sEMD étant maintenant défini, les résultats en termes d'interspectres "filtrés" de la CLT avec et sans source acoustique sont présentés.

Résultats par les interspectres de la méthode sEMD

Afin de mieux apprécier l'effet de l'atténuation par sEMD, la configuration de la couche limite turbulente avec source LMS en position 4 est d'abord présentée. La figure IV.12 donne les modules (a)-(b) et phases (c)-(d) des interspectres (non-référencés) de cette configuration avant (a)-(c) et après (b)-(d) application la sEMD⁸.

La sEMD met en évidence des motifs de phase de l'énergie acoustique (*cf.* les motifs théoriques de phase figure III.7 page 58) pour des fréquences supérieures à 1 kHz (graphique (d)). De même, l'énergie est abruptement coupée (graphique (b)) pour des fréquences supérieures à 1 kHz.

On pourrait s'étonner que le résultat d'une atténuation en nombre d'onde donne une coupure si nette *en fréquence* (coupure vers 1 kHz). Il faut pourtant se rappeler que fréquence et nombre d'onde sont liés directement par la vitesse de phase ($f = v \tilde{k}$). Ainsi, pour chaque composante (acoustique ou turbulente) caractérisée par une vitesse de phase propre (c_0 ou U_c)⁹, un même nombre d'onde de coupure donnera une fréquence de coupure remarquable propre à chacune. Ici, cela se traduit par une coupure nette en fréquence pour la turbulence visible autour de 1 kHz pour cette configuration¹⁰, alors que la fréquence de coupure pour une contribution acoustique est au-delà de 10 kHz et n'est donc pas visible. La visualisation des spectres en nombre d'onde–fréquence à la section suivante va le confirmer.

⁷rappelons que la décomposition étant différente d'un instant t_i à un autre, le nombre de passages à zéro pour une IMF est donc différent pour chaque instant t_i .

⁸ces spectres sont à rapprocher des spectres des figures III.6 et III.7 réalisés d'après les modèles de Corcos et de champ diffus.

⁹en toute rigueur, la vitesse de phase n'est pas une valeur unique (c_0 ou U_c). Il s'agit d'une distribution de toutes les vitesses physiques des phénomènes passant au-dessus des capteurs, ces vitesses dépendant de la fréquence (ce qui se vérifie par la largeur de la signature convective des spectres en nombre d'onde–fréquence sur la figure IV.4). En pratique, la vitesse de la zone la plus énergétique est considérée comme vitesse de phase.

¹⁰ $f = U_c \tilde{k} \simeq 1 \text{ kHz}$ pour $U_c = 0,7 \cdot U_\infty \simeq 28 \text{ m.s}^{-1}$ et $\tilde{k} \simeq 38 \text{ m}^{-1}$.

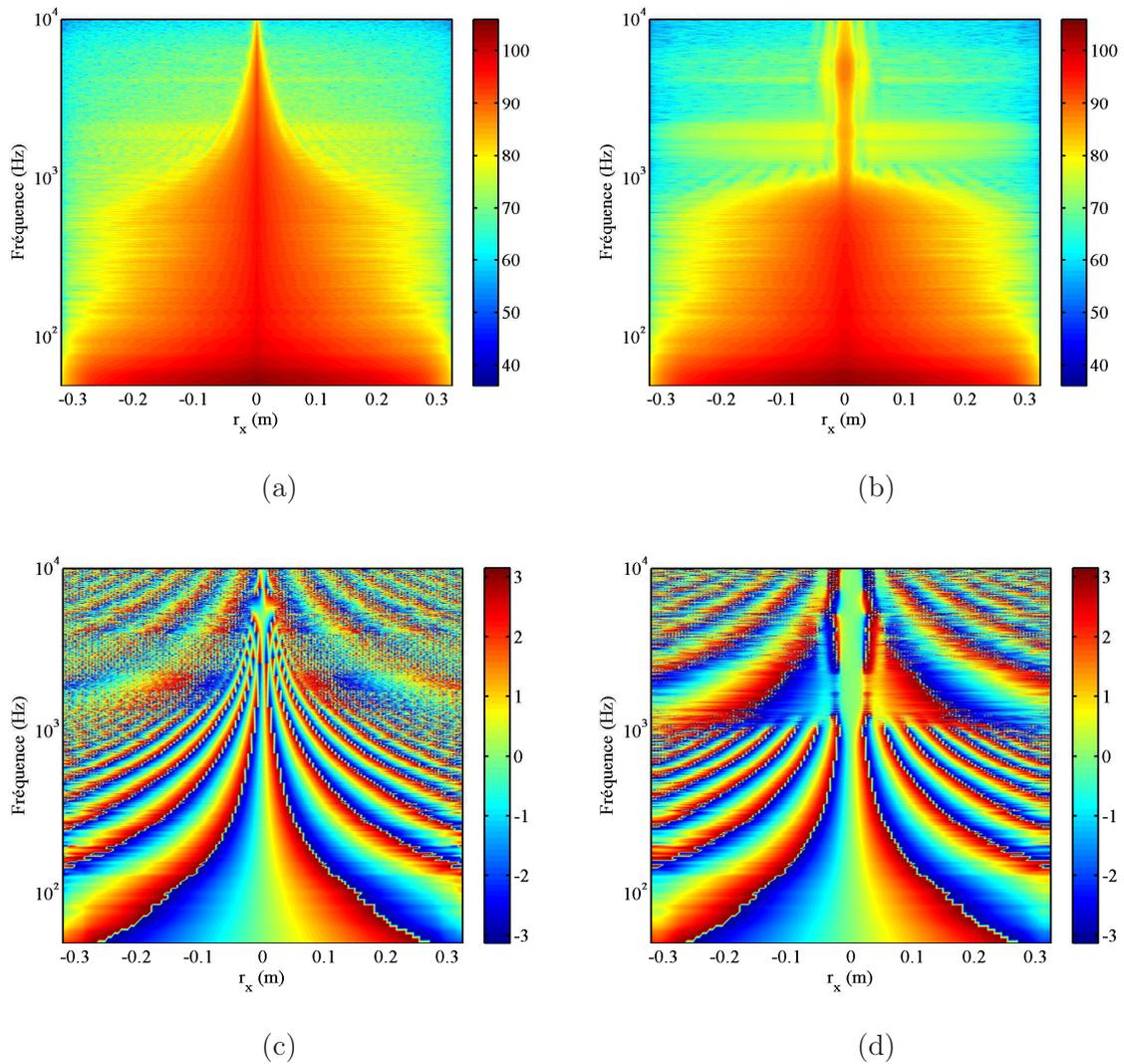


Figure IV.12 – Modules (en dB réf. $2 \cdot 10^{-5}$ Pa) et phases (en radian) des interspectres (non-référencés) pour la CLT avec la source LMS en position 4 avant et après application de la sEMD. Modules en haut (a)-(b), phases en bas (c)-(d). Interspectres avant sEMD à gauche (a)-(c), après sEMD à droite (b)-(d).

Sachant que la sEMD permet d'améliorer nettement la lisibilité de la signature acoustique lorsqu'elle est présente (comme cela vient d'être montré), qu'en est-il lorsque celle-ci n'est de prime abord pas visible ? Une réponse est apportée par les interspectres de la CLT seule de la figure IV.13.

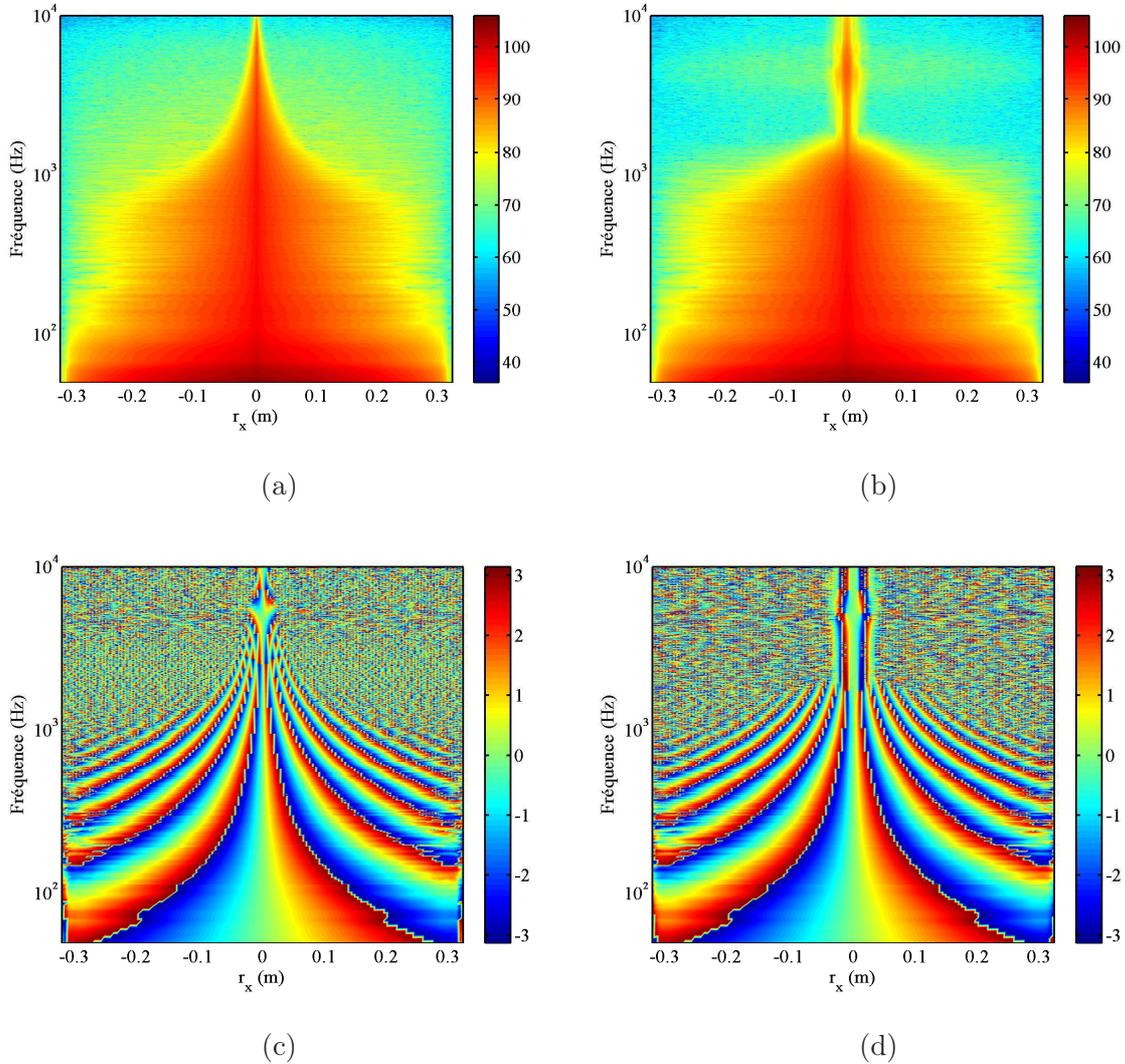


Figure IV.13 – Modules (en dB réf. $2 \cdot 10^{-5}$ Pa) et phases (en radian) des interspectres (non-référencés) pour la CLT seule avant et après application de la sEMD. Modules en haut (a)-(b), phases en bas (c)-(d). Interspectres avant sEMD à gauche (a)-(c), après sEMD à droite (b)-(d).

Modules et phases permettent nettement d'apprécier l'effet d'atténuation en nombre d'onde qui se manifeste par une coupure en fréquence (là encore, cette apparente fréquence de coupure est fixée par le nombre d'onde de coupure et la célérité caractéristique de la composante). Par contre, la phase (spectres (c)-(d)) ne présente aucune signature caractéristique d'une composante acoustique dans les hautes fréquences dégagées de la contribution turbulente (telle que visible sur les spectres (c)-(d) de la figure IV.12).

Il est cependant possible grâce à la phase de constater que l'effet de repliement convectif n'est pas supprimé par l'application de la sEMD. En effet, le motif inversé, qui a été présenté à la

section III.3.4 (cf. phase (a) de l’interspectre simulé du modèle de Corcos de la figure III.7 page 58) et qui est la manifestation du repliement, est visible avant l’application de la sEMD (graphique (c), autour de la fréquence 4 – 5 kHz, plus particulièrement aux petites interdistances $r \sim 0$) et également après la sEMD (graphique (d)). Ceci semble en accord avec l’observation d’une zone légèrement plus énergétique observable aux mêmes fréquences de 4 – 5 kHz pour les mêmes petites interdistances $r \in [-0, 25; 0, 25]$ sur le module du spectre après sEMD (graphique (b)). Cette zone plus énergétique serait la manifestation de la présence d’énergie convective repliée. Il s’en déduit donc bien que la sEMD ne semble pas en mesure de supprimer totalement le repliement des grands nombres d’onde sur les petits.

Grâce aux interspectres, les effets d’atténuation en nombre d’onde obtenus à partir de la sEMD sont nettement observables (paradoxalement surtout en fréquence). Mais la sEMD semble d’une part insuffisante pour révéler de l’énergie acoustique dans la CLT, et d’autre part semble ne pas éliminer totalement les grands nombres d’onde repliés. L’étude des spectres en nombre d’onde–fréquence ci-après permet de compléter ces observations.

Résultats par les spectres en nombre d’onde–fréquence de la méthode sEMD

Contrairement aux interspectres, les spectres en nombre d’onde–fréquence présentés maintenant sont ceux correspondant à la méthode du corrélogramme spatial référencé (capteur de référence en amont de la ligne de capteurs (Ox)). L’explication en est donnée à la section suivante.

Comme précédemment avec les interspectres, les résultats de la configuration avec la source LMS en position 4 sont tout d’abord exposés pour apprécier l’atténuation obtenue par application de la sEMD. La figure IV.14 donne les spectres en nombre d’onde–fréquence avant (spectre (a)) et après (spectre (b)) application de la sEMD.

L’atténuation au-delà d’un nombre d’onde de coupure $\tilde{k}_C \sim \pm 30 - 40 \text{ m}^{-1}$ est très nettement observable, supprimant une grande partie de l’énergie convective. Ceci a pour effet secondaire d’atténuer les effets de fenêtrage (dus à l’antenne de dimension finie) qui sont visibles en basse fréquence ($f < 1 \text{ kHz}$). Dans l’intervalle des nombres d’onde conservés, la signature acoustique apparaît nettement pour un intervalle de fréquence de [500 – 9 500] Hz.

Afin de constater l’amélioration apportée réellement par cette méthode, les figures IV.15 et IV.16 donnent respectivement une représentation nombre d’onde–fréquence (\tilde{k}, f) de la différence en dB entre les spectres avant et après application de la sEMD (figure IV.15), et des coupes à diverses fréquences (figure IV.16) : à de basses fréquences (coupes (a)) et à des fréquences voisines du repliement (coupes (b)).

Le bilan énergétique de la figure IV.15 montre ainsi qu’il y a augmentation de l’énergie dans l’intervalle des nombres d’onde conservés, particulièrement aux hautes fréquences. Les coupes aux hautes fréquences (figure IV.16 (b)) confirment cette augmentation de l’énergie pour les petits nombres d’onde $|\tilde{k}| < 40 \text{ m}^{-1}$. Il est également possible d’observer (figure IV.15) une droite d’atténuation proche de 0 dB le long de la position de la droite acoustique et se prolongeant jusqu’à 9 kHz, confirmant que l’énergie acoustique reste sensiblement intacte. Les coupes aux basses fréquences (figure IV.16 (a)) montrent là encore que le pic acoustique (repères noirs sur les coupes) reste effectivement intact après sEMD, et se trouve même mis en évidence (coupe (a) $f = 950 \text{ Hz}$). Enfin, sur la figure IV.15 il est possible d’observer la trace du cône convectif aux petits nombres d’onde (entre 500 Hz et 2 kHz) nettement atténué (puisque indiqué comme énergie rejetée), confirmant que cette méthode d’atténuation par sEMD agit plus particulièrement sur la contribution convective.

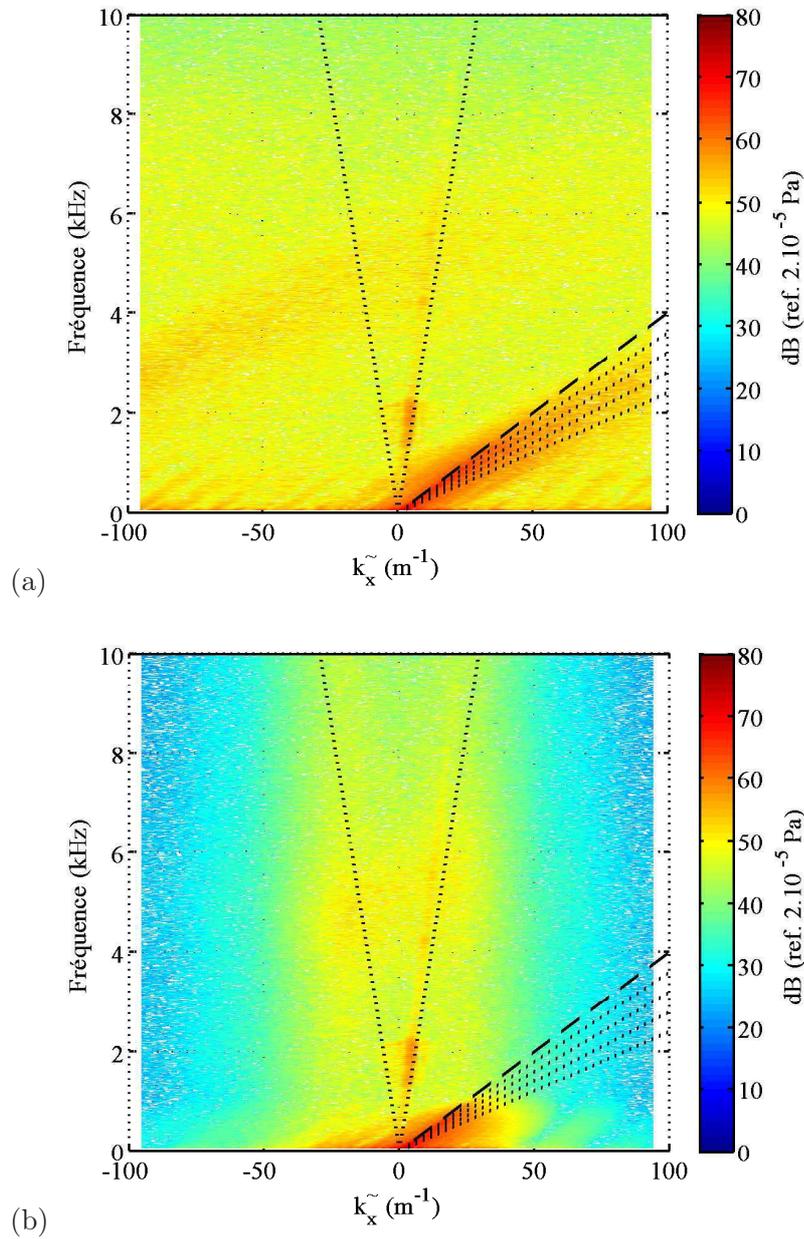


Figure IV.14 – Modules (en dB réf. 2.10^{-5} Pa) des spectres en nombre d'onde–fréquence référencés (capteur amont) pour la CLT avec source LMS en position 4 avant (spectre (a)) et après (spectre (b)) application de la sEMD.

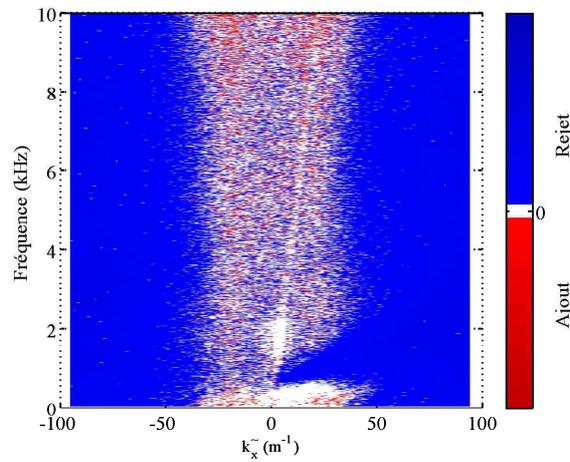


Figure IV.15 – Bilan énergétique de l'application de la sEMD pour la CLT avec source LMS en position 4.

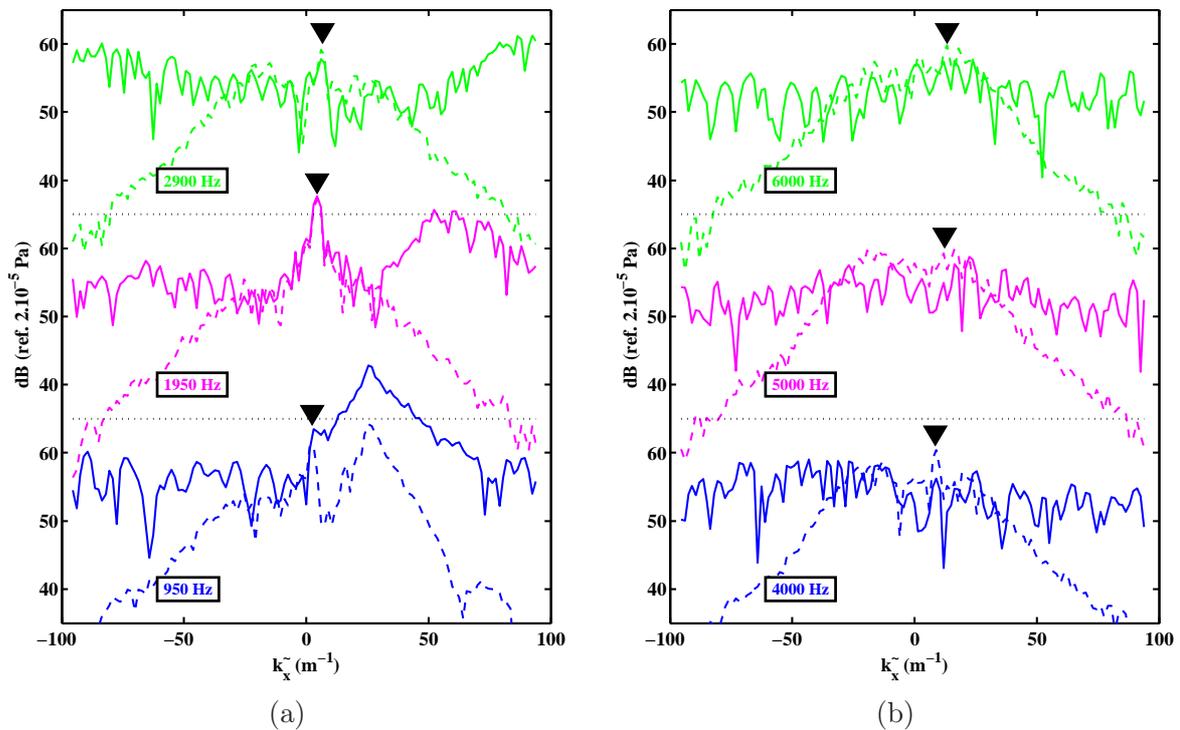


Figure IV.16 – Coupes en fréquence des spectres avant (trait plein) et après (tirets) application de la sEMD pour la CLT avec source LMS en position 4. Les repères noirs indiquent la position théorique du pic acoustique.

Une fois de plus, l'utilisation de la méthode sEMD sur une configuration avec une source acoustique donne des résultats satisfaisants. Il convient donc maintenant d'appliquer la méthode sur le signal de couche limite turbulente seule.

La figure IV.17 donne les spectres en nombre d'onde–fréquence avant (spectre (a)) et après (spectre (b)) l'application de la sEMD. Comme pour la figure IV.14, les mêmes observations concernant l'atténuation pour les nombres d'onde supérieurs à $k_C \sim \pm 30-40 \text{ m}^{-1}$, ainsi que l'atténuation des effets de fenêtrage peuvent être faites. Cependant, aucune signature acoustique n'apparaît dans le cône acoustique. La représentation du bilan énergétique et l'utilisation des coupes fréquentielles sont donc de nouveau mises en œuvre (cf. figures IV.18 et IV.19) pour apprécier quantitativement l'amélioration apportée par la sEMD.

La figure IV.18 (a) du bilan énergétique montre de nouveau une zone de forte atténuation pour les grands nombres d'onde puis une zone où l'énergie est augmentée. Ceci est cependant moins marqué que sur la figure IV.15 pour le cas de la couche limite turbulente avec la source LMS. Les coupes en fréquences de la figure IV.19 le confirment. Aucune signature acoustique n'est visible sur ces coupes.

Remarques sur la méthode sEMD

Par les spectres en nombre d'onde–fréquence des figures IV.14 (b) et IV.17 (b) et plus particulièrement grâce au bilan énergétique de la figure IV.15, il est possible de constater la légère augmentation de l'énergie dans l'intervalle des nombres d'onde conservés. Ceci semble être un artefact de la sEMD (ou éventuellement de la sEMD combinée au corrélogramme spatial), d'autant plus sensible que l'énergie dans cette région de la représentation (\tilde{k}, f) est élevée. Deux points de discussion découlent de ces constatations.

Tout d'abord, il est nécessaire de minimiser cet artefact. Semblant être sensible aux niveaux énergétiques élevés, il convient de faire en sorte de réduire ce niveau énergétique dans cette zone des petits nombres d'onde. Suite aux considérations de la section III.3.4 montrant les effets du choix du capteur de référence¹¹, la méthode du corrélogramme spatial référencé, avec un capteur de référence situé en amont de la ligne de capteurs selon (Ox) (spectre (a)) est choisie afin de minimiser ces artefacts. Ce choix est justifié par les spectres en nombre d'onde–fréquence de la figure IV.20 où l'augmentation énergétique est d'autant plus manifeste quand le capteur de référence est central (spectre (b)).

Un second point de discussion concerne la cause d'un tel artefact. L'hypothèse est faite que cela est dû au sous-échantillonnage spatial des signaux de pression. En effet, l'échantillonnage jouant un rôle crucial dans le processus de décomposition de l'EMD (et donc de la sEMD), le sous-échantillonnage du signal peut entraîner une détermination erronée des enveloppes minimum et maximum, et par suite de la moyenne soustraite dans le processus de tamisage¹². Une étude sur les problèmes d'échantillonnage influençant l'EMD est réalisée par Rilling [99], notamment par l'utilisation d'un sinus plus ou moins bien échantillonné. De cette étude, il serait plausible de conclure que dans notre cas, le caractère itératif de l'EMD, combiné au sous-échantillonnage, peut conduire à propager une erreur d'identification des échelles spatiales vers les modes à grandes échelles qui sont conservés, induisant cette augmentation d'énergie. Des travaux complémentaires seraient nécessaires pour proposer une explication précise à cet artefact.

¹¹un capteur de référence central a tendance à augmenter de 50 % l'énergie totale.

¹²le tamisage est le processus itératif réalisé par l'EMD pour extraire successivement les différents modes d'un signal (cf. III.5.3 page 72).

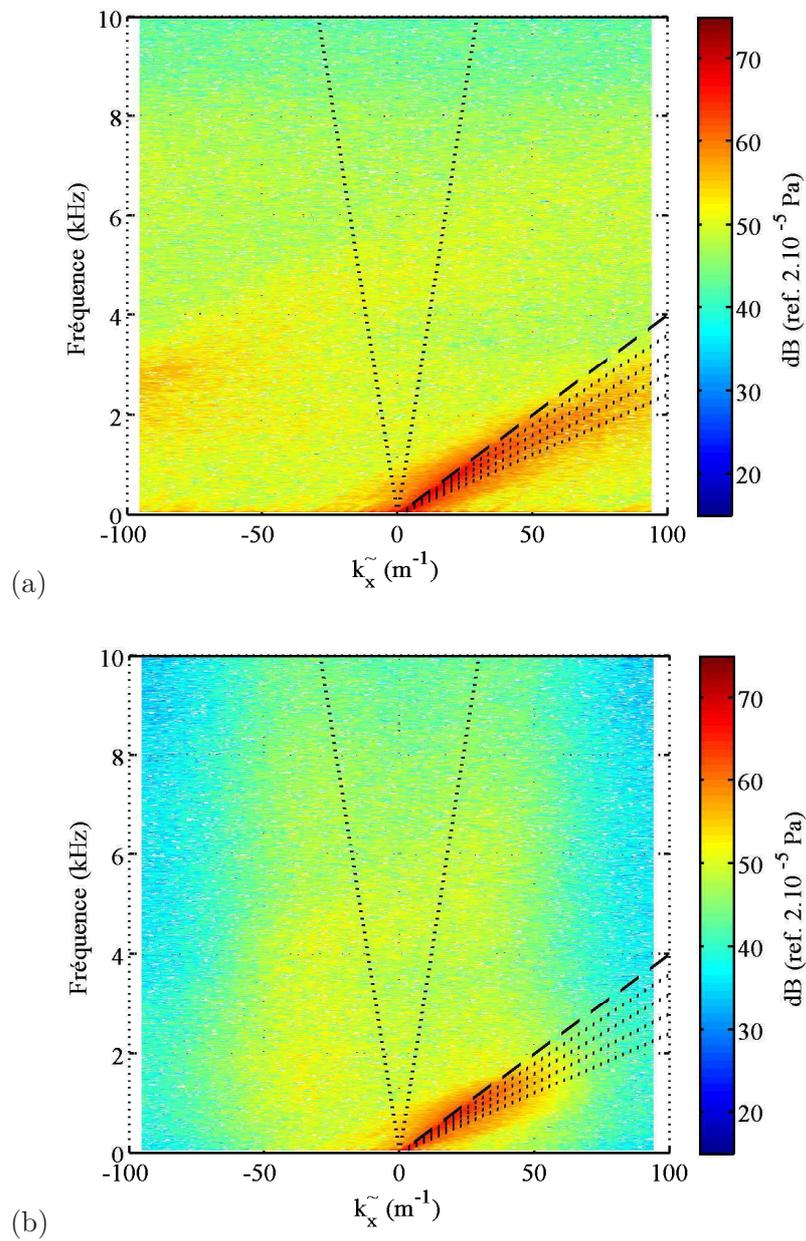


Figure IV.17 – Modules (en dB réf. 2.10^{-5} Pa) des spectres en nombre d'onde–fréquence référencés (capteur amont) pour la CLT seule avant (spectre (a)) et après (spectre (b)) application de la sEMD.

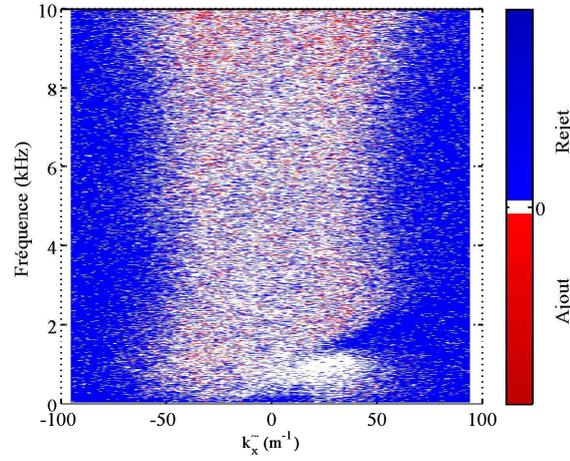


Figure IV.18 – Bilan énergétique de l'application de la sEMD pour la CLT seule.

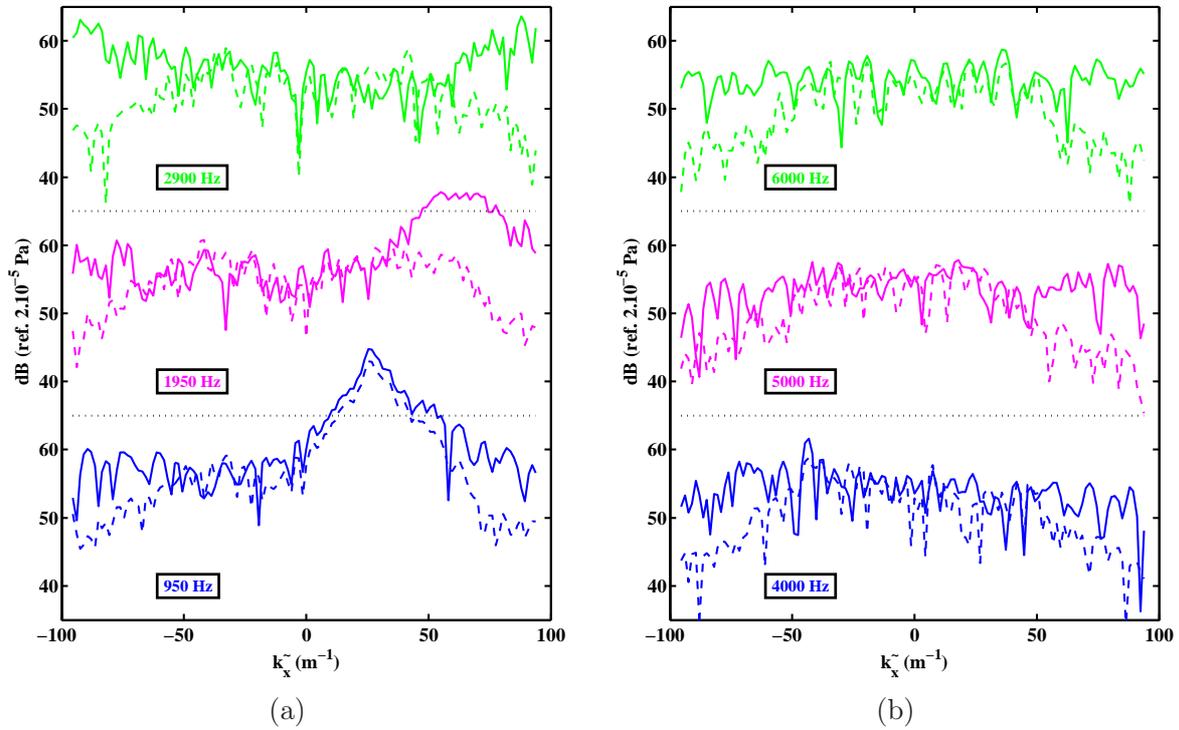


Figure IV.19 – Coupes en fréquence des spectres avant (trait plein) et après (tirets) application de la sEMD pour la CLT seule.

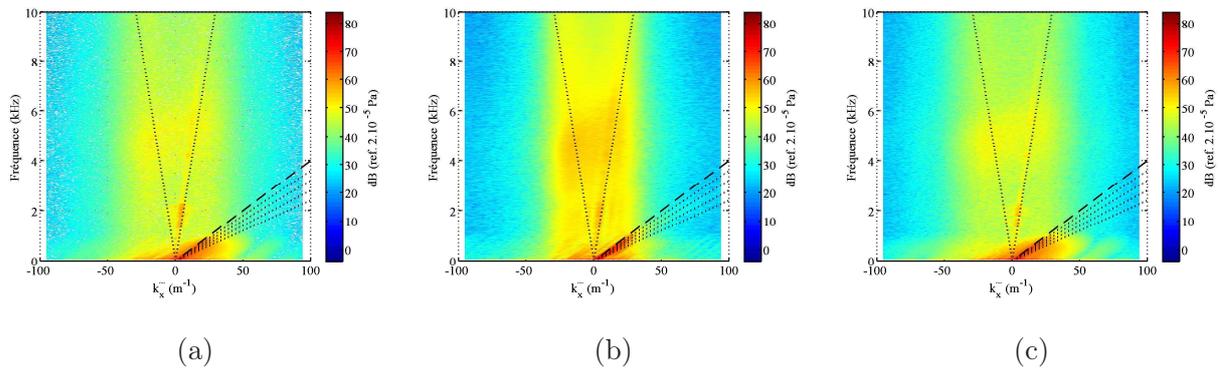


Figure IV.20 – Effet du choix du capteur de référence sur les spectres en nombre d’onde–fréquence après application de la sEMD. Les capteurs de référence sont pris en amont (spectre (a)), au milieu (spectre (b)) et en aval (spectre (c)) de la ligne de capteurs selon (Ox).

L’atténuation des grands nombres d’onde après décomposition par sEMD semble donc autoriser une amélioration de la séparation de la contribution acoustique lorsque celle-ci est présente artificiellement. Mais elle ne permet pas de la révéler dans un signal de couche limite turbulente seule. Par ailleurs, comparé au corrélogramme spatial référencé seul (donnant des résultats dégradés par rapport au corrélogramme spatial non-référencé), la combinaison de la sEMD avec le corrélogramme spatial référencé permet de re-obtenir des résultats, certes filtrés, mais de même ordre de qualité que le corrélogramme spatial non-référencé. Ainsi, l’emploi de la méthode du corrélogramme spatial référencé couplé à la sEMD permet de ne plus faire appel à l’hypothèse d’homogénéité tout en limitant la perte de qualité.

Conclusion

Dans ce chapitre, la couche limite turbulente utilisée est tout d’abord caractérisée aérodynamiquement. Il est montré que les grandeurs caractéristiques (telles que les épaisseurs de couche limite, de déplacement, etc.) ne sont pas constantes le long de l’axe (Ox). Ainsi, des deux hypothèses couramment employées pour décrire ce type d’écoulement (stationnarité et homogénéité), l’hypothèse d’homogénéité peut être dès lors contestée.

Un constat qualitatif montre ensuite que, contrairement à de précédents travaux dans une autre configuration aérodynamique, aucune signature aéroacoustique n’est présente dans la représentation nombre d’onde–fréquence (\tilde{k}, f) pour une couche limite turbulente sur plaque plane. Le traitement “classique” du corrélogramme spatial n’est cependant pas remis en cause puisque, appliqué sur une expérience témoin avec une source acoustique superposée à un écoulement turbulent, une signature acoustique est visible. Le seuil énergétique, préalablement défini (*cf.* section III.4.3) pour juger quantitativement de la différence énergétique entre la composante aérodynamique et la composante aéroacoustique à partir du spectre en nombre d’onde–fréquence, est alors étalonné avec les signaux expérimentaux. Celui-ci permet d’effectuer plusieurs constatations :

- l’énergie acoustique est au moins 20 dB en-dessous de l’énergie totale,
- l’énergie convective repliée (due au sous-échantillonnage de la ligne de capteurs) joue un rôle important de masquage de l’énergie acoustique dans cette technique de séparation,

- une échelle d'équivalence est établie entre les rapports énergétiques r_{ac} définis pour combiner les deux types de signaux (composante aérodynamique et composante aéroacoustique) et les rapports énergétiques R_{ac} calculés, ceci permettant de mesurer les gains des méthodes de filtrage.

Ayant défini ce seuil énergétique, des méthodes de filtrage sont alors appliquées pour améliorer cette séparation. Tout d'abord une technique de filtrage "classique" combinant la sommation en phase de groupes de capteurs et le corrélogramme spatial, et ne conservant que les petits nombres d'ondes (c'est-à-dire favorisant la composante acoustique) est présentée. Le seuil précédemment défini ne pouvant pas s'appliquer, seul un constat qualitatif peut être effectué : la composante acoustique semble moins masquée par le repliement convectif en grande partie supprimé par ce filtrage. Cependant, il semble que la composante acoustique elle-même subisse ce filtrage. De plus, cette technique de filtrage est peu précise, le nombre d'onde de coupure étant difficilement contrôlable.

Aussi, une deuxième méthode de filtrage est présentée, s'appuyant sur la technique de décomposition modale empirique sur la dimension spatiale (sEMD). Une fois la décomposition du signal spatial de pression effectuée par la sEMD, les modes ne contenant pas de nombre d'onde acoustique sont rejetés. Cette technique a la particularité d'être auto-adaptative (le signal pilote la décomposition et donc le filtrage). Les résultats sur le cas témoin avec source acoustique montrent une amélioration de la séparation de la signature énergétique acoustique à certaines fréquences, et principalement l'assurance qu'aucune énergie acoustique n'est rejetée (contrairement à la méthode précédente). De plus, cette méthode présente des résultats de séparation similaires à ceux du corrélogramme spatial non référencé (utilisant les interspectres d'interdistances). Ainsi, alors que l'hypothèse d'homogénéité n'est plus utilisée, les résultats ne sont pour ainsi dire pas dégradés. Cette méthode de filtrage permet donc de réduire le nombre d'hypothèses autorisant alors une application à un plus large éventail d'écoulements.

Cependant, plusieurs points restant à étudier sont à mentionner.

- Même si la méthode en elle-même est basée sur une technique n'utilisant aucune hypothèse d'homogénéité ou de stationnarité, la nécessité de représenter les résultats en nombre d'onde-fréquence (\tilde{k}, f) limite de nouveau l'application.
- La sEMD semble être très sensible au mauvais échantillonnage du signal, provoquant une augmentation du bruit de fond dans la partie non-filtrée.

Les méthodes abordées dans ce chapitre permettent toutes dans une certaine mesure des améliorations de la séparation des nombres d'onde acoustiques. Cependant il est nécessaire de se rappeler que ceci n'est applicable et appliqué ici que sur des signaux stationnaires temporellement. Or, comme nous l'avons précisé plus tôt, cela ne correspond pratiquement jamais à un écoulement réel, notamment les écoulements rencontrés sur les automobiles. Il est donc maintenant nécessaire de tester l'applicabilité de ces techniques sur des écoulements non-stationnaires et non-homogènes (tels que des écoulements décollés), puis de mettre en œuvre une autre technique permettant de réduire encore le nombre d'hypothèses utilisées. C'est ce qui est maintenant abordé dans le chapitre suivant.

Écoulements décollés et étude instationnaire

Sommaire

V.1	Description des écoulements décollés	107
V.1.1	Etude de l'écoulement décollé derrière les marches montantes	107
V.1.2	Description de l'écoulement sur vitre D25 dans S2A	111
V.2	Application des méthodes utilisées sur les écoulements de type CLT	113
V.2.1	Méthode du corrélogramme spatial sur les écoulements décollés	113
V.2.2	Atténuation en nombres d'onde par la sEMD sur les écoulements décollés	115
V.3	Résultats de l'application de l'E-EMD	118
V.3.1	Résultats de la décomposition par E-EMD	119
V.3.2	Définition d'un nouveau seuil énergétique instantané	125
	Conclusion	128

Ce chapitre aborde l’application des méthodes de traitement (corrélogramme spatial et sEMD) précédemment décrites ainsi que de nouvelles méthodes sur des écoulements ne respectant pas les hypothèses de stationnarité et d’homogénéité : les écoulements décollés–recollés (notés simplement “décollés” dans la suite de ce chapitre).

Pour cela, les caractéristiques aérodynamiques des écoulements décollés en aval des marches montantes définies au chapitre II et derrière un montant de baie sont rappelées. Puis les précédentes méthodes de traitement, à savoir le corrélogramme spatial et l’atténuation en nombre d’onde après décomposition par l’EMD spatiale (sEMD), en principe utilisables uniquement sur des écoulements stationnaires et homogènes, sont appliquées sur ces écoulements typiquement non-stationnaires et non-homogènes afin de constater leur inadéquation. Enfin, la technique d’Ensemble-EMD (E-EMD), décrite au chapitre III et ne requérant pas les hypothèses précitées, est appliquée. Cette méthode permet ainsi de réaliser une étude multi-échelle sur des représentations espace–temps (x, t) , ainsi que des études spectrales espace–fréquence (x, f) et nombre d’onde–temps (k, t) . Par l’intermédiaire de ces dernières, un seuil énergétique instantané est alors défini, permettant de suivre au cours du temps l’évolution du rapport entre l’énergie acoustique et l’énergie totale.

V.1 Description des écoulements décollés

A l’instar de l’écoulement de couche limite turbulente, il est nécessaire de connaître quelques caractéristiques des écoulements décollés considérés dans ce chapitre. S’agissant de la marche montante, et connaissant sa géométrie (sa hauteur, son inclinaison, . . .), les structures et caractéristiques à noter sont la bulle de recirculation et sa longueur, et donc la position du point de recollement. En ce qui concerne le cas industriel du montant de baie, les structures à identifier sont les zones de stagnation et de tourbillon ainsi que la ligne de recollement (et donc la zone recollée).

Les sections suivantes permettent de mettre en évidence ces différents points remarquables, grâce à l’utilisation de diverses méthodes telles que la visualisation pariétale par enduit visqueux ou la PIV, et dans certains cas, la simulation numérique.

V.1.1 Etude de l’écoulement décollé derrière les marches montantes

Cette étude porte sur deux points : d’une part l’aérodynamique de l’écoulement, comportant sa géométrie et les vitesses qui le caractérisent, d’autre part son rayonnement acoustique en champ lointain.

Description aérodynamique

Comme présenté dans le chapitre I, la position du point de recollement en aval de la marche dépend fortement de la géométrie de celle-ci (droite, inclinée, en dérapage) et de sa hauteur. Considérant la géométrie de la marche “en chevron” (dénommée “M3D”), et de par la littérature [68, 52], ce point de recollement se situe à une distance entre $0, 5h$ et $4h$ (où h est la hauteur de la marche) en aval de la marche si l’on considère un écoulement amont dont l’épaisseur δ est bien inférieure à cette hauteur h . Ceci est confirmé par les visualisations pariétales réalisées sur cette marche M3D (*cf.* photos de la figure V.1). Ces visualisations pariétales sont réalisées au moyen d’un enduit visqueux déposé sur la zone à analyser. Dans notre cas, cet enduit est constitué d’un mélange de kérosène et de kaolin : l’écoulement entraîne la phase liquide (le kérosène) qui contient les particules de kaolin en suspension. Puis le kérosène s’évapore laissant les particules de kaolin le long des trajectoires de l’écoulement.

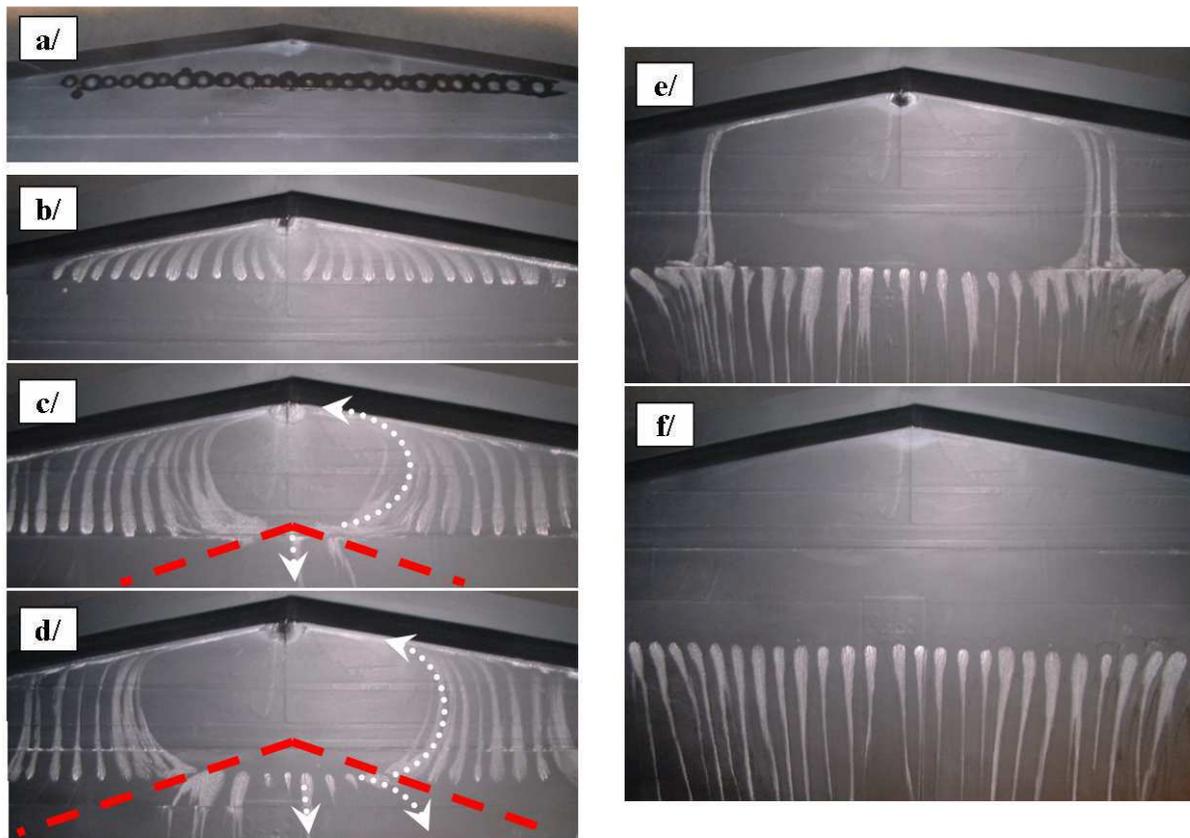


Figure V.1 – Visualisations pariétales de l'écoulement en aval de la marche M3D. Exemple d'un dépôt d'enduit visqueux (a/), puis résultats pour divers dépôts aux distances respectives 40, 90, 120, 150 et 180 mm de la marche vers l'aval (de b/ à f/). Le sens de l'écoulement sur ces photos est du haut vers le bas. Les tirets rouges représentent la position du point de recollement : en amont de cette ligne, l'écoulement est dirigé vers l'amont, en aval de cette ligne, vers l'aval, comme le signalent les pointillés fléchés.

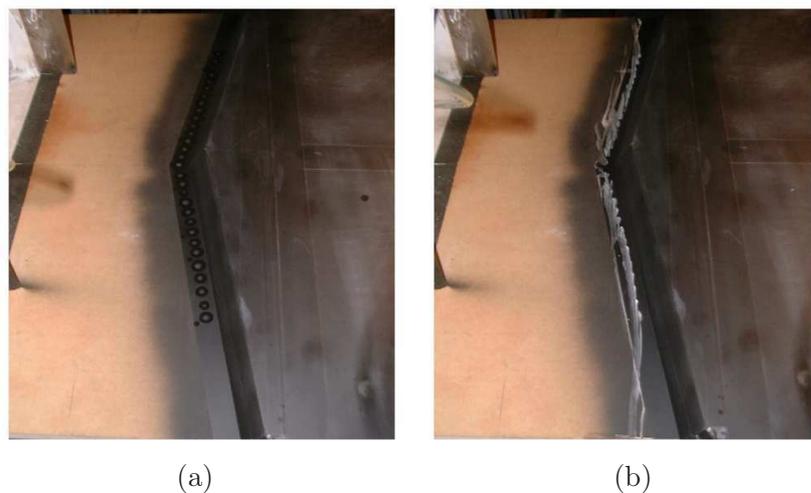


Figure V.2 – Visualisations pariétales de l'écoulement en amont de la marche M3D. Dépôt de l'enduit visqueux (a) et résultats (b). Le sens de l'écoulement sur ces photos est de la gauche vers la droite.

Grâce à la photo *c/*, le point de recollement sur l'axe $y = 0$ peut être localisé un peu en amont de cette ligne de dépôt, à savoir pour $x_r = 80$ mm par rapport à l'extrémité haute de la marche, soit $x_r = 2h$. Par ailleurs, grâce à des dépôts d'enduit en amont de la marche (*cf.* photos de la figure V.2), il est possible d'observer la trace de la bulle de recirculation localisée juste en amont de cette marche : il n'y a aucune trace pariétale remontant la marche. Seules des lignes "fuyant" vers les bords latéraux¹ de la plaque sont visibles.

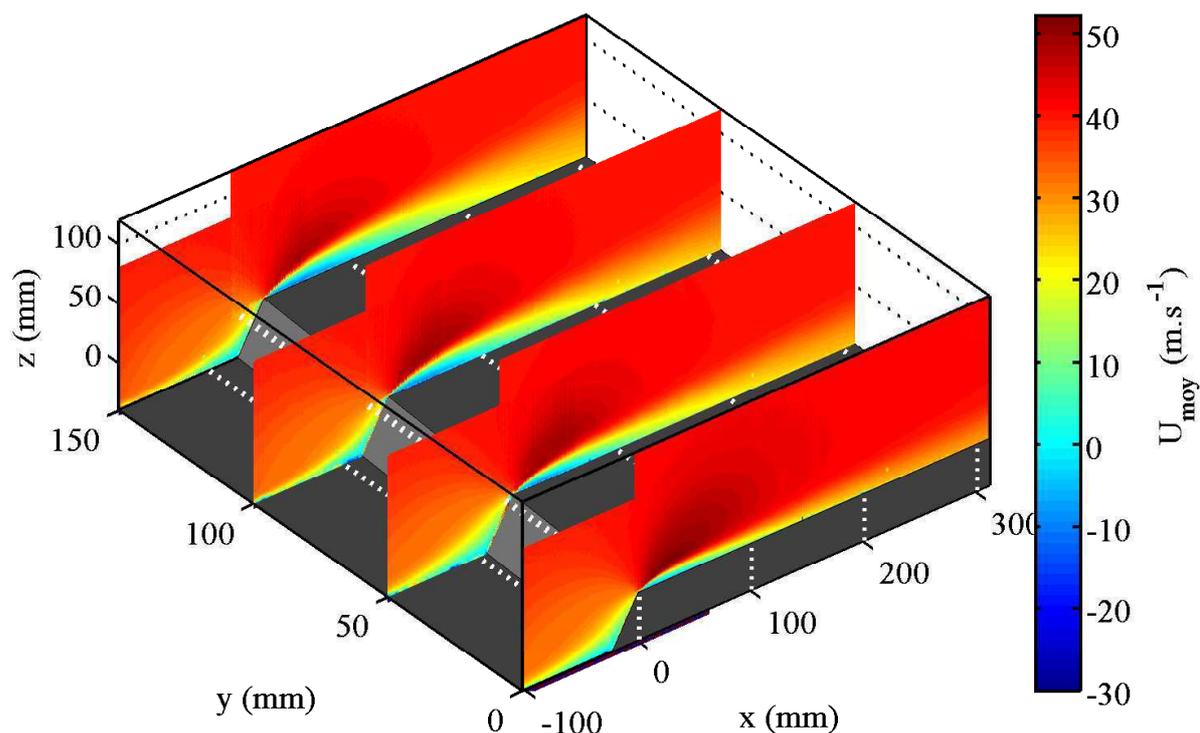


Figure V.3 – Visualisations de la vitesse moyenne longitudinale U_{moy} par PIV sur la marche en chevron M3D.

Ces observations sont confirmées par des mesures PIV. La figure V.3 récapitule ces différentes mesures du champ de vitesse longitudinale moyenne U_{moy} pour la marche M3D. Le déficit de vitesse en aval de l'extrémité de la marche, indiquant la bulle de recirculation, y est visible. D'une longueur de l'ordre de 50 mm sur l'axe médian, elle augmente jusqu'à près de 120 mm dans le plan $y = 150$ mm. Ainsi, quelle que soit la géométrie d'antenne utilisée (*cf.* figure II.10), les capteurs (dont le premier est situé soit à 130 soit à 160 mm du bord de la marche selon les deux géométries d'antenne, *cf.* figure II.10) sont toujours dans la zone déjà recollée de l'écoulement. Est également visible la bulle de recirculation en amont du front de marche.

En comparant cette fois sur la figure V.4 ces mesures PIV avec celles des géométries M2D et M1D (dont les mesures PIV complètes de vitesse longitudinale moyenne sont présentées en annexe G), la position x_r du point de recollement s'éloigne sensiblement du front de marche lorsque l'on considère successivement les géométries M3D, M2D puis M1D. Ainsi, la longueur de recollement est de l'ordre

¹ ces traces sont par ailleurs à x sensiblement constant, signifiant une vitesse longitudinale nulle caractéristique de l'effet de la bulle de recirculation.

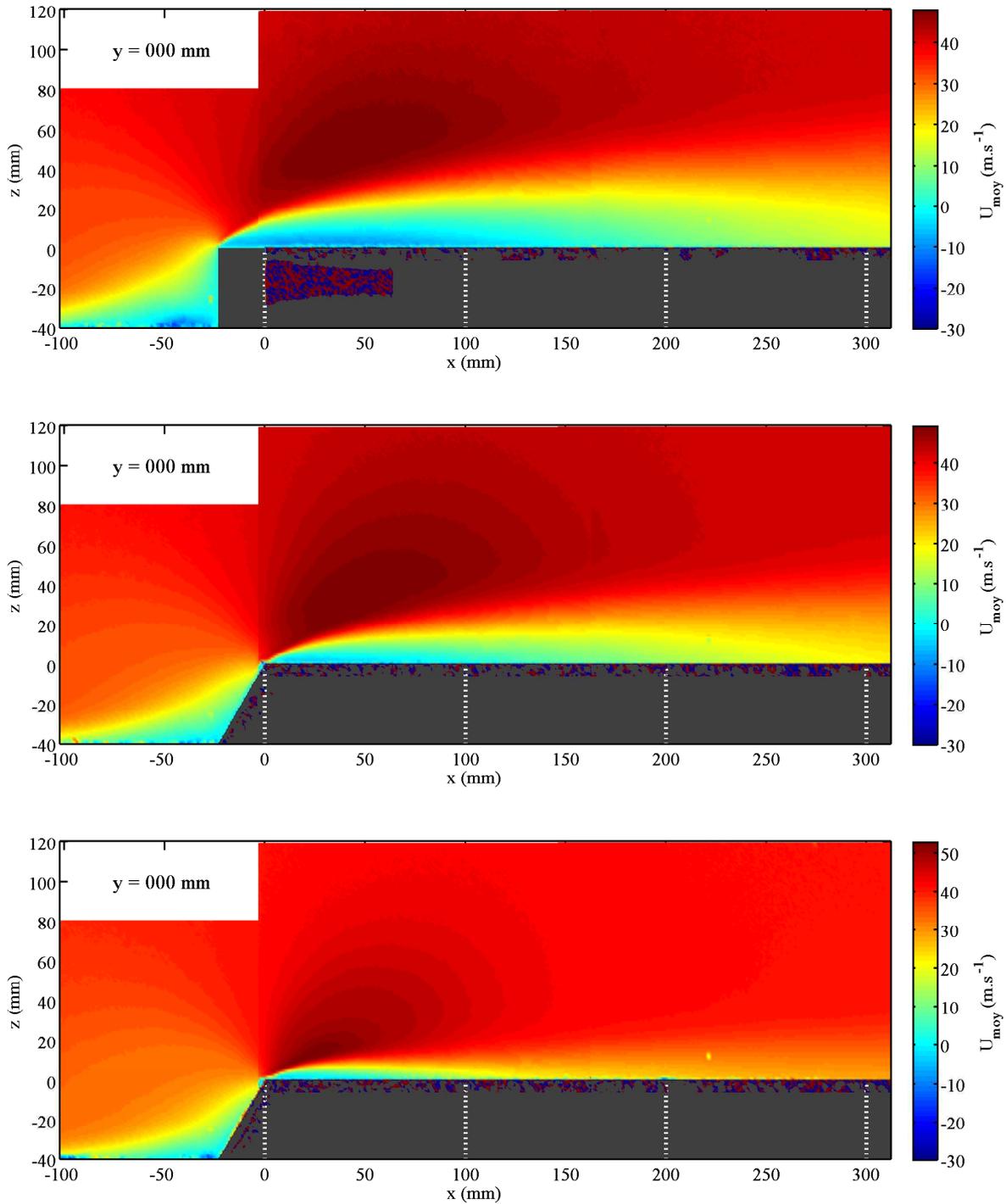


Figure V.4 – Visualisations de la vitesse moyenne longitudinale U_{moy} par PIV en $y = 0$ sur les trois marches M1D, M2D et M3D (de haut en bas). Il est possible d'y repérer le point de recollement de chaque géométrie aux abscisses respectives $x \sim 150$ mm, 90 mm et 50 mm, soit $x_r \sim 4,3h$, $2,3h$ et $1,3h$.

de $x_r \sim 50$ mm pour M3D, 90 mm pour M2D et $150 + 23$ mm pour M1D², soit respectivement $x_r \sim 1,3h$, $2,3h$ et $4,3h$. Ceci respecte les prédictions établies grâce aux références [68, 52]. Les profils de vitesse qui suivent le point de recollement sont très différents entre M3D d’une part et M2D et M1D d’autre part, présentant un déficit de vitesse sur presque toute la longueur de la ligne de capteurs (encore plus prononcé pour la géométrie M1D). Dans ces deux derniers cas (M2D et M1D), les capteurs devraient enregistrer des vitesses de phases réduites par rapport à celle de M3D. Et plus particulièrement, dans le cas de la marche M1D, les capteurs sont beaucoup plus proches du point de recollement et devraient donc enregistrer des phénomènes très instationnaires.

Rayonnement acoustique en champ lointain des marches montantes

Les autospectres de microphones ambiants placés en amont de chacune des marches montantes, au-dessus du convergent, sont présentés en figure V.5. Le microphone étant placé hors écoulement, les niveaux enregistrés correspondent intégralement à des contributions acoustiques.

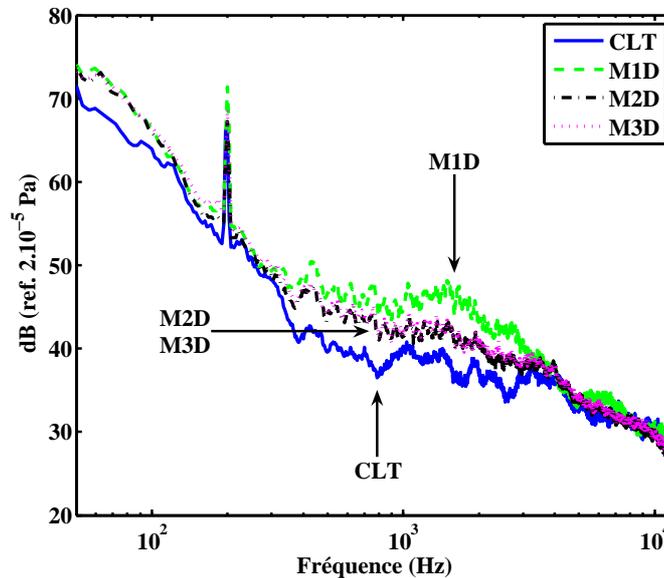


Figure V.5 – Comparaison des autospectres des microphones ambiants amont pour la couche limite turbulente et les trois géométries de marches montantes.

Mis à part le pic à 200 Hz (propre à la soufflerie puisque présent même sur la couche limite turbulente), la configuration de couche limite turbulente présente un niveau énergétique acoustique systématiquement inférieur à ceux des configurations des trois marches. Plus précisément, il est de l’ordre de 1 à 4 dB inférieur pour les configurations M2D et M3D, et jusqu’à 10 dB inférieur pour la configuration M1D. Notons qu’entre les trois marches et la couche limite turbulente pour des microphones placés en aval, les autospectres (non-présentés ici) ne montrent pas une telle disparité. Ceci vient confirmer les observations des références [74, 68, 69] sur le rayonnement acoustique d’une marche montante (*cf.* section I.2.3).

V.1.2 Description de l’écoulement sur vitre D25 dans S2A

Si nous nous replaçons dans le contexte plus industriel de cette thèse et des éventuelles applications, l’un des écoulements décollés produisant le plus de nuisances sonores pour un conducteur

²150 est l’abscisse du point de recollement, mais le front de marche “recule” de 23 mm pour la géométrie M1D.

d'automobile est celui produit par le montant de baie. Bien entendu, il faudrait en toute rigueur tenir compte des tourbillons produits également par le rétroviseur. Nous préférons ici ne pas en tenir compte et, que ce soit en simulation numérique ou en soufflerie sur véhicule réel (à l'échelle 1:1), utilisons un véhicule sans rétroviseur.

Nous ne disposons malheureusement pas de visualisation pariétale expérimentale sur vitre comme pour le cas de la marche en chevron précédente. Cependant, des simulations numériques nous permettent à la fois de dresser une cartographie des pressions pariétales et des lignes de courant sur la vitre du véhicule.

La figure V.6 montre le champ de pression instantané (graphique (a)) et les lignes de courant (graphique (b)) simulés.

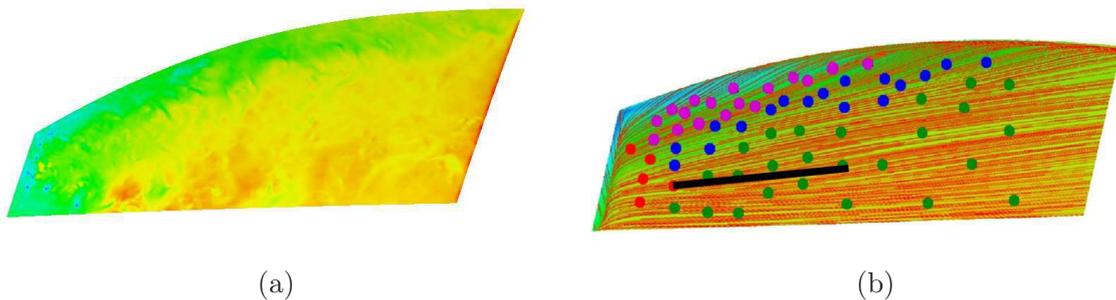


Figure V.6 – Pression instantanée (a) et lignes de courant (b) pariétales simulées sur vitre de véhicules. Les points colorés sur le graphique (b) représentent les positions des capteurs de pression pariétale, la ligne noire représente la ligne de capteurs espacés de 5 mm.

Les lignes de courant montrent une ligne de stagnation (*cf.* figure I.1 page 8) en amont et en haut de la vitre. Bien qu'avec cette géométrie de véhicule, il ne soit pas aisé de les différencier, une zone tourbillonnaire relativement petite (dans la zone des points violets, en haut), puis une ligne de recollement (entre les points violets et les points bleus) peuvent être devinées. Le reste de la surface (c'est-à-dire près des 3/4 inférieurs et avals) correspondent à la zone recollée. La ligne de capteurs de pression se trouve dans cette zone. La figure V.7 (a) montre la configuration expérimentale correspondante. Une des vitres est remplacée par une vitre en aluminium ayant des propriétés sensiblement analogues à celles de la vitre en verre en termes de réaction à la charge de l'écoulement. Les mêmes capteurs de pression pariétale que ceux utilisés dans la soufflerie EOLE sur plaque plane ou marche en chevron sont montés également en *pinhole*. Deux configurations de capteurs sont installées : l'une en grille permet d'obtenir une cartographie générale du champ de pression pariétale (donnée par la figure V.7 (b)), l'autre en ligne, de pas $d = 5$ mm, est utilisée dans le but d'appliquer les méthodes de traitement de signal vues précédemment.

Nous avons donc à disposition des signaux issus de configurations d'écoulements décollés. Par ailleurs, dans le cas de la marche montante, grâce aux trois géométries de marche, le point de recollement se déplace par rapport à la ligne de capteurs. Il sera donc possible d'en étudier les effets. Ceux-ci sont donc maintenant analysés, dans un premier temps par les méthodes théoriquement applicables sur des écoulements stationnaires et homogènes (section ci-dessous), puis par une méthode basée sur l'E-EMD (section d'après), plus à même de traiter la non-stationnarité des signaux.

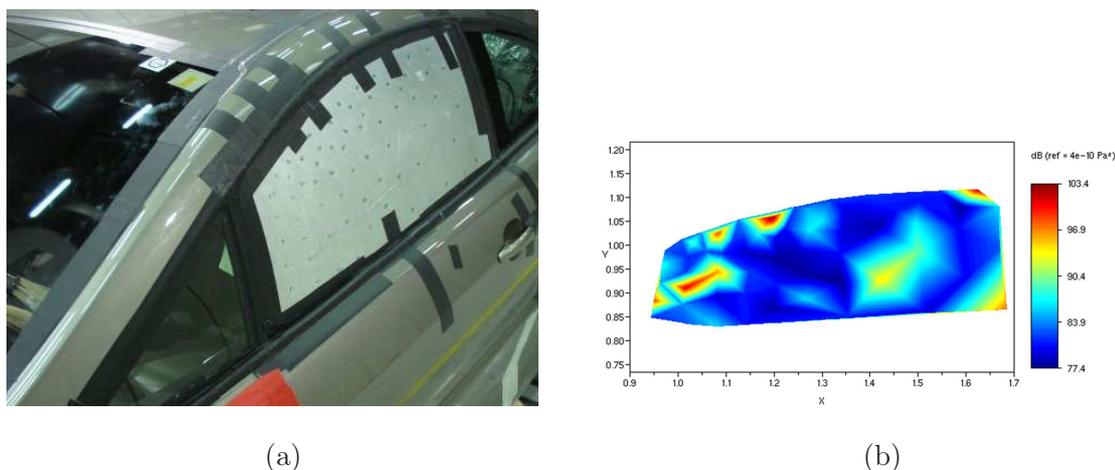


Figure V.7 – Configuration expérimentale (a) et cartographie de pressions pariétales (b) sur vitre de véhicule. La cartographie de pression pariétale (b) correspond à une moyenne des autospectres sur la bande de fréquence $[0 - 10]$ kHz.

V.2 Application des méthodes utilisées sur les écoulements de type couche limite turbulente

Comme déjà précisé, les méthodes que nous avons appliquées au chapitre IV (le corrélogramme spatial et l'atténuation des grands nombres d'onde par sEMD) ne s'appliquent qu'en considérant les hypothèses de stationnarité et d'homogénéité, ce qui ne correspond qu'à très peu d'écoulements réels. Malgré tout dans cette section, nous appliquons volontairement ces méthodes aux écoulements décollés (donc ne respectant pas ces hypothèses) afin de rendre compte de leur inadéquation. Nous présentons donc dans un premier temps les résultats du corrélogramme spatial sur les configurations de la marche montante et du vitrage de véhicule. Puis l'atténuation des grands nombres d'onde par sEMD sur ces mêmes configurations expérimentales est proposée.

V.2.1 Méthode du corrélogramme spatial sur les écoulements décollés

Nous appliquons ici la méthode du corrélogramme spatial afin d'analyser les pressions pariétales de la marche montante et du montant de baie. Les caractéristiques du calcul sont exactement les mêmes que celles utilisées pour le calcul sur la couche limite turbulente du chapitre précédent, à savoir 8 192 points par blocs, soit environ 310 moyennes réalisées pour calculer tout d'abord les matrices interspectrales, puis les spectres en nombre d'onde–fréquence par la suite, référencés ou non.

La figure V.8 présente les spectres en nombre d'onde–fréquence non-référencés (à gauche) et référencés (à droite) des signaux de pression des configurations M1D, M2D et M3D (de haut en bas). Ainsi, la disparition systématique du cône convectif est observable sur les spectres en nombre d'onde–fréquence non-référencés des trois configurations de marche. La moyenne temporelle effectuée lors du calcul du corrélogramme spatial supprime les non-stationnarités du signal, jusqu'à faire disparaître la signature énergétique convective au dessus de 1 kHz. Seule la configuration M3D permet d'observer la signature plus reconnaissable du cône convectif qui se poursuit (avec une faible amplitude néanmoins) au-delà de 2 – 3 kHz. Autrement, pour les configurations M1D et M2D, bien que cela soit difficile à apprécier du fait de sa faible étendue, il semble que la signature convective ait une pente plus faible que la vitesse généralement observée de $0,7.U_\infty$. Cela vient

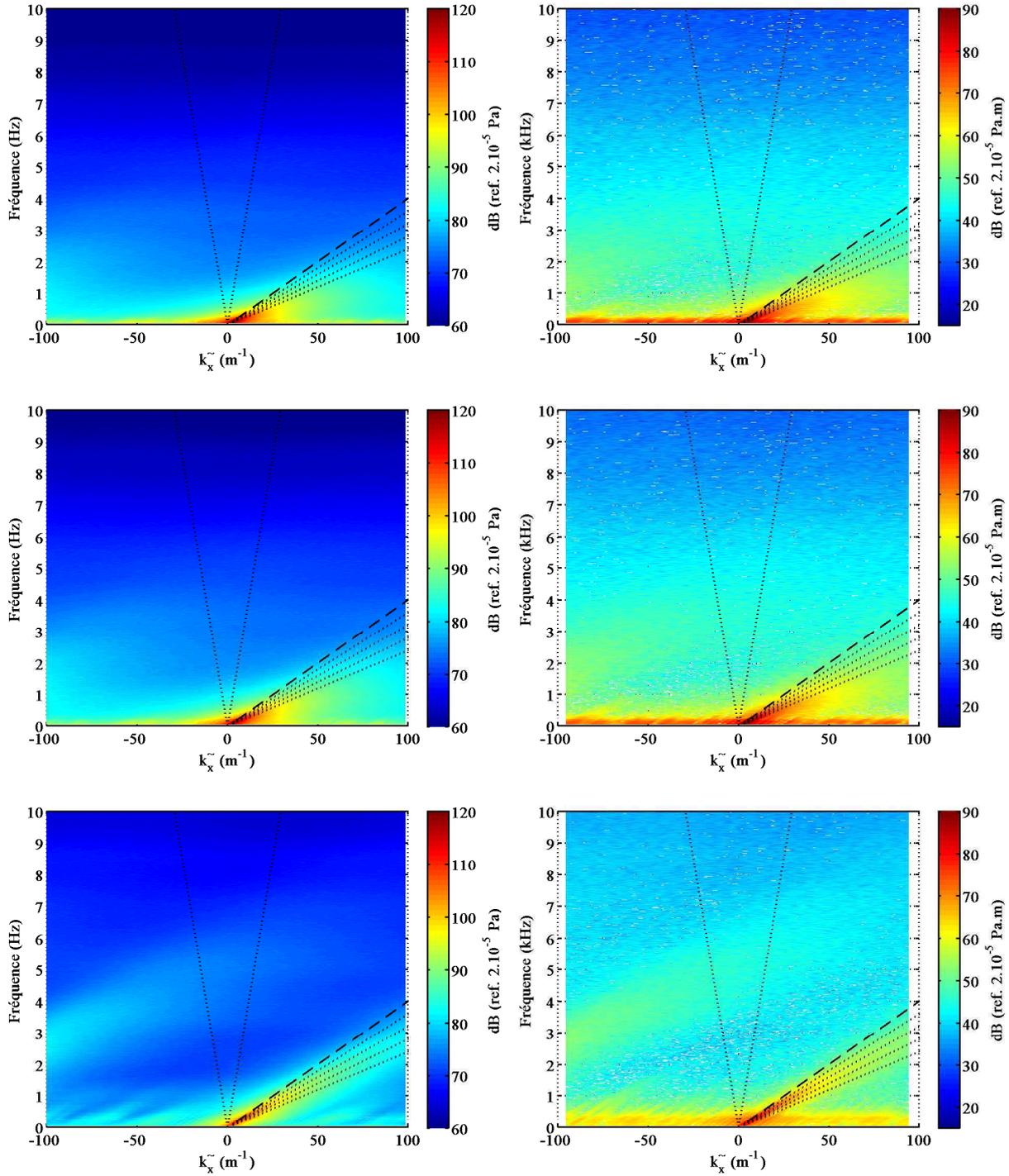


Figure V.8 – Modules des spectres en nombre d’onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}, f)$ pour les trois configurations de marche montante M1D, M2D et M3D (de haut en bas). Les spectres en nombre d’onde–fréquence non-référencés sont à gauche, ceux référencés à droite.

corroborer les profils de vitesse caractéristiques d'un écoulement recollé observés au préalable grâce aux visualisations PIV de la section précédente (*cf.* section V.1.1 et annexe G). Précisons enfin qu'aucune signature acoustique n'est observable quelle que soit la configuration de marche montante.

Si l'on s'intéresse maintenant aux spectres en nombre d'onde–fréquence référencés (à droite sur la figure V.8), bien que de faible énergie, la signature convective est cette fois visible de manière un peu plus manifeste. Et il est maintenant possible d'apprécier les pentes respectives de ces signatures pour les trois configurations : d'environ 30 m.s^{-1} pour la configuration M3D (soit bien $0,7.U_\infty$), elle tombe à environ 20 m.s^{-1} pour M2D (soit $0,5.U_\infty$) et sensiblement à 15 m.s^{-1} pour M1D (soit $0,35.U_\infty$). La marche inclinée (M2D) implique donc une plus grande vitesse de convection des structures recollées par rapport à la marche droite (M1D). Cette tendance s'accroît encore avec un écoulement tridimensionnel (marche en chevron M3D). Remarquons que la méthode référencée, qui autorise dans une certaine mesure la suppression de l'hypothèse d'homogénéité, permet d'obtenir plus de renseignements sur les caractéristiques pariétales de l'écoulement, du fait du nombre plus faible de moyennes spatiales effectuées. Ce n'est cependant pas suffisant pour observer une signature énergétique acoustique, quel que soit le type de marche.

De cette méthode du corrélogramme spatial, il reste encore une hypothèse qui empêche son application à de tels écoulements : la stationnarité. Un premier pas vers la suppression de cette hypothèse est de ne plus faire de moyenne par bloc au cours du temps, en calculant le spectre en nombre d'onde–fréquence sur un seul bloc. Bien entendu, le calcul est alors tributaire de l'instant auquel est réalisé le calcul. La figure V.9 présente donc les spectres en nombre d'onde–fréquence référencés des trois configurations de marche montante calculés sans moyenne et avec le capteur de référence choisi au milieu de la ligne de capteurs selon (Ox).

Quelle que soit la configuration observée, la résolution est fortement dégradée dans les trois cas, ne permettant toujours pas d'observer une quelconque signature acoustique, et ne permettant même plus d'observer correctement le cône convectif. Ceci montre à quel point la méthode du corrélogramme spatial n'est pas adaptée aux écoulements non-stationnaires, non-homogènes.

L'application de cette méthode du corrélogramme spatial sur l'écoulement derrière le montant de baie du véhicule permet de faire les mêmes observations. La figure V.10 montre les trois types de calcul de corrélogramme spatial.

Comme l'on pouvait s'y attendre devant les hypothèses qu'il requiert, le corrélogramme spatial appliqué sur les signaux des écoulements décollés ne permet pas de distinguer de signature énergétique acoustique, et permet d'identifier, de façon médiocre cependant, la signature énergétique convective. En supprimant l'hypothèse d'homogénéité par l'utilisation de la méthode référencée, il est possible d'améliorer quelque peu les informations sur les contributions convectives. Voyons maintenant si l'utilisation de cette méthode référencée conjointement avec l'atténuation des grands nombres d'onde par la sEMD permet d'améliorer ces informations.

V.2.2 Atténuation en nombres d'onde par la sEMD sur les écoulements décollés

La méthode sEMD d'atténuation des grands nombres d'onde est appliquée de manière similaire à précédemment avec les signaux de couche limite (*cf.* section IV.4.2) : après étude du nombre de passages à zéro, les deux premières IMF sont rejetées, puis le corrélogramme spatial référencé est appliqué pour visualiser les résultats de l'atténuation.

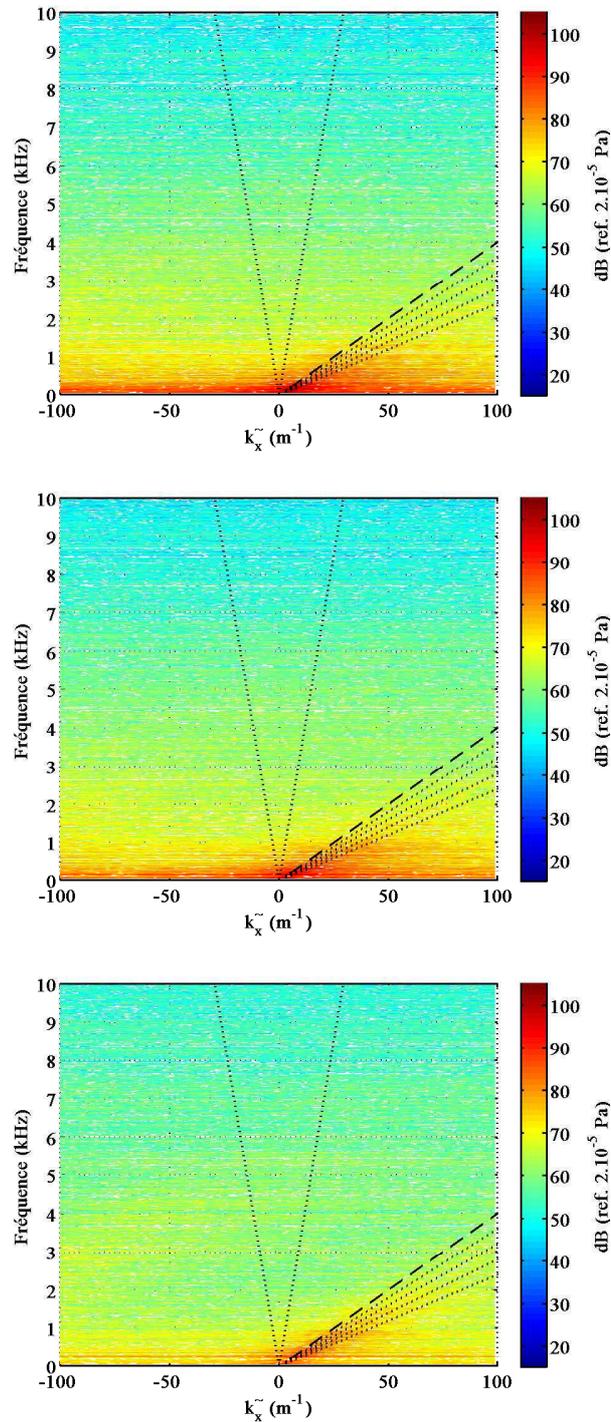


Figure V.9 – Modules des spectres en nombre d'onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}, f)$ non moyennés pour les trois configurations de marche montante M1D, M2D et M3D (de haut en bas).

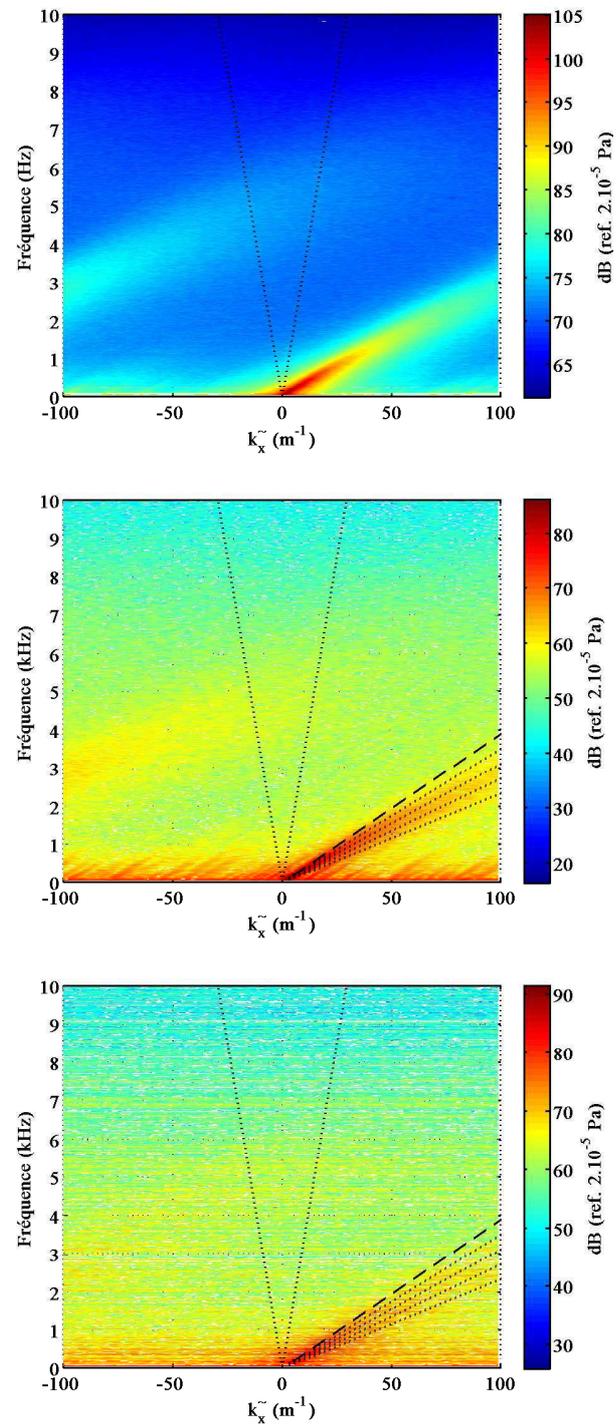


Figure V.10 – Modules des spectres en nombre d'onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}, f)$ non-référencé (en haut), référencé (au milieu) et non moyenné (en bas) pour la configuration du montant de baie.

Cette méthode est appliquée sur la marche M3D [29] d’une part, puis sur le montant de baie. La figure V.11 montre les modules des spectres en nombre d’onde–fréquence référencés de la marche montante (a) et du montant de baie (b).

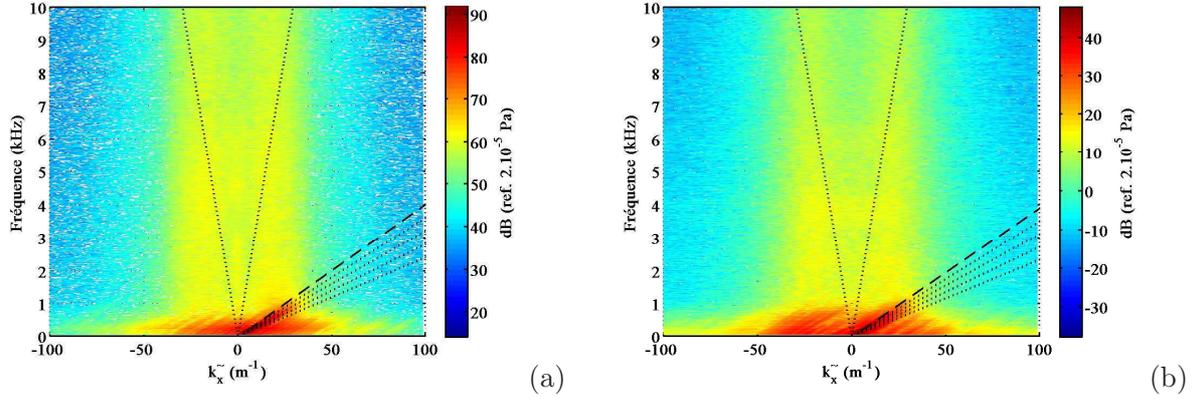


Figure V.11 – Modules des spectres en nombre d’onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}, f)$ référencé pour les configurations M3D (a) et montant de baie (b) après application de la sEMD.

Remarquons tout d’abord la très grande ressemblance entre les deux spectres (mis à part le décalage global en énergie d’environ 40 dB). Les résultats sont similaires à ceux de la couche limite seule, à savoir une forte atténuation de l’énergie au-delà d’un nombre d’onde de coupure voisin de 30 m^{-1} , induisant une réduction des effets de repliement et de réplication due au fenêtrage. Cependant, l’artefact produisant une augmentation de l’énergie au voisinage des petits nombres d’onde (dans l’intervalle conservé par la sEMD) est nettement visible sur les deux résultats. Remarquons par ailleurs que, plus encore que dans le cas de la couche limite seule, la position du capteur de référence joue un rôle important dans la répartition énergétique des spectres en nombre d’onde–fréquence. En effet, l’énergie enregistrée par chaque capteur de la ligne est très différente selon sa position (les capteurs amont subissent des variations de pression de plus forte intensité du fait de leur proximité avec le point de recollement). Ainsi les spectres en nombre d’onde–fréquence référencés par un capteur en amont (non-présentés ici) sont beaucoup plus énergétiques en basse fréquence que les spectres référencés par un capteur aval. Comme précisé dans le chapitre précédent, ceci joue également sur l’importance de l’artefact de la sEMD et dégrade d’autant le résultat.

Ainsi, quelle que soit la façon de l’appliquer (non-référencé, référencé, non-moyenné, après atténuation par sEMD), la méthode du corrélogramme spatial est encore moins adaptée aux écoulements non-stationnaires et non-homogènes. Il est donc nécessaire de mettre en œuvre une méthode ne nécessitant aucune de ces hypothèses : l’Ensemble-EMD répond à ces critères et est maintenant détaillée ci-dessous.

V.3 Résultats de l’application de l’E-EMD

Dans cette section, nous analysons les signaux de pression pariétale d’un point de vue non-stationnaire en utilisant la décomposition par Ensemble-EMD (E-EMD). Cette méthode de décomposition par E-EMD a été décrite à la section III.5.4. Rappelons-en ici le principe général : sur

une matrice spatio-temporelle (x, t) de signaux de pression (définie sur une ligne de capteurs et un intervalle de temps), l'E-EMD est appliquée sur le signal spatial de pression $p_{t_i}(x)$ de chaque instant t_i , produisant systématiquement un nombre fixe N d'IMF. En reconstruisant pour chaque mode la matrice (x, t) , il est alors possible d'avoir un suivi spatio-temporel multi-échelle des phénomènes aérodynamiques et/ou aéroacoustiques.

Sur ces décompositions en matrices (x, t) , diverses analyses (certaines ayant été présentées dans la référence [28]) peuvent être faites et sont exposées ci-dessous. Une première observation spatio-temporelle multi-échelle est réalisée. Puis une étude spectrale d'une part dans le domaine fréquentiel, et dans le domaine des nombres d'onde d'autre part est réalisée sur chaque IMF. Enfin, à partir de ces analyses, un nouveau seuil énergétique est défini ayant l'avantage d'être instantané.

V.3.1 Résultats de la décomposition par E-EMD

La décomposition par E-EMD est appliquée sur une matrice spatio-temporelle de pression $p(x, t)$. La figure V.12 montre une telle représentation (x, t) pour l'exemple de la couche limite turbulente seule à $U_\infty = 40 \text{ m.s}^{-1}$. La position des capteurs est en abscisse, l'axe temporel est en ordonnée, et l'échelle des couleurs est en Pa.

Les représentations spatio-temporelles (x, t) des signaux de pressions indiquent, de manière générale, une famille de stries plus ou moins obliques qui représentent la convection d'événements (surpression ou dépression) le long de l'antenne de capteurs selon (Ox) . Leur pente est l'inverse d'une vitesse. Ainsi, plus les stries sont horizontales, plus elles indiquent des événements se déplaçant à une vitesse de phase importante. Aux échelles employées dans les figures V.12 et V.13, des événements se propageant à la vitesse du son se traduiraient par des stries pratiquement horizontales.

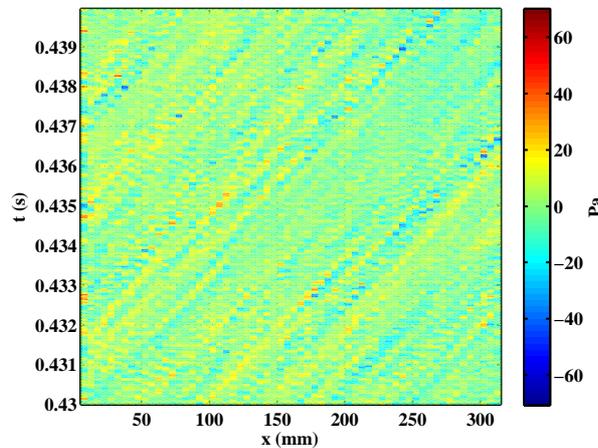


Figure V.12 – Représentation (x, t) des signaux de pression de la couche limite turbulente.

Dans l'exemple de la couche limite turbulente, la vitesse correspondant aux stries de la figure V.12 est d'environ 25 à 30 m.s^{-1} , ce qui est bien l'ordre de grandeur de U_c . Ces stries représentent donc la trace des phénomènes aérodynamiques (les tourbillons notamment) passant au cours du temps sur les différents capteurs de la ligne (Ox) . Ces phénomènes sont plus ou moins énergétiques au cours du temps et selon leur position x . Par ailleurs, de légers changements de pentes sont observables, traduisant donc des changements locaux de vitesse (locale) de ces phénomènes.

Nous présentons maintenant le même type de représentation pour chaque IMF et pour le résidu issus de la décomposition par E-EMD.

Étude (x, t) multi-échelles

La figure V.13 présente les matrices (x, t) de chacun des cinq IMF et du résidu obtenus après application de l'E-EMD sur des signaux de la couche limite turbulente seule. Les positions et l'axe temporel sont toujours respectivement en abscisse et en ordonnée, et l'échelle des couleurs, toujours en Pa, n'est pas fixée à l'identique sur les différents graphiques afin de pouvoir mesurer la différence de dynamique entre ces différentes échelles spatiales.

Tout d'abord, la pente moyenne sur chaque représentation est sensiblement la même et identique à celle du signal initial. Ceci signifie que la vitesse apparente des événements associés à chaque IMF est de l'ordre de la vitesse de convection. Les événements les plus visibles, après "tamisage" par l'E-EMD, sont donc des phénomènes d'ordre aérodynamique. Chaque IMF, suivie au cours du temps, contient des phénomènes dont la période spatiale augmente progressivement (en allant de l'IMF 1 vers le résidu), mais dont l'énergie diminue progressivement. Progressivement également, des stries horizontales apparaissent. Enfin, deux autres familles de structures sont observables : des formes de "zig-zag" et des fusions (voire séparations) de pentes.

- C'est sur les premières IMF contenant les fluctuations des petites échelles spatiales³, c'est-à-dire les plus à même de contenir les contributions aérodynamiques, ou plus exactement de ne pas contenir de contribution acoustique, qu'il est possible d'observer ces sortes de "fusion de pentes" ou au contraire des séparations. L'une d'elles est encerclée sur l'IMF 3 de la figure V.13. La zone est agrandie sur la figure V.14 et deux droites suivent le tracé des deux pentes fusionnant. Puisque ces droites représentent les traces laissées sur les capteurs au passage des structures, ceci donne à penser que ce sont les manifestations de ces structures qui fusionnent ou se divisent : une structure de vitesse relative plus lente (laissant une trace relativement plus verticale) serait phagocytée par une structure de vitesse relative plus rapide (laissant une trace relativement plus horizontale) et emportée à cette vitesse (laissant une unique trace).
- Par ailleurs, visibles dès l'IMF d'ordre 2, mais de plus en plus sur les IMF 3 à 5, des formes en "zig-zag" apparaissent. Le cercle sur la représentation de l'IMF 4 en désigne quelques unes. En agrandissant cette représentation (par un étirement de l'axe temporel, cf. figure V.14), il est possible de mesurer une pente moyenne à ces formes : celles-ci donnent des vitesses de phase nettement supérieures (en valeur absolue) à la vitesse de convection U_c et proche de la célérité acoustique c_0 . Surtout, ces pentes sont aussi bien positives que négatives. Ainsi, ces formes en zig-zag pourraient être la manifestation de contributions purement acoustiques qui apparaissent au fur et à mesure des IMF.
- Enfin, revenons aux stries horizontales que nous avons mentionnées plus haut, et notamment sur le résidu. L'une des explications de leur présence semble qu'elles sont également de nature acoustique, ceci étant fortement justifié par des agrandissements (non-présentés ici) où des pentes donnant des vitesses typiquement acoustiques sont visibles. Cependant, une décomposition E-EMD effectuée dans la dimension temporelle cette fois⁴ (non présenté ici) montre des stries verticales, c'est-à-dire dans le sens de la décomposition. Ce résultat va à l'encontre de l'interprétation des stries horizontales comme étant des "stries acoustiques", et expliquerait que ces stries sont le résultat d'une décomposition par ligne (spatiale dans le premier cas, temporelle dans l'autre) sans prendre en compte la continuité spatio-temporelle des phénomènes.

³sur les trois premières IMF, il est possible d'estimer une échelle spatiale variant de 10 à 30 mm.

⁴la décomposition E-EMD (donc produisant un nombre constant d'IMF) est effectuée sur un capteur de position x_i donné sur un certain intervalle de temps, puis réitérée sur chaque capteur.

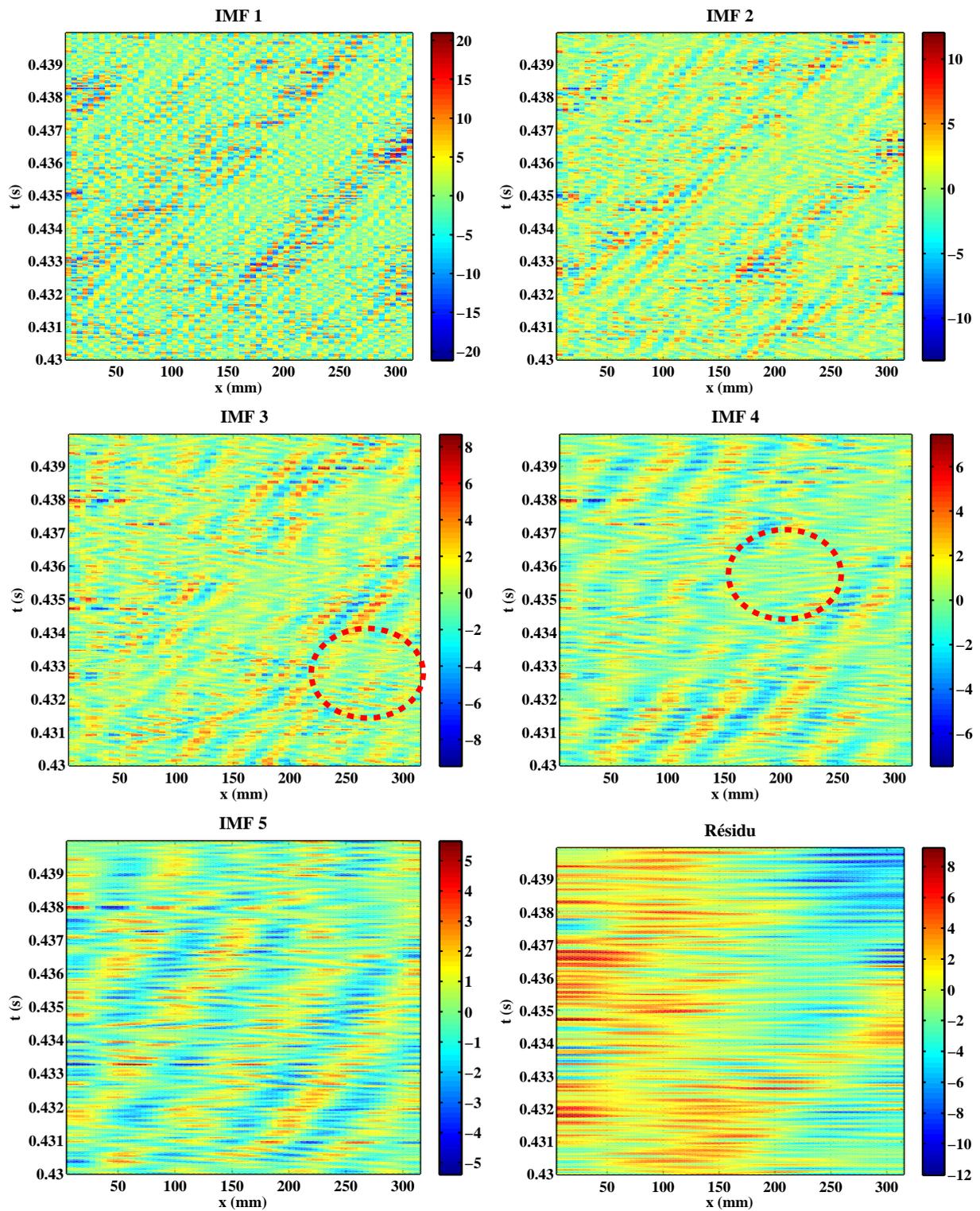


Figure V.13 – Représentation (x, t) des différentes IMF et du résidu après décomposition par E-EMD des signaux de pression de la couche limite turbulente. L'échelle des couleurs est en Pa. Les zones encadrées pointent une fusion (pour l'IMF 3) et des "zig-zags" (pour l'IMF 4).

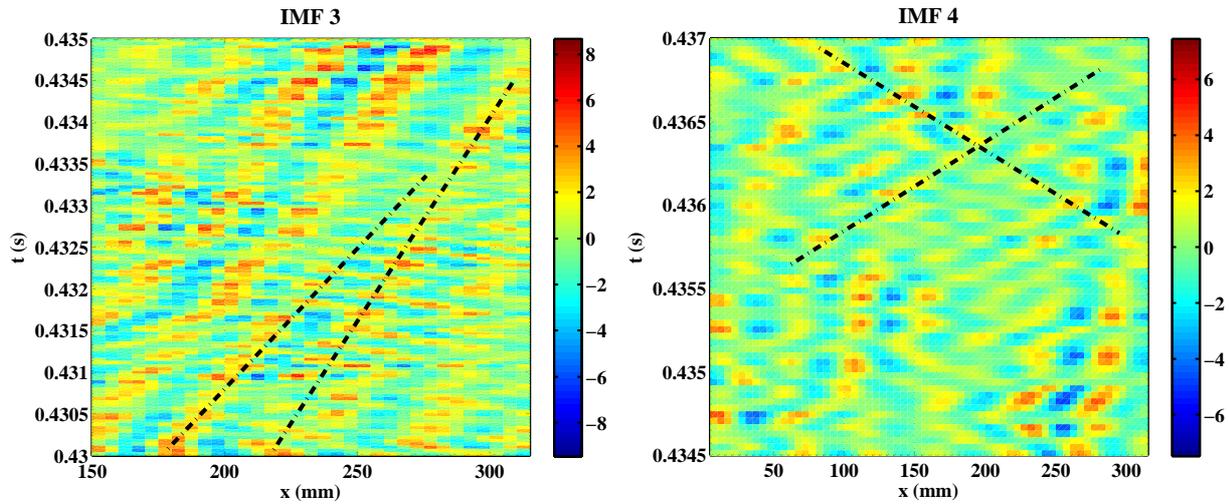


Figure V.14 – Agrandissement dans le sens temporel des représentations (x, t) des IMF 3 et 4 de la figure V.13. Sur la représentation de l’IMF 3, deux droites présentent les deux signatures pariétales qui vont fusionner. Sur la représentation de l’IMF 4, deux droites présentent les familles de pentes des “zig-zags”.

Il n’est donc pas possible de conclure de manière tranchée. En effet, même si ces stries et les zig-zags semblent être la conséquence d’un artefact de la décomposition, les agrandissements des représentations (x, t) de la figure V.14 tendent également à prouver qu’elles sont la manifestation de phénomènes ayant une célérité proche voire supérieure à celle de contributions acoustiques.

La décomposition par E-EMD permet donc un suivi instantané novateur des phénomènes turbulents se déroulant sur la ligne de capteurs et ce, à plusieurs échelles spatiales. Elle semble également permettre l’observation de la signature des phénomènes acoustiques, ce que le corrélogramme spatial ne permettait pas dans notre cas pour la couche limite seule. Cependant, il est nécessaire de considérer ces premiers résultats avec précaution puisqu’il semble que des artefacts jouent un rôle non négligeable. Une étude plus poussée serait donc nécessaire.

Étude spectrale $\Phi(k, f)$ par IMF

Ayant obtenu pour chaque mode un bloc spatio-temporel (x, t) , il est possible d’appliquer la méthode du corrélogramme spatial à chacune des IMF et au résidu, sans moyenne. La figure V.15 présente les spectres en nombre d’onde–fréquence de la couche limite seule (colonne de gauche), de la couche limite avec la source LMS (colonne du milieu) et du champ diffus (colonne de droite) pour chacune des IMF 1 à 5 et du résidu (de haut en bas). Tous les spectres ont les mêmes axes que présentés précédemment aux chapitres III et IV, à savoir les nombres d’onde réduits \tilde{k} de -100 à 100 m^{-1} en abscisse, les fréquences f de 50 Hz à 10 kHz en ordonnée et l’échelle de couleur, identique pour tous les spectres, est en dB (réf. 2.10^{-5} Pa).

Grâce à cette représentation, il est possible d’appréhender les échelles spatiales sélectionnées dans chaque IMF. Ainsi, différentes parties du cône convectif sont visibles dans chaque mode pour la couche limite seule (colonne de gauche). Cela est à mettre en parallèle avec les représentations (x, t) précédentes indiquant des échelles spatiales différentes. Il est de plus possible de repérer précisément le repliement convectif dans chaque échelle. En effet, alors que le cône convectif se “prolonge” vers les basses fréquences à mesure que l’ordre de l’IMF augmente, la signature du repliement se précise à partir de l’IMF 3 et jusqu’au résidu aux alentours de $4 - 5 \text{ kHz}$. Il sera intéressant de le prendre en

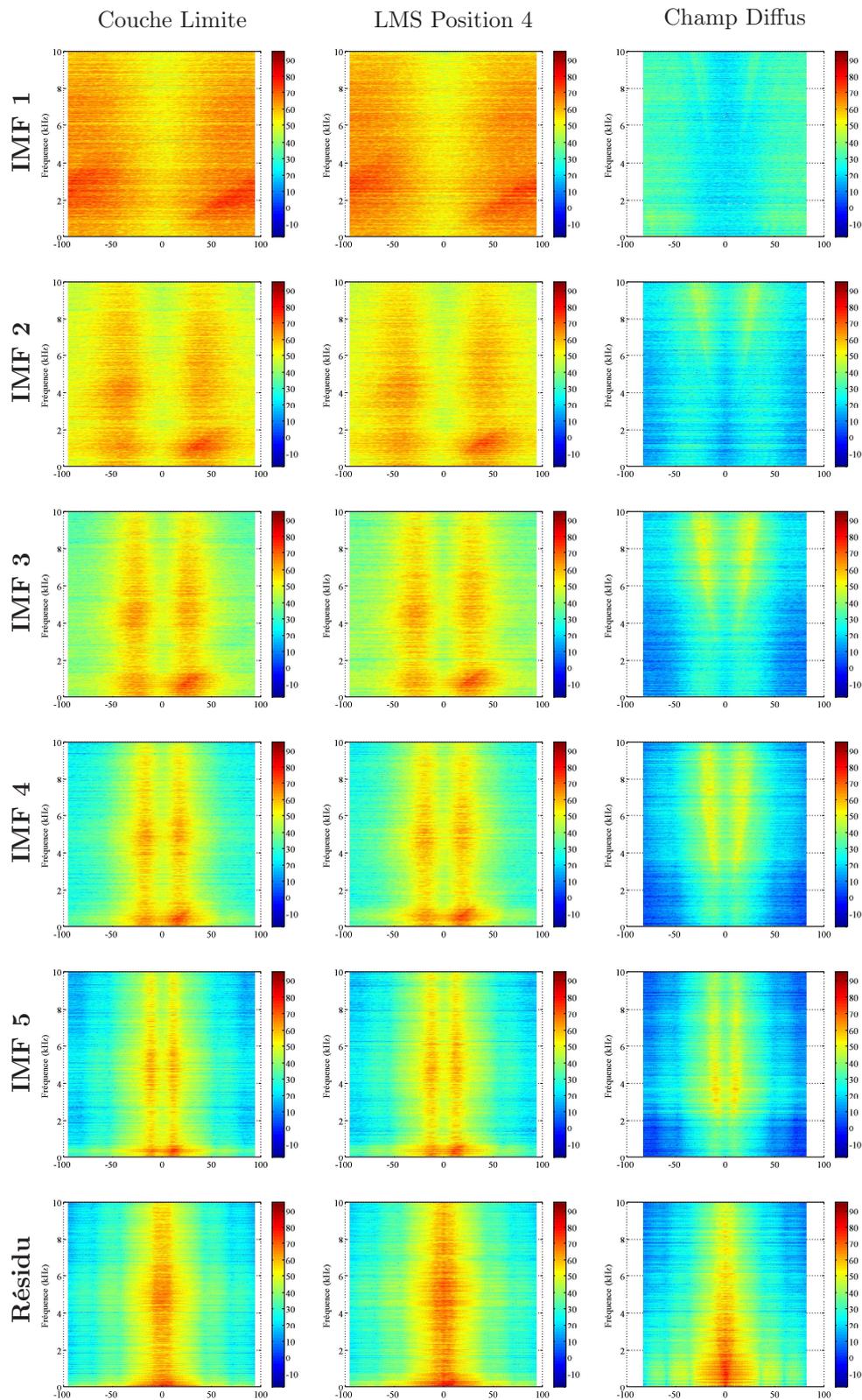


Figure V.15 – Spectres en nombre d'onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}, f)$ des différentes IMF et du résidu (de haut en bas) après décomposition par E-EMD sur la CLT seule (colonne de gauche), sur la CLT avec source LMS (colonne du milieu) et sur le champ diffus seul (colonne de droite).

compte dans la prochaine partie de l'étude spectrale et pour le seuil énergétique instantané défini ci-après (section V.3.2).

Si l'on s'intéresse maintenant à la configuration de la couche limite avec la source LMS, la même description concernant la contribution convective que pour la configuration de la CLT seule peut être faite : la signature convective et son repliement sont très nettement visibles. La signature acoustique de la source LMS, qui devrait être visible théoriquement dès l'IMF 3 et jusqu'au résidu⁵, semble absente ou en tout cas, masquée par la signature convective. En pratique, elle devrait être au moins visible dans le résidu, ce qui semble être le cas, mais la résolution spectrale est trop faible pour pouvoir la distinguer clairement.

Enfin, pour le champ diffus, la signature du cône acoustique est nettement visible dès la première IMF en haute fréquence. Ceci semble en contradiction avec les opérations vues à la section IV.4.2 où le rejet des seules deux premières IMF garantissait de conserver toute l'énergie acoustique du signal. Il faut alors se rappeler que l'EMD est pilotée par le signal lui-même et que s'il n'y a qu'une contribution acoustique, la décomposition en est nécessairement affectée. Ainsi, même si les deux premières IMF présentent une signature du cône acoustique caractéristique du champ diffus, ces signatures sont beaucoup plus énergétiques à partir de l'IMF 3 et jusqu'au résidu.

Ce type de représentation permet donc d'apprécier la répartition de chaque type de contributions dans les différents modes, mais il n'aide toujours pas à la séparation. L'étude spectrale suivante peut y contribuer.

Étude spectrale $\phi(k,t)$ et $\varphi(x,f)$ par IMF

Toujours dans le but d'améliorer la séparation des deux contributions, une étude spectrale est réalisée. Cette étude se déroule en deux étapes, toujours en considérant un bloc (x,t) de données de pression (celui de la couche limite seule est une fois de plus pris en exemple). Pour clarifier la lecture, chacune des opérations effectuées ci-après est réalisée identiquement sur chaque mode (IMF ou résidu). La figure V.16 permet d'illustrer ces étapes au fur et à mesure. Son interprétation en sera faite ensuite.

1. Tout d'abord, afin de connaître précisément les intervalles des nombres d'onde effectivement sélectionnés par chaque IMF, une TF spatiale est appliquée à chaque instant t_i , permettant de constituer une matrice $\phi(k,t)$. Cette représentation, visible dans la colonne de gauche de la figure V.16, permet un suivi temporel de cette sélection en nombre d'onde. Ayant ainsi défini l'intervalle en nombre d'onde de chaque IMF, et en utilisant la relation $f = v \cdot \tilde{k}$, un intervalle en fréquence f est estimé pour chaque type de contribution du fait de la différence de vitesse v qui les caractérise.
2. Par ailleurs, une TF, temporelle cette fois, est alors calculée pour chaque position x_i du bloc (x,t) . Ceci permet de restituer une matrice $\varphi(x,f)$ (colonne du milieu sur la figure V.16) permettant de connaître la répartition spectrale (fréquentielle) le long de l'antenne.
3. En sélectionnant maintenant le spectre fréquentiel d'un capteur x_i particulier dans chaque IMF, il est possible de mettre en évidence les deux intervalles en fréquence estimés au préalable pour chaque contribution. La troisième colonne de la figure V.16 présente ces spectres fréquentsiels en mettant en évidence en rouge l'intervalle fréquentiel des contributions convectives et en bleu l'intervalle fréquentiel des contributions progressives.

⁵en effet, seules les deux premières IMF sont connues pour ne pas avoir de contribution acoustique.

Par cette méthode, il est donc possible d’estimer l’énergie de chaque contribution pour divers intervalles d’échelles spatiales. Analysons maintenant ces résultats pour la couche limite seule grâce à la figure V.16, en commençant par les représentations $\phi(\tilde{k}, t)$ de la colonne de gauche.

Les spectres $\phi(\tilde{k}, t)$ de chaque IMF confirment que celles-ci sélectionnent bien les différentes échelles spatiales, de la plus petite (grands nombres d’onde) à la plus grande dans le résidu. Les traits verticaux délimitent les intervalles respectifs⁶. Il est tout de même possible de constater un certain recouvrement des intervalles entre les différentes IMF. De légères variations du contenu du spectre en nombre d’onde au cours du temps sont de plus décelables, faisant apparaître une certaine instationnarité des phénomènes.

Sur les spectres $\varphi(x, f)$ de la colonne du milieu, des lignes horizontales rouges et bleues indiquent les intervalles en fréquence estimés pour, respectivement, les contributions convective et progressive. L’intervalle des “fréquences acoustiques” n’est pas présent sur la représentation de la première IMF. En effet, pour cet intervalle de nombres d’onde, l’intervalle de fréquences se situe au-delà de la fréquence de Shannon.

Comme précisé plus haut, la colonne de droite représente un spectre fréquentiel pour un capteur donné. Cela correspond donc au final à une coupe verticale sur la précédente représentation $\varphi(x, f)$. L’absence de la contribution acoustique est toujours notable sur la première IMF. Un schéma se retrouve dans tous les modes : un pic énergétique en basse fréquence suivi d’une baisse de l’énergie, puis une bosse énergétique autour de 4 à 5 kHz suivie d’une décroissance régulière. Le pic est la manifestation de la contribution convective (non repliée) dans chaque IMF. Il se retrouve systématiquement dans l’intervalle de fréquence des contributions convectives (en rouge).

De prime abord, la bosse énergétique, visible sur chaque spectre fréquentiel et repérée par une flèche noire, pourrait être interprétée comme une contribution acoustique puisque se manifestant à une fréquence supérieure à celle du pic convectif. Il s’agit en fait de la manifestation du repliement convectif, comme les spectres en nombre d’onde–fréquence de la colonne de gauche de la figure V.15 l’ont montré précédemment. Remarquons alors que pour les IMF 4 et 5, cette bosse, manifestation du repliement est incluse dans l’intervalle de fréquence de la contribution acoustique (en bleu).

Il est à présent possible d’accéder à une estimation de l’énergie de chacune des contributions dans chaque mode, en effectuant une moyenne⁷ du niveau présent dans chaque intervalle. Bien entendu pour les contributions acoustiques, comme pour le masque du calcul du seuil énergétique décrit en section IV.3, il ne s’agira que d’une valeur maximum car cet intervalle de fréquence peut contenir les contributions convectives repliées (ou non-repliées dans le cas du résidu).

Ceci permet de développer un nouveau seuil énergétique que nous détaillons ci-dessous.

V.3.2 Définition d’un nouveau seuil énergétique instantané

Nous définissons ici un nouveau seuil énergétique r_E permettant, à l’instar du seuil énergétique R_{ac} précédemment défini (cf. section IV.3), d’estimer la proportion maximum que peut prendre la contribution énergétique acoustique par rapport à l’énergie turbulente.

Là encore, la description que nous faisons du calcul de ce seuil est identique pour chaque mode : considérant un bloc (x, t) de données de pression, une TF temporelle (telle celle décrite dans la section précédente) glissante est effectuée sur un nombre restreint de points⁸. Ainsi pour chaque instant t où la TF glissante est calculée, il est possible d’estimer l’énergie de chaque contribution comme précisé précédemment. Le rapport entre ces deux énergies donne ce seuil énergétique r_E : ce seuil est instantané, c’est-à-dire qu’il peut être suivi au cours du temps. Ainsi, aucune hypothèse de stationnarité n’est nécessaire et ce seuil peut être calculé sur divers types d’écoulements.

⁶leur position est estimée en fonction d’une valeur seuil de -3 dB de la valeur maximum moyennée sur tous les instants t_i du bloc.

⁷la moyenne est préférée à la somme afin de prendre en compte la taille variable des intervalles d’un mode à l’autre et d’une contribution à l’autre.

⁸par exemple, si typiquement le bloc (x, t) comporte 8 192 échantillons temporels, la TF glissante sera faite sur 4 096 points.

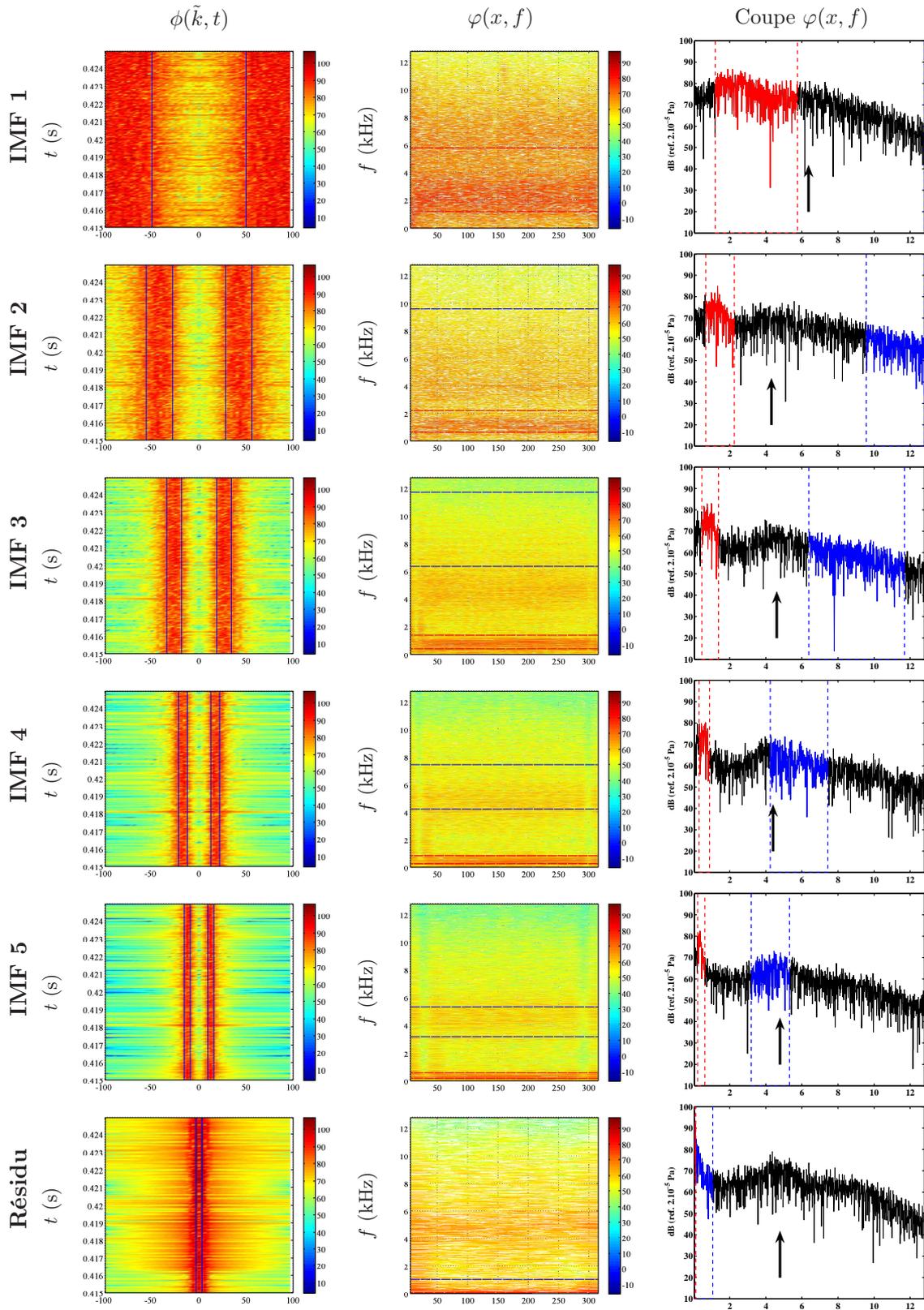


Figure V.16 – Modules des spectres $\phi(\vec{k}, t)$ (colonne de gauche) et $\varphi(x, f)$ (colonne du milieu) des différentes IMF et du résidu (de haut en bas) après décomposition par E-EMD pour la CLT seule. Colonne de droite, le spectre fréquentiel pour un capteur x_i donné.

La figure V.17 présente le résultat d'un tel seuil pour les différents modes issus de la décomposition des signaux de la couche limite turbulente seule. Cinq rapports r_E sont donc obtenus, puisque, de par sa définition, le seuil énergétique instantané n'a pas d'existence pour la première IMF⁹.

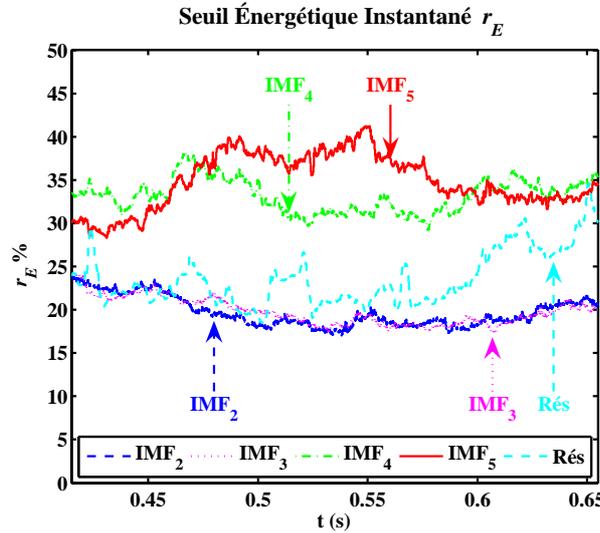


Figure V.17 – Seuil énergétique instantané r_E appliqué aux signaux de la couche limite turbulente après décomposition par E-EMD.

Deux groupes de courbes sont identifiables. Les IMF 2 et 3 d'une part, les IMF 4 et 5 d'autre part. Bien que le rapport r_E du résidu ait une valeur sensiblement identique aux IMF 2 et 3, nous considérons qu'il appartient à l'autre groupe de courbe. En effet, cette dernière famille est caractérisée par des fluctuations importantes de la valeur de r_E , contrairement aux courbes des IMF 2 et 3. Un parallèle peut par ailleurs être fait avec la position relative des intervalles fréquentiels de chacune des contributions sur les courbes de droite de la figure V.16. Pour les IMF 4 et 5, l'intervalle "acoustique" englobe la bosse énergétique, manifestation du repliement convectif. De même, pour le résidu, les intervalles fréquentiels des contributions acoustiques et convectives se superposent. Ainsi, dans ces trois modes, le calcul de l'énergie acoustique se fait en incluant une part non négligeable de contribution convective, contrairement aux IMF 2 et 3 où ces contributions sont nettement séparées. Deux points peuvent alors être discutés à partir de cette constatation.

Tout d'abord, comme l'on peut s'y attendre puisque les IMF 3 et 4 contiennent de l'énergie convective, les rapports r_E de ces IMF sont les plus élevés : ils atteignent près de 33 %, ce qui signifie que l'énergie acoustique ne se trouve seulement qu'au moins 5 dB en-dessous de l'énergie convective. Cette estimation, relativement faible en ce sens que l'écart entre les deux contributions est connu pour être beaucoup plus important que 5 dB, n'est pas la plus digne de confiance puisque le repliement convectif masque toute autre énergie. Les IMF 2 et 3 permettent quant à elles d'estimer un rapport de l'ordre de 20 %, soit une énergie acoustique qui serait au moins 7 dB en-dessous de l'énergie convective. Comparés aux 1 % que permet d'atteindre la méthode du seuil énergétique moyenné, cette méthode d'estimation semble très peu efficace. Cependant, il est à noter d'une part que ce seuil ne considère qu'une partie du signal, à savoir deux IMF sur les six modes, et que d'autre part, ce seuil permet un suivi temporel de la proportion d'énergie acoustique par rapport à l'énergie totale.

⁹en effet, comme précisé plus haut, l'intervalle des contributions acoustiques n'y est pas représenté et il n'est donc pas possible d'estimer un niveau énergétique pour ces contributions acoustiques.

Le deuxième point de discussion porte sur la relative stationnarité des seuils des IMF 2 et 3 par rapport aux IMF 4 et 5. En effet, l'écart-type de ces deux courbes est plus faible (de l'ordre de 1,6 %) que celui des IMF 4 et 5 (de l'ordre de 2 et 3 %). Or, comme précisé plus haut, les seuils de ces deux IMF 2 et 3 sont calculés sensiblement sans aucune contribution convective (contrairement aux IMF 4 et 5 incluant le repliement, ou au résidu recouvrant le pic convectif). *A contrario*, les IMF 4 et 5 et le résidu, incluant l'énergie convective (repliée ou directe) dans le calcul du rapport, la non-stationnarité des courbes traduirait la non-stationnarité des phénomènes physiques convectifs.

Ainsi, ce seuil énergétique instantané ainsi défini, peut tout d'abord être appliqué sur n'importe quel type de signaux réels, ne nécessitant pas d'hypothèse de stationnarité ou d'homogénéité. Il peut également apporter diverses informations telles le suivi temporel d'un rapport de l'énergie acoustique sur l'énergie totale. Bien que ce rapport soit nécessairement moins précis que le seuil énergétique moyenné mis en place au chapitre précédent (puisqu'instantané, donc non moyenné), son analyse semble permettre d'observer la manifestation de phénomènes physiques non stationnaires. Bien entendu, des investigations plus poussées sont nécessaires pour mesurer l'intérêt de telles informations.

Conclusion

Ce chapitre nous permet tout d'abord de caractériser aérodynamiquement les écoulements décollés utilisés. Ainsi, selon la géométrie de la marche utilisée ou le montant de baie, la position du point de recollement change et modifie le type de signal de pression qu'enregistre la ligne de capteurs (soit de fortes perturbations instationnaires de pression, soit une signature de type couche limite turbulente post-recollement). Dans les deux cas, les hypothèses de stationnarité et d'homogénéité ne sont plus admises.

Malgré cela, les méthodes présentées au chapitre précédent et nécessitant ces hypothèses sont tout de même appliquées sur les signaux des écoulements décollés. Leur inadéquation est ainsi constatée. Si l'on applique la méthode du corrélogramme spatial, la moyenne efface toutes les signatures aux hautes fréquences ne permettant toujours pas de voir une signature acoustique. Et si l'on applique ce corrélogramme d'une manière non moyennée (sur un seul bloc), permettant ainsi de supprimer l'hypothèse de stationnarité, la séparation devient encore plus problématique.

Une nouvelle méthode est alors mise en œuvre pour décomposer le signal selon les échelles spatiales qu'il contient : l'Ensemble-EMD (ou E-EMD). Celle-ci permet ainsi, sans hypothèse d'aucune sorte, d'observer d'une part les différentes échelles des phénomènes physiques (aérodynamiques principalement) grâce à leurs signatures pariétales, et d'autre part, de réaliser une étude spectrale des différents modes, autorisant une nouvelle technique de séparation des énergies acoustique et convective. De cette séparation, un nouveau seuil est défini, permettant de juger de la proportion d'énergie acoustique par rapport à l'énergie convective, pour chaque mode et ceci de façon instantanée.

Des études plus poussées sur ce nouveau seuil sont nécessaires pour bien en comprendre tous les tenants et les aboutissants. Notamment, l'analyse de différents types d'écoulements décollés, donc non-stationnaires sera intéressante. Par exemple, une utilisation de cette méthode lors de l'étude de phénomène mettant en jeu des structures cohérentes pourrait permettre de déterminer les événements aérodynamiques associés à une production acoustique intense.

Conclusion & Perspectives

Conclusion

Cette étude expérimentale porte sur les possibilités d'amélioration de la séparation des contributions aéroacoustique et aérodynamique par l'intermédiaire des nombres d'onde qui les caractérisent. Des moyens expérimentaux et de traitement du signal sont utilisés compte tenu notamment de l'utilisation d'un grand nombre de capteurs de pression pariétale et de la mise en œuvre d'une méthode originale basée sur la Décomposition Modale Empirique (EMD).

Des mesures de pression pariétale ont ainsi été réalisées en soufflerie anéchoïque sous divers profils d'écoulement (et avec adjonction éventuelle d'une source monopolaire acoustique) grâce à un réseau de 128 capteurs déportés, disposés longitudinalement et transversalement par rapport à l'écoulement. Ces acquisitions ont été soigneusement corrigées en amplitude et en phase pour pallier les effets de ces déports. Les profils d'écoulements utilisés ont été ceux de la couche limite turbulente pleinement développée sur plaque plane, ainsi que des profils décollés–recollés en aval de trois géométries de marches montantes (avec/sans dérapage et avec/sans inclinaison). Ces profils ont été caractérisés par divers moyens vélocimétriques tels que la Vélocimétrie Laser Doppler (LDV) et la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV).

Les traitements utilisés s'appuient sur deux approches. Tout d'abord, la représentation des spectres en nombre d'onde–fréquence a été obtenue en utilisant la méthode du corrélogramme spatial. Cette représentation permet à la fois de visualiser, et le cas échéant de séparer, les deux contributions (aéroacoustique et aérodynamique) dans l'espace nombre d'onde–fréquence. Elle se base pour cela sur la différence d'échelle spatiale et de vitesse de phase qui les caractérise. Dans notre cas, le nombre de Mach étant de l'ordre de 0,1, l'échelle spatiale caractéristique des fluctuations aéroacoustiques est environ 10 fois plus grande que celle des fluctuations aérodynamiques. Cette technique a ainsi permis de constater que, contrairement à des travaux dans des conditions expérimentales sensiblement différentes, la signature énergétique de la contribution acoustique théoriquement produite par la couche limite turbulente n'est pas décelable. Une estimation d'un seuil en dessous duquel se situe l'énergie acoustique a toutefois pu être menée, à savoir que l'énergie de la contribution aéroacoustique serait au plus 20 dB inférieure à l'énergie de la contribution aérodynamique.

La deuxième approche concerne des techniques de filtrage et d'atténuation, mises en œuvre afin d'améliorer la séparation des contributions. Ainsi, une méthode "classique", le filtrage spatial physique, sommant en phase des groupes de capteurs pour ne conserver que la contribution acoustique, a été utilisée. Cette méthode a rapidement montré ses limites de par sa faible résolution de filtrage, supprimant également une partie des fluctuations acoustiques introduites artificiellement.

Une autre méthode se basant sur la technique de Décomposition Modale Empirique (EMD), appliquée de manière originale à des signaux *spatiaux* de pression (la sEMD pour EMD spatiale), a permis d'améliorer en partie la séparation des deux contributions (l'énergie acoustique ayant là encore été introduite artificiellement), mais ne permet toujours pas d'observer l'énergie acoustique théoriquement produite par la couche limite turbulente.

Il a par ailleurs été mis en évidence que la méthode du corrélogramme spatial n'était applicable que sur des écoulements respectant les hypothèses de stationnarité (temporelle) et d'homogénéité (spatiale), telle que la couche limite turbulente (dans une certaine mesure). De même, si la sEMD ne requiert pas ce type d'hypothèses, la nécessité de représenter les résultats en découlant par des spectres en nombre d'onde–fréquence en limite de nouveau l'utilisation.

Une autre méthode a alors été proposée, elle-aussi basée sur la technique de l'EMD : l'Ensemble-EMD (E-EMD). Celle-ci, ne requérant pas non plus les hypothèses de stationnarité ou d'homogénéité, a permis de décomposer des signaux de pression pariétale selon différentes échelles spatiales et d'en observer l'évolution au cours du temps. Il a ainsi été possible d'établir un nouveau seuil énergétique en-dessous duquel l'énergie de la contribution acoustique se trouve. Ce seuil, bien que moins précis, a la particularité d'être instantané, et donc, d'être applicable à tout type d'écoulement non-stationnaire, notamment les écoulements sur véhicules.

Enfin, de manière générale, il a été montré que, quel que soit le traitement mis en œuvre, un effet de repliement de l'énergie convective sur les petits nombres d'onde empêche l'observation de l'éventuelle composante acoustique produite par l'écoulement, voire perturbe l'efficacité de l'atténuation pour le cas de la sEMD. Cet effet de repliement est la conséquence d'une trop faible résolution spatiale de nos réseaux de capteurs de pression.

Perspectives

La technique de Décomposition Modale Empirique n'en est qu'à ses débuts. Son application sur des données spatiales de pression pariétale est une nouveauté. Ainsi, les résultats obtenus, bien qu'apportant un bon nombre d'informations tant aérodynamiques qu'aéroacoustiques, nécessitent un approfondissement, notamment par l'étude des différents paramètres régissant cette décomposition. D'ores et déjà, de nouvelles procédures de calcul sont à l'essai visant à améliorer ces résultats. L'atténuation des effets de bord ou le paramètre de fin de processus de tamisage en sont des exemples.

Plus encore, d'autres traitements permettant de poursuivre la décomposition sont envisagés : des décompositions d'ensemble (E-EMD) appliquées sur chaque mode selon cette fois la dimension temporelle permettraient de perfectionner l'isolement du signal temporel contenant les contributions aéroacoustiques. Le signal global serait alors décomposé en fonction à la fois des nombres d'ondes et des fréquences, et en sommant judicieusement certains de ces modes, il pourrait être possible de reconstituer le signal contenant uniquement les fluctuations aéroacoustiques.

Bien entendu cela ne sera possible et réellement efficace que si les effets de repliement sont annulés, ou pour le moins repoussés dans une zone fréquentielle non-exploitable (au delà de 10 kHz par exemple). Pour cela, d'un point de vue industriel, il est nécessaire de concevoir un système de mesure ayant une meilleure résolution spatiale et qui soit plus robuste et fonctionnel. Ce système dont la conception est en cours, doit être utilisable sur n'importe quel type de configuration d'écoulement, que ce soit sur des cas académiques tels que ceux étudiés ici ou sur des cas plus concrets tels que

des surfaces de véhicule. Il permettrait alors des mesures de pression pariétale non-perturbées par le repliement et donc faciliterait la séparation des deux contributions.

D'un point de vue expérimental, cette décomposition selon différentes échelles spatiales devrait être pratiquée sur des mesures de pression réalisées simultanément à des mesures de vélocimétrie laser (l'idéal serait de la TR-PIV, ou PIV résolue dans le temps). Ainsi, il serait possible de relier chaque phénomène aérodynamique visualisé par la PIV, à sa trace pariétale selon son échelle spatiale. Enfin, une analyse plus poussée du seuil énergétique instantané que nous avons défini dans cette étude est nécessaire. Cette analyse doit elle-aussi être réalisée conjointement avec une étude vélocimétrique de l'écoulement afin d'extraire toutes les informations que ce seuil instantané peut apporter.

Annexes

Sommaire

A	Rappels et convention sur la Transformée de Fourier	135
A.1	Transformée de Fourier discrète	135
A.2	Calcul du spectre par la <i>Fast Fourier Transform</i> ou FFT	135
A.3	Calculs et unités – Affichages en dB	136
B	Filtrage Spatial Physique par groupe de capteurs	139
C	Détermination des paramètres de Corcos	141
C.1	Rappel sur le modèle de Corcos et ses paramètres	141
C.2	Définitions des nombre d’onde et vitesse de phase convectifs	141
C.3	Détermination des coefficient de cohérence spatiale	142
C.4	Bilan sur les paramètres utilisés pour le modèle de Corcos	143
D	Exemple d’application de l’EMD sur les signaux aéroacoustiques	145
	Application spectrale 2D de l’EMD : la Bivariate-EMD	145
E	Paramètres de calculs	147
F	Constats qualitatifs sur les spectres en nombre d’onde–fréquence	149
F.1	Spectres en nombre d’onde–fréquence référencés de la CLT sans/avec LMS	149
F.2	Spectres en nombre d’onde–fréquence de la source LMS seule	149
F.3	Premier seuil énergétique établi à partir des spectres en (\tilde{k}, f) référencés	153
G	Visualisations PIV des marches montantes	155

A Rappels et convention sur la Transformée de Fourier

A.1 Transformée de Fourier discrète

Que ce soit pour des simulations ou des mesures expérimentales, le signal $s(t)$ subit un échantillonnage ou “discrétisation” telle que $s(t) \rightarrow s[n] = s(nT_e)$ où T_e est la période d’échantillonnage, inverse de la fréquence d’échantillonnage f_e . Ce signal a un support temporel fini, sur un nombre de points N . La TF est elle aussi discrétisée, sur un nombre de points M (généralement, $M = N$). Elle est notée $S[m] = TFD[s[n]]$ et est définie par :

$$S[m] = A \sum_{n=0}^{N-1} s[n] e^{-\frac{i2\pi nm}{N}}, \quad (1)$$

où A est un facteur de normalisation arbitraire, qui peut être pris égal à 1, à $1/N$ (tel que pour nos calculs, *cf.* détails dans la section A.3) ou encore à T_e afin d’obtenir les mêmes dimensions que la TF “continue”, à savoir “*unité.seconde*” (ou encore, “*unité par Hertz*”, où *unité* est l’unité de la grandeur s). Il est là encore possible d’obtenir le signal discret à partir du spectre discret $S[m]$ en utilisant la TFD inverse notée $s[n] = TFD^{-1}[S[m]]$ et définie par :

$$s[n] = B \sum_{m=0}^{M-1} S[m] e^{\frac{i2\pi nm}{M}}, \quad (2)$$

où B est également un facteur de normalisation, lié à A et N par $N.A.B = 1$.

A.2 Calcul du spectre par la *Fast Fourier Transform* ou FFT

Un algorithme particulier de la TFD a été mis en place en 1965 par James Cooley et John Tukey [22] : la *Fast Fourier Transform* ou FFT. Se basant sur un processus de décomposition dichotomique des fonctions exponentielles, la FFT permet d’accélérer le calcul en diminuant le nombre d’opérations nécessaires, passant ainsi de N^2 opérations pour un signal de N points à $N \log_2 N$ opérations, sous la condition que N soit une puissance de 2.

Notre algorithme de calcul de spectres utilise celui de la FFT et se décompose comme suit :

- (i) soustraction de sa moyenne au signal ,
- (ii) calcul de l’énergie du signal E_s par $E_s = \sqrt{\sum (s[n]^2) \frac{1}{f_e}}$ d’après [10],
- (iii) fenêtrage du signal (par une fenêtre de *de Hann*),
- (iv) calcul du spectre par FFT, normalisé par $1/f_e$,
- (v) calcul de l’énergie du spectre E_S par $E_S = \sqrt{\sum (|S[m]|^2) \frac{f_e}{N}}$ d’après [10],
- (vi) correction en énergie du fenêtrage par le rapport E_s/E_S , (ce rapport peut être remplacé par $\sqrt{8/3}$ (lors de l’utilisation d’une fenêtre de *de Hann*) d’après [10]),

puis éventuellement,

- (vii) correction par une FRF (dans le cas de mesures déportées, *cf.* II.4.3 page 41),
- (viii) récupération du demi-spectre (permet de gagner de la place mémoire en ne conservant que les fréquences positives, les fréquences “négatives” pouvant être récupérées par les propriétés de symétrie d’un spectre de signal réel [87]),
- (ix) suppression de la fréquence $f = 0$ (théoriquement nulle de part l’étape (i)).

Cet algorithme est ainsi appliqué tel quel sur un signal complet, ou sur chaque bloc dans le cas d’un calcul moyenné par bloc. Il permet d’obtenir le spectre du signal en (Pa.Hz⁻¹) (noté TF_sig dans les schémas de calculs ci-après).

A.3 Calculs et unités – Affichages en dB

Cette section regroupe de manière synthétique les schémas de calculs de TF temporelle ou spatiale, d'autospectre/interspectre et de spectre en nombre d'onde–fréquence notés respectivement TF_t , TF_s , ASP/XSP et $TFSD$. Les normalisations et les unités en résultant sont également indiquées pour chaque étape. Les règles de calculs pour l'affichage de chaque type de données sont ensuite précisées.

Calculs et unités

Dans les schémas de calculs suivants, les conventions de notations sont :

- N_t, N_s : nombres de points de la *fft* (temporelle ou spatiale),
- f_e : fréquence d'échantillonnage,
- df : pas fréquentiel ($df = f_e/N_t$),
- dx : pas spatial,
- dk : pas en nombre d'onde ($dk = \frac{k_{max}}{N_s} = \frac{2\pi/dx}{N_s}$),
- sig : signal de pression initial,
- TF_sig : spectre de sig (même dimension qu'après une TF "continue").

• TF temporelle TF_t et spatiale TF_s

$$\begin{array}{ccccc}
 sig & \xrightarrow[\times 1/f_e]{fft} & TF_sig & \xrightarrow[\times df]{} & TF_t \\
 (Pa) & & (Pa.Hz^{-1}) & & (Pa) \\
 sig & \xrightarrow[\times 1/N_t]{fft} & & & TF_t
 \end{array}
 \quad \parallel \quad
 \begin{array}{ccccc}
 sig & \xrightarrow[\times dx/2\pi]{fft} & TF_sig & \xrightarrow[\times dk]{} & TF_s \\
 (Pa) & & (Pa.m) & & (Pa) \\
 sig & \xrightarrow[\times 1/N_s]{fft} & & & TF_s
 \end{array}$$

• Auto/interspectres ASP/XSP – Spectre en nombre d'onde–fréquence $TFSD$

$$\begin{array}{ccccccc}
 sig & \xrightarrow[\times 1/f_e]{fft} & TF_sig & \xrightarrow[\times df^2]{\cdot\cdot^*} & XSP & \xrightarrow[\times 1/N_s]{fft} & TFSD \\
 (Pa) & & (Pa.Hz^{-1}) & & (Pa^2) & & (Pa^2)
 \end{array}$$

L'opération $\cdot\cdot^*$ correspond à la multiplication de TF_sig par son conjugué pour le cas de l'autospectre, et par le conjugué du spectre de la voie de référence TF_sig_{ref} pour le cas de l'interspectre.

• Corrections en énergie des TF_sig après fenêtrage de *de Hann*

$$\begin{aligned}
 E_s &= \sqrt{\Sigma(sig)^2 \frac{1}{f_e}} \rightarrow (Pa.Hz^{-1/2}) \\
 E_S &= \sqrt{\Sigma(TF_sig)^2 \frac{f_e}{N}} \rightarrow (Pa.Hz^{-1}.Hz^{1/2}) \\
 \frac{E_s}{E_S} &\simeq \sqrt{\frac{8}{3}} \rightarrow \frac{(Pa.Hz^{-1/2})}{(Pa.Hz^{-1}.Hz^{1/2})} = (1)
 \end{aligned}$$

Affichage en dB

Les niveaux en dB de chaque type de données sont calculés en se référant au calcul du niveau de pression acoustique en dB $L_{\text{dB}} = 20 \cdot \log_{10}(p/p_r)$ avec $p_r = 2 \cdot 10^{-5}$ Pa.

• **TF temporelle TF_t et spatiale TF_s**

$$TF_{\text{dB}} = \text{fact}_{\text{dB}} \cdot \log_{10} \left(\frac{|TF|}{\text{ref}} \right),$$

TF est en (Pa) donc ref doit être en (Pa) (*i.e.* $\text{ref} = 2 \cdot 10^{-5}$ Pa) et $\text{fact}_{\text{dB}} = 20$.

• **Auto/interspectre ASP/XSP – Spectre en nombre d'onde–fréquence $TFSD$**

$$XSP_{\text{dB}} = \text{fact}_{\text{dB}} \cdot \log_{10} \left(\frac{|XSP|}{\text{ref}} \right), \quad TFSD_{\text{dB}} = \text{fact}_{\text{dB}} \cdot \log_{10} \left(\frac{|TFSD|}{\text{ref}} \right),$$

XSP et $TFSD$ sont en (Pa^2) donc ref doit être en (Pa^2) (*i.e.* $\text{ref} = 4 \cdot 10^{-10}$ Pa^2) et $\text{fact}_{\text{dB}} = 10$.

B Filtrage Spatial Physique par groupe de capteurs

Cette section regroupe les spectres en nombre d'onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}_x, f)$ de la CLT avec la source LMS en position 4 après filtrage spatial par groupes de capteurs tels que détaillés dans la section III.2.3 page 52. La figure 1 donne tout d'abord le spectre selon (Ox) de la CLT *avant* filtrage (a), puis les spectres (b)-(d) et (c)-(e) correspondant respectivement aux filtrages par la Différence et par la Somme, les spectres (b)-(c) et (d)-(e) correspondant respectivement aux paires et aux quadruplets de capteurs.

Si l'on s'intéresse à la Somme (spectres (c) et (e) de la figure 1) qui conserve les petits nombres d'onde, la signature acoustique de la source LMS est bien représentée par une tâche linéaire sur la droite théorique de pente $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$. Le repliement de la turbulence est fortement atténué aux alentours de 100 m^{-1} pour les paires de capteurs (c'est-à-dire à l'abscisse $\tilde{k} = 0$ après avoir parcouru l'intervalle $[0, 50 \rightsquigarrow -50, 0] \text{ m}^{-1}$ pour (c)) et dès 50 m^{-1} pour les quadruplets de capteurs (c'est-à-dire à l'abscisse $\tilde{k} = 0$ après avoir parcouru l'intervalle $[0, 25 \rightsquigarrow -25, 0] \text{ m}^{-1}$ pour (e)). Il semble cependant que la signature acoustique soit également atténuée lorsque des quadruplets de capteurs sont utilisés : la tâche acoustique est moins énergétique.

Pour la Différence (graphiques (b) et (d)) qui conserve les nombres d'onde multiples de 100 m^{-1} , la droite acoustique a bien disparu dans les deux cas de regroupement de capteurs, mais la convection est aussi atténuée en dehors d'un intervalle centré en 100 m^{-1} . Ainsi l'on peut constater pour les quadruplets de capteurs (d) que la trace convective n'existe plus à $\tilde{k} = 50 \text{ m}^{-1}$ (c'est-à-dire à l'abscisse $\tilde{k} = 0$ après avoir parcouru l'intervalle $[0, 25 \rightsquigarrow -25, 0] \text{ m}^{-1}$).

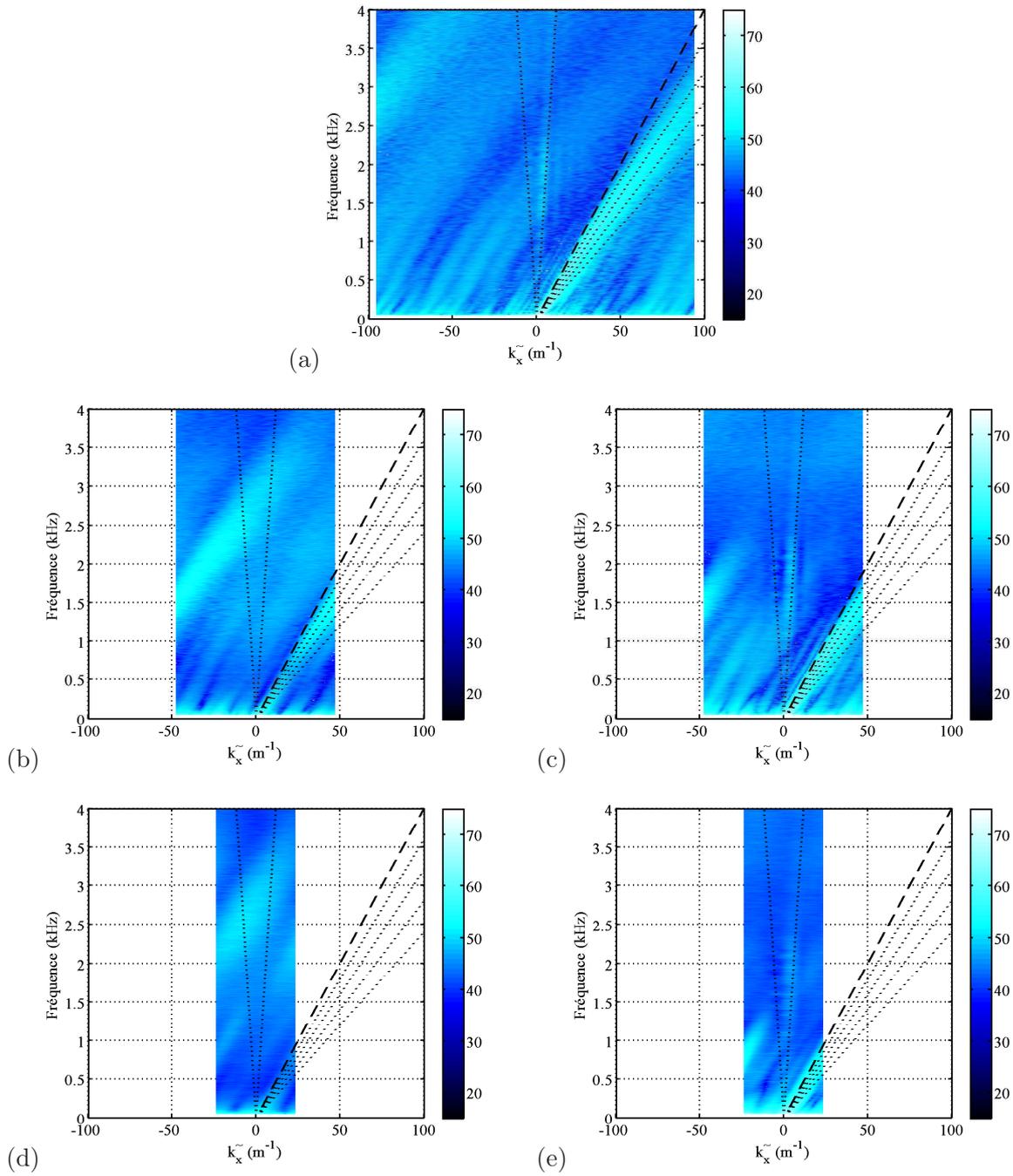


Figure 1 – Spectres en nombre d'onde $\Phi(\tilde{k}, f)$ des signaux de la CLT avec la source LMS avant filtrage (a), puis filtrés par Différence (b) ou Somme (c) de paires de capteurs, et par Différence (d) ou Somme (e) de quadruplets de capteurs.

La Somme (figures (c) et (e)) conserve les grandes longueurs d'onde donc les petits nombres d'onde : la signature acoustique de la source LMS est bien présente et le repliement de la signature de la turbulence est fortement atténué.

La Différence (figures (b) et (d)) conserve les nombres d'onde multiples de 100 m^{-1} : la droite acoustique a bien disparu, mais l'énergie de la convection est aussi atténuée à 0 m^{-1} et au-delà de 100 m^{-1} .

C Détermination des paramètres de Corcos

Dans cette section l'équation du modèle d'interspectre de Corcos et les paramètres le composant sont tout d'abord rappelés. Puis la démarche expérimentale (empirique) menant à la détermination de ces paramètres est exposée. Les valeurs des paramètres sont finalement fournies.

C.1 Rappel sur le modèle de Corcos et ses paramètres

Comme précisé dans la section I.2.2, le modèle de Corcos (dont la définition de l'interspectre est rappelée à l'équation 3) nécessite la détermination de deux paramètres : α et β , les coefficients de cohérences spatiales respectivement longitudinale et transversale. Il est par ailleurs nécessaire de fournir une fonction de pondération énergétique $A(f)$ (reflétant le niveau énergétique du capteur de référence, comme son autospectre), ainsi que de définir le nombre d'onde convectif k_c .

$$S_{p_i p_j}(x, y, f) = A(f) e^{-\frac{k_c}{\alpha} |x|} e^{-\frac{k_c}{\beta} |y|} e^{i k_c x}. \quad (3)$$

Précisons que dans cette équation, les exponentielles $e^{-\frac{k_c}{\alpha} |x|}$ et $e^{-\frac{k_c}{\beta} |y|}$ pilotent les atténuations énergétiques dans les directions longitudinale et transversale, tandis que $e^{i k_c x}$ gouverne la rotation de phase. Ainsi, des graphiques présentant le module des spectres en nombre d'onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}, f)$ permettent d'observer les effets des paramètres α et β mais également de U_c (vitesse de phase constatée en paroi) par l'intermédiaire de $k_c = f/U_c$. La fonction $A(f)$ influence également ce module du spectre, mais ce paramètre est plus accessoire en ce sens qu'il dépend de l'autospectre du capteur de référence et non des caractéristiques même de l'écoulement. En définitif, la définition du nombre d'onde convectif k_c doit être réalisée prioritairement (à la détermination de α et β) et nécessite une attention particulière pour refléter la réalité expérimentale de la phase du spectre. Ceci est explicité ci-dessous.

C.2 Définitions des nombre d'onde et vitesse de phase convectifs

Les phases des interspectres de la couche limite turbulente à $U_\infty = 40 \text{ m.s}^{-1}$ et du modèle de Corcos sont comparées (figure 2). Plusieurs configurations (c'est-à-dire plusieurs capteurs de référence) sont utilisés afin d'affiner la définition du nombre d'onde convectif k_c et de la vitesse de phase convective U_c , mais une seule est présentée ici.

A priori, sachant que $k_c = f/U_c$, la seule donnée de la vitesse de convection U_c permet de définir k_c . Une première comparaison réalisée entre une simulation où U_c est simplement réglée comme la vitesse de l'écoulement U_∞ et la CLT expérimentale (spectres (a) et (b) de la figure 2) permet deux observations :

1. il semble exister un déphasage par rapport aux fréquences entre la modélisation et le cas expérimental,
2. sur la partie droite de chacun des spectres (c'est-à-dire selon la ligne (Oy)), la simulation (spectre (a)) présente des sauts de phase constant pour chaque fréquence (le motif est horizontal) alors que la configuration expérimentale (spectre (b)) montre un motif "en chevron".

La différence pointée par la première observation s'explique par le fait qu'il faut tenir compte de la vitesse de phase en paroi et non de celle de l'écoulement à l'infini. Ainsi, en utilisant les profils de vitesse longitudinale obtenus par LDV¹, en procédant à une détermination empirique et en comparant à la littérature, une vitesse $U_c = 0,7.U_\infty$ est déterminée.

¹cf. la section II.3.2 concernant le principe de la LDV et la section IV.1 pour les profils LDV.

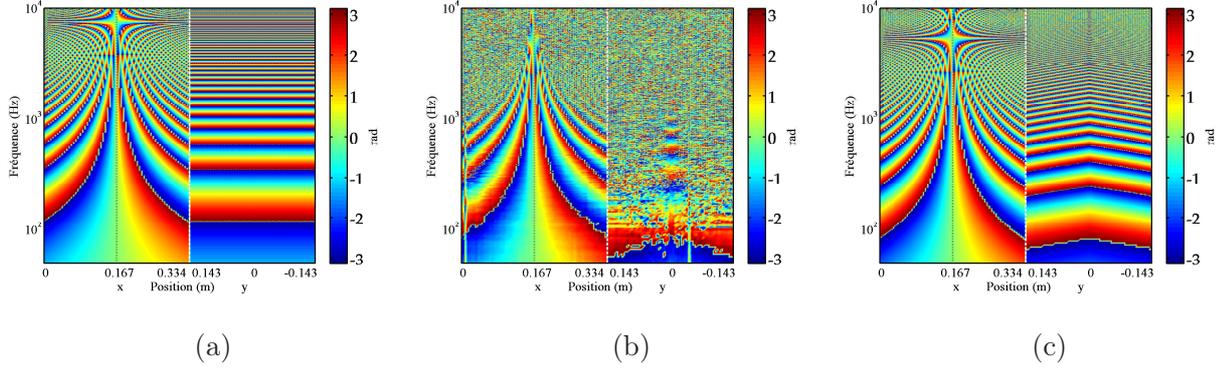


Figure 2 – Déterminations des nombre d'onde et vitesse de phase convectifs par comparaison des phases d'interspectres de la CLT et de la simulation par modèle de Corcos.

Les spectres (a) et (c) correspondent à la simulation par modèle de Corcos avec une vitesse de convection U_c réglée à $U_\infty = 40 \text{ m.s}^{-1}$ (a) et à $0,7.U_\infty$ (c). Le spectre (b) correspond au cas de la CLT expérimentale.

Concernant la deuxième observation, le motif en chevron traduit une perte de vitesse longitudinale lorsque l'on s'éloigne de l'axe médian. Ceci est confirmé par les profils LDV et s'explique par le cisaillement de la zone de mélange induisant un ralentissement de l'écoulement. Là encore, en procédant à une détermination empirique basée sur l'observation des motifs en chevron de la phase expérimentale, une fonction de répartition de la vitesse longitudinale selon la position latérale y a été estimée. Celle-ci donne ainsi une vitesse de convection aux extrémités de la ligne de capteurs $U_c(y_{\max}) = 0,814.U_c(y_0) = 0,814 \times 0,7.U_\infty$, avec une décroissance linéaire entre y_0 et y_{\max} ². Le spectre (c) de la figure 2 présente la simulation avec le nombre d'onde convectif ainsi défini.

C.3 Détermination des coefficient de cohérence spatiale

Afin de déterminer les coefficients α et β , la comparaison du module de l'interspectre de la couche limite turbulente à $U_\infty = 40 \text{ m.s}^{-1}$ avec celui du modèle de CORCOS est utilisé (figure 3). Plus exactement, il s'agit de l'interspectre normalisé, noté \widetilde{XSP} , par les autospectres respectifs de chaque voie et de la voie de référence tel que défini par :

$$\widetilde{XSP}_{i/\text{ref}} = \frac{X_i^* X_{\text{ref}}}{\sqrt{X_i X_i^*} \sqrt{X_{\text{ref}} X_{\text{ref}}^*}}, \quad (4)$$

où X_i et X_{ref} définissent respectivement les spectres de la voie i et de la voie de référence et où $()^*$ est l'opérateur conjugué. Ainsi l'on s'affranchit des fortes énergies détectées sur les autospectres des capteurs latéraux (dues à la proximité des cônes de mélange). Les éventuels problèmes de réponses en fréquence des microphones (normalement corrigés par les FRF) sont également supprimés grâce à cela.

En utilisant la même échelle de couleur, et une fois le nombre d'onde convectif k_c correctement défini, le paramètre α (ou β) est ajusté empiriquement pour que la décroissance énergétique du modèle de Corcos coïncide au mieux avec la décroissance du spectre expérimentale. Deux capteurs de référence sont également choisis pour déterminer plus facilement α d'une part, et β d'autre part : un capteur placé au milieu de la ligne de capteur selon (Ox) pour déterminer α , et un capteur placé sur la ligne de capteurs selon (Oy) pour déterminer β . La méthode étant identique dans les deux

²d'autres fonctions ont été expérimentées sans fournir de meilleurs résultats.

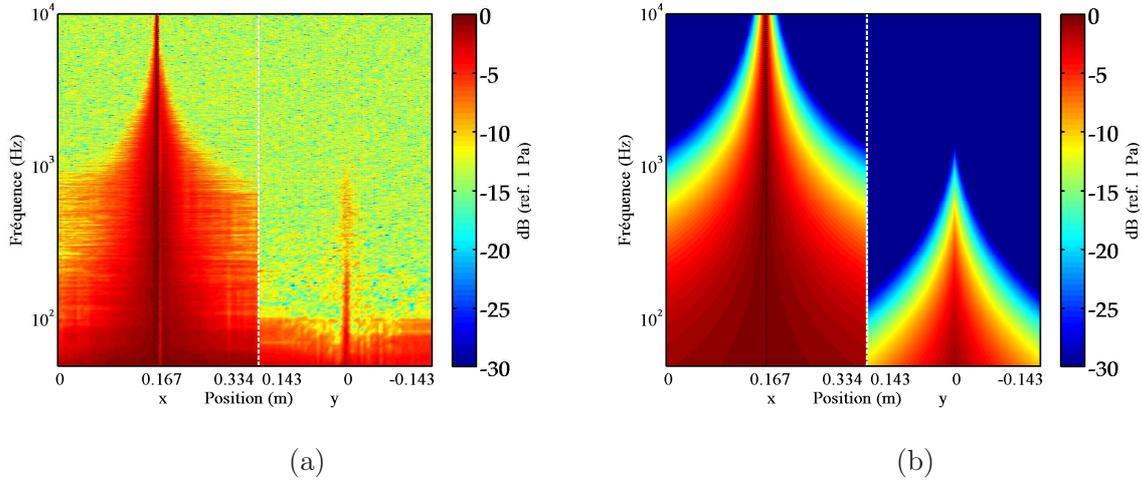


Figure 3 – Déterminations des coefficients de cohérence spatiale par comparaison des modules d’interspectres de la CLT et de la simulation par modèle de Corcos.
Le spectre (a) correspond au cas de la CLT expérimentale. Le spectre (b) correspond à la simulation par modèle de Corcos.

cas, seuls les interspectres pour le capteur au milieu de la ligne selon (Ox) sont présentés sur la figure 3. Les paramètres $\alpha = 8$ et $\beta = 1$ sont ainsi déterminés.

Il est à noter que le spectre expérimental (figure 3 (a)) présente un “bruit de fond énergétique” pour les fréquences supérieures à 1 kHz pour la partie gauche (selon (Ox)) et à 100 Hz pour la partie droite (selon (Oy)) et proche de -15 -20 dB qui empêche l’observation de la décroissance énergétique. Ce “bruit” énergétique explique la perte de cohérence de la phase dans les hautes fréquences constatée dans la figure 2 (b).

C.4 Bilan sur les paramètres utilisés pour le modèle de Corcos

La vitesse convective en paroi U_c est définie comme variant linéairement de $0,7.U_\infty$ à $0,814 \times 0,7.U_\infty$ entre y_0 et les extrémités de l’antenne $\pm y_{\max}$, définissant un nombre d’onde convectif $k_c = f/U_c$. Et les coefficients de cohérences spatiales longitudinale et transversale sont déterminés comme $\alpha = 8$ et $\beta = 1$.

D Exemple d’application de l’EMD sur les signaux aéroacoustiques

Application spectrale 2D de l’EMD : la Bivariate-EMD

Principe

La *Bivariate-EMD* (ou B-EMD) est utilisée dans le cas de signaux à valeur dans \mathbb{R}^2 ou dans \mathbb{C} . Il faut alors transférer l’idée de superposition d’oscillations lentes et rapides propres au signal à valeur dans \mathbb{R} que nous venons de voir, au cas de ces signaux à deux dimensions ou à dimension complexe : la notion d’“oscillation” est remplacée par celle de “rotation”. Ainsi comme le précise Rilling [99, § 6.5], il est nécessaire que les deux composantes aient une relation telle que celle des coordonnées d’un point mobile au cours du temps. Il cite notamment l’exemple des signaux de deux électrodes d’encéphalogramme qui, même positionnées de manière relativement proches, ne seraient pas adaptés à une décomposition par B-EMD.

Nous ne détaillerons pas davantage le principe ni les algorithmes utilisés pour la *Bivariate-EMD*. Le lecteur pourra les trouver dans les travaux de Rilling *et al.* [100]. Notons cependant les points de réflexion intéressants comme le fait de trouver des extrema à des courbes en trois dimensions ou encore la génération d’enveloppes également en trois dimensions...

Application : le *denoising* ou débruitage des FRF

Les FRF (les Fonctions de Réponse en Fréquence servant à corriger le déport des microphones, cf. section II.4.3 page 41) sont des signaux complexes qui se plient très bien aux nécessités de la B-EMD. Or, malgré tout le soin apporté lors des mesures de ces signaux, les FRF sont plus ou moins bruitées, risquant d’introduire une erreur supplémentaire lors de leur utilisation pour la correction des signaux de pression pariétale. L’idée est donc de débruiter les FRF afin de réduire le risque d’erreur. L’EMD (ici, la B-EMD) par son adaptabilité, est tout à fait adaptée. Elle permet en effet de ne pas avoir à estimer un seuil de bruit, trop arbitraire pour supprimer le bruit, de même que le serait un lissage, équivalent d’un filtrage passe-bas pour lequel il faudrait préciser une “fréquence” de coupure arbitraire (il serait par ailleurs très difficile d’établir un tel filtre pour un tel signal complexe).

Les graphiques de la figure 4 montrent ainsi une FRF avant (a) et après (b) débruitage par la B-EMD. Il est à noter cependant que l’utilisation de ces FRF débruitées pour la correction des pressions pariétales fluctuantes n’a pas montré un gain suffisamment significatif sur les résultats.

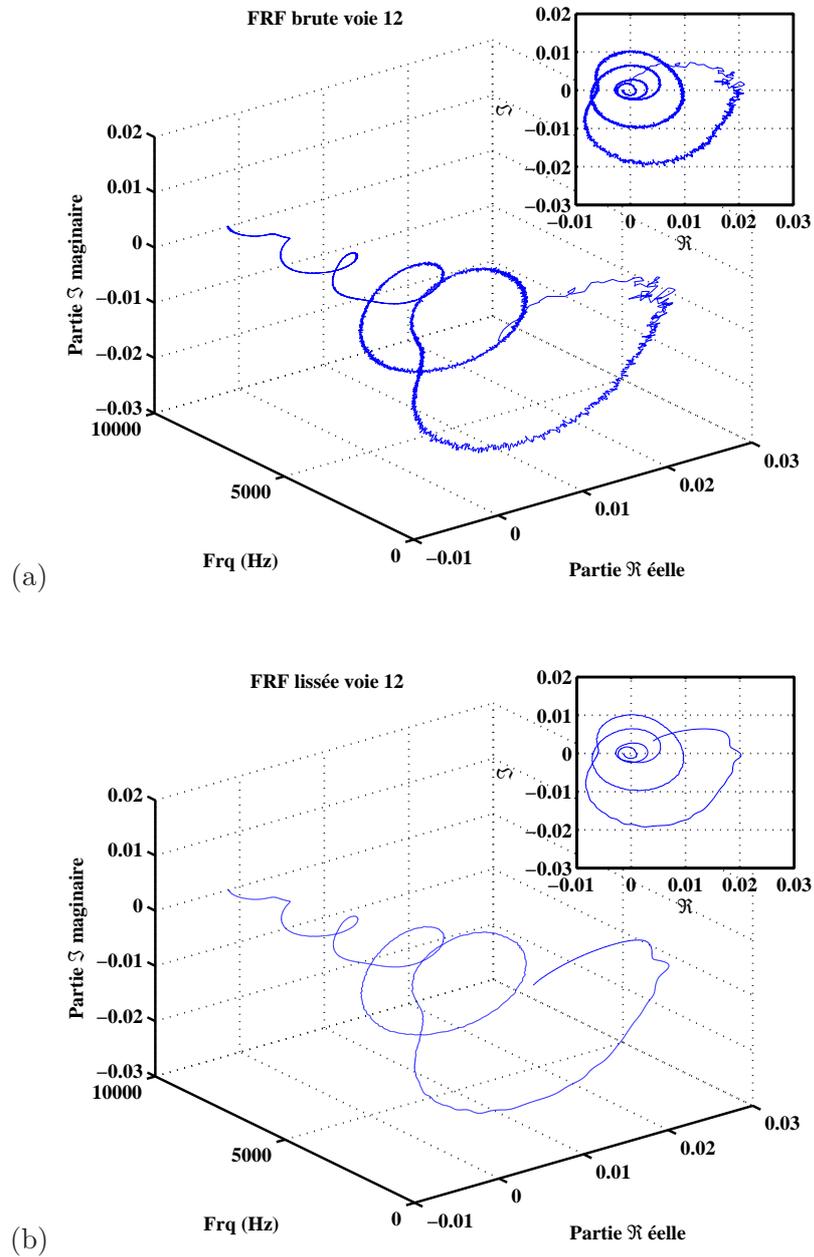


Figure 4 – Application de la B-EMD : débruitage des FRF.

Les courbes représentent le diagramme de phase (partie Réelle, partie Imaginaire) en 2D ou 3D (fréquence en profondeur) d'une FRF avant (a) et après (b) débruitage.

E Paramètres de calculs

Cette annexe regroupe les différents paramètres de mesures (de pression) et de calculs utilisés par les diverses méthodes présentées dans ce mémoire.

Paramètres de mesure

Ceci inclue également les mesures des FRFs.

- fréquence d'échantillonnage $f_e = 25\,600$ Hz,
- temps d'acquisition (signaux) 100 s,
- temps d'acquisition (FRF) ~ 43 s.

Paramètres de calcul des FRF

- nombre de points par bloc $N_{fft} = 2^{15} = 32\,768$,
- taux de recouvrement (*overlap*) 33 %,
- nombre de bloc $N_{\text{bloc}} \simeq 50$,
- fenêtrage de *de Hann*.

Paramètres de calcul du corrélogramme spatial

Ces calculs de corrélogramme spatial incluent également les calculs des interspectres. Sauf indication contraire, les paramètres sont :

- nombre de points par bloc pour la *fft* $N_{fft} = 2^{13} = 8\,192$,
- taux de recouvrement (*overlap*) 0 %,
- nombre de bloc (donc de moyennes réalisées) $N_{\text{bloc}} \simeq 313$,
- fenêtrage (temporel) de *de Hann*,
- nombre de points pour la TF spatiale des spectres en nombre d'onde–fréquence référencés $N_{\text{TFSD}} = 2^7 = 128$ (complété par *zero padding*),
- nombre de points pour la TF spatiale des spectres en nombre d'onde–fréquence non-référencés variable selon le nombre de points de l'interspectre (pas de *zero padding*),
- fenêtrage (spatial) de *Tuckey* 8 points.

Paramètres de calcul de la sEMD et l'E-EMD

Les paramètres propres à l'EMD sont communs aux deux méthodes sEMD et E-EMD.

- critères d'arrêt du processus de tamisage (seuil et tolérance), laissés libres, l'arrêt étant déterminé par le nombre maximum d'itérations,
- nombre maximum d'itérations lors du processus de tamisage, choisi à 200,
- nombre maximum d'IMF à extraire, laissé libre.

Pour l'E-EMD, des paramètres spécifiques complémentaires sont nécessaires :

- nombre de décompositions conservées par mode $N_{\text{dec}} = 1\,000$
- amplitude du bruit ajouté $\varepsilon = 0,05\sigma$ avec σ l'écart-type du signal à décomposer,
- nombre d'IMF à extraire, choisi selon le signal à décomposer afin de minimiser le nombre de rejets.

F Constats qualitatifs sur les spectres en nombre d’onde–fréquence : résultats complémentaires

F.1 Spectres en nombre d’onde–fréquence référencés de la CLT seule et avec la source LMS

Cette section présente les spectres en nombre d’onde–fréquence référencés $\Phi(\tilde{k}_x, f)$ pour la CLT seule (a) et pour la CLT avec la source LMS en position 3 (b) et position 4 (c), pour les mêmes configurations que celles présentées en début de section IV.2 page 82. Ceci permet ainsi de comparer les spectres en nombre d’onde–fréquence non référencés de la section IV.2 et référencés ici.

Une remarque majeure s’impose : comme l’on pouvait s’y attendre, les qualités des spectres référencés et donc de séparation des deux contributions sont très dégradées. Le cône convectif ainsi que la signature acoustique s’élargissent. L’un comme l’autre se trouvent répliqués par les effets de fenêtrage qui deviennent nettement visibles aux basses fréquences pour le cône convectif, et vers 2 kHz pour la signature acoustique (là où ils sont respectivement le plus énergétique). Enfin, le niveau énergétique global est augmenté, masquant d’autant plus toute autre signature (acoustique) pouvant se trouver dans le cône acoustique.

F.2 Spectres en nombre d’onde–fréquence de la source LMS seule

Cette section regroupe les spectres en nombre d’onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}, f)$ de la source LMS seule pour chacune des quatre positions définies dans la section II.2.3 page 33. Les figures 6 et 7 donnent respectivement les spectres selon (Ox) et selon (Oy) , les spectres (a), (b) (c) et (d) correspondant respectivement aux positions 1, 2, 3 et 4. Avec la même analyse que celle faite en section IV.2 page 82 (voir notamment le schéma de la figure IV.5), il est possible de faire le même type d’observations pour chacune des positions de la source.

Concernant la ligne de capteurs selon (Ox) (figure 6), l’analyse pour les positions 3 et 4 (spectres (c) et (d)) a été préalablement faite dans la section IV.2.

Le spectre (a) (correspondant à la position 1 : la source est placée au-dessus de l’extrémité amont de la ligne de capteurs (Ox)), présente de grandes similitudes avec le spectre (c). Et en effet, d’un point de vue géométrique, les positions 1 et 3 sont équivalentes par rapport à l’axe (Ox) (seule la distance à la ligne capteurs change de 150 mm pour la position 1 à 300 mm pour la position 3).

Le spectre (b) présente une signature acoustique se superposant avec la droite théorique de pente $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$, en accord avec la position 2 de la source, en amont de l’antenne et strictement orientée vers les x positifs.

Les spectres de la figure 7 concernent la ligne de capteurs selon (Oy) . Les deux positions 1 et 2 sont géométriquement équivalentes par rapport à la ligne de capteurs selon (Oy) (à savoir centrées par rapport à cette ligne). Les spectres (a) et (b), très similaires, présentent une signature acoustique verticale avec une certaine largeur, signifiant une vitesse de phase très élevée et dans les deux sens (vers les y positifs et négatifs), en accord avec cette position médiane de la source.

Comme dans le cas du spectre (b) de la figure 6, le spectre (c) montre une signature se superposant avec la droite théorique de pente c_0 . Là encore, il y a équivalence entre la position 3 de la source (strictement orientée vers les x positifs) vis-à-vis de la ligne (Oy) et la position 2 de la source (strictement orientée vers les y positifs) vis-à-vis de la ligne (Ox) .

Enfin, le spectre (d) présente une similitude avec le spectre (d) de la figure 6. Sur le schéma des fronts d’onde de la figure IV.5 page 84, une certaine symétrie entre (Ox) et (Oy) peut effectivement être observée.

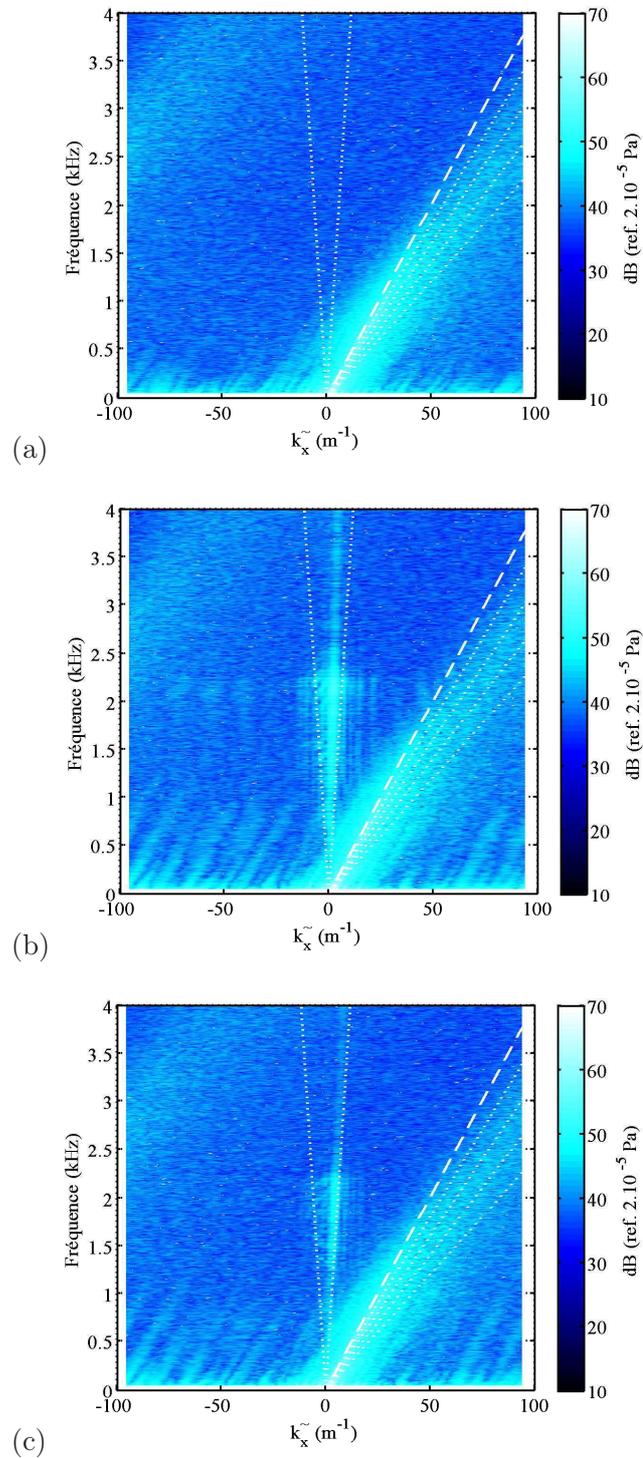


Figure 5 – Modules des spectres en nombre d'onde–fréquence référencés $\Phi(\tilde{k}_x, f)$ du champ de pression de la CLT sans source LMS (a) et avec source LMS en position 3 (b) et en position 4 (c).

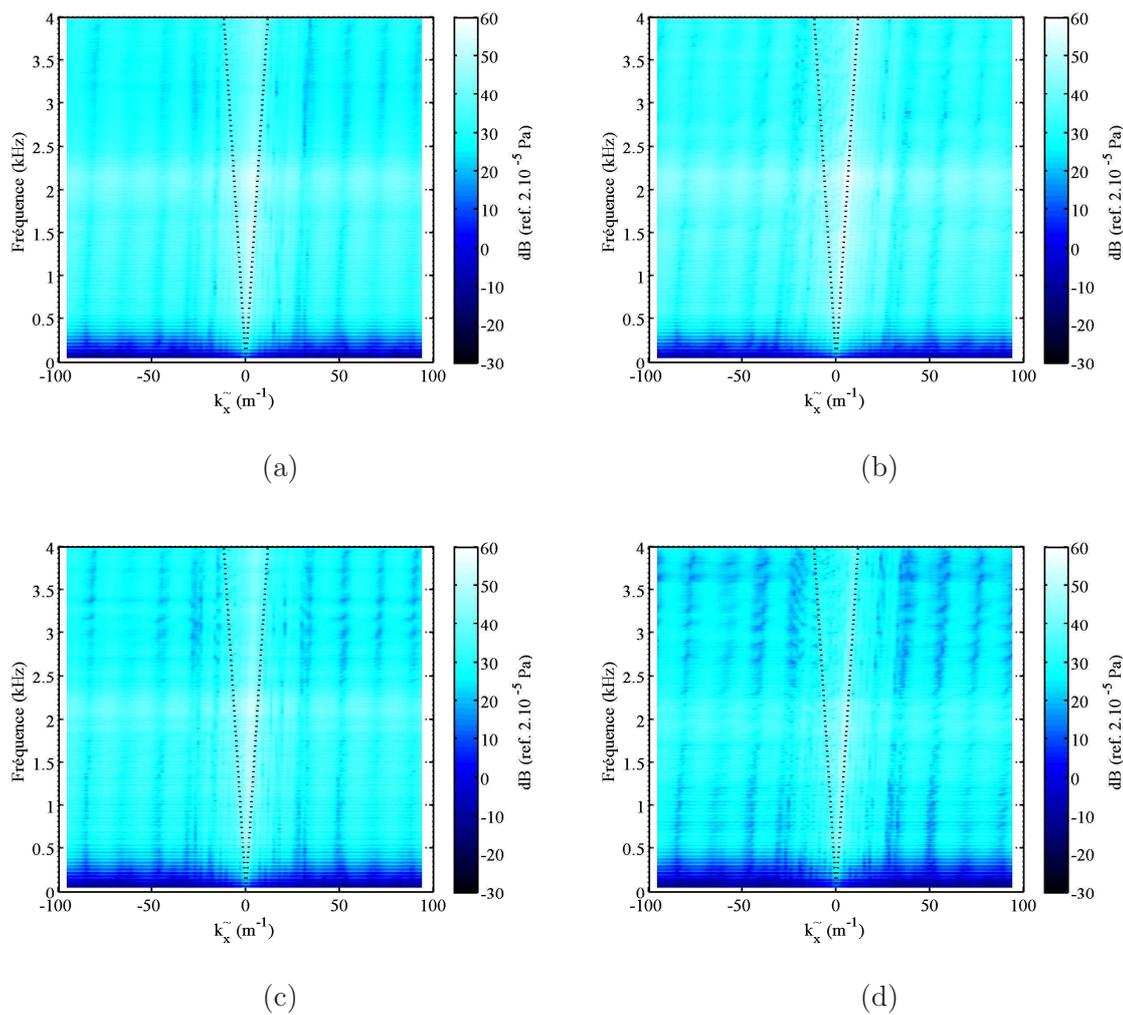


Figure 6 – Modules des spectres en nombre d’onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}_x, f)$ de la source LMS seule pour les positions de 1 à 4 (respectivement spectres (a) à (d)).

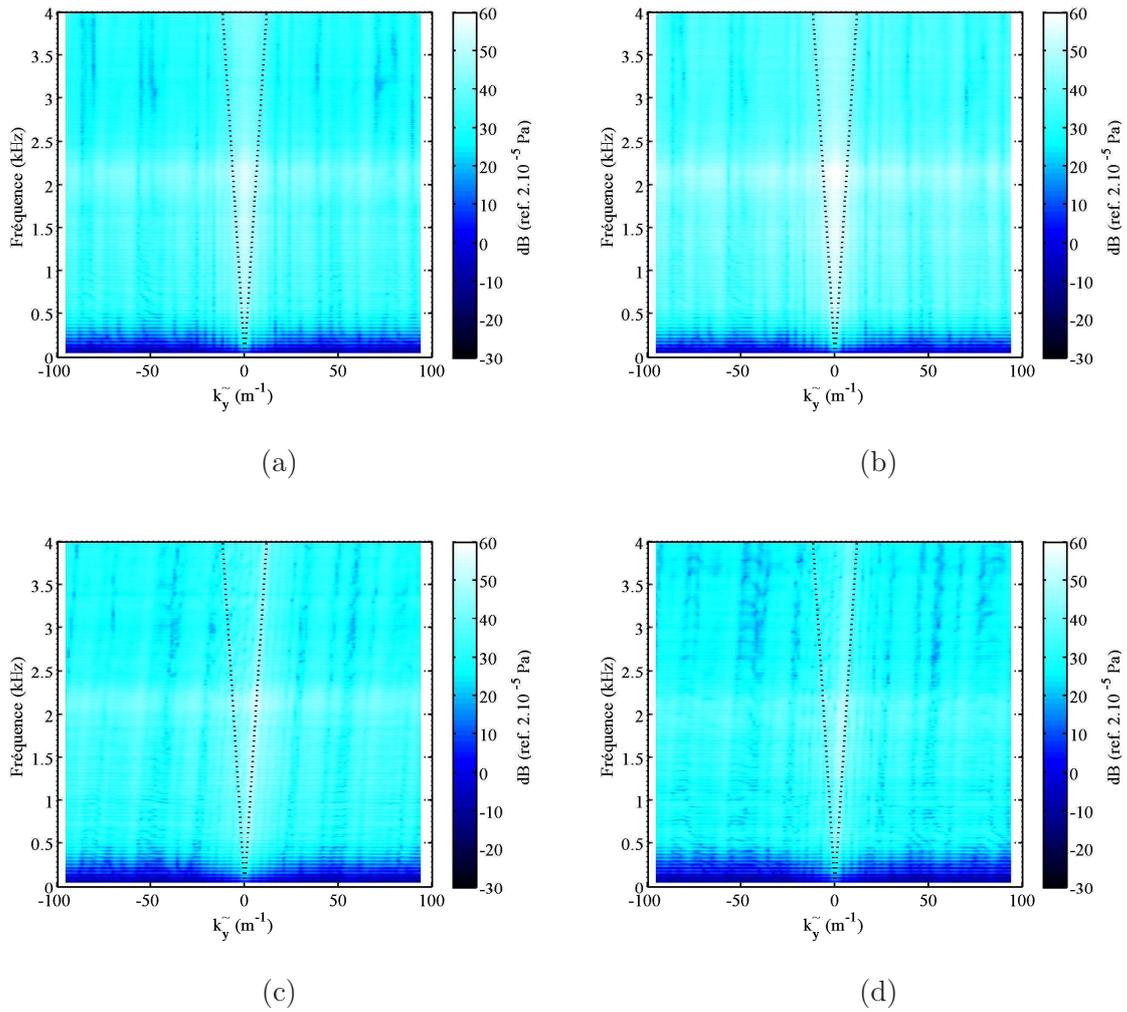


Figure 7 – Modules des spectres en nombre d'onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}_y, f)$ de la source LMS seule pour les positions de 1 à 4 (respectivement spectres (a) à (d)).

F.3 Premier seuil énergétique établi à partir des spectres en nombre d’onde–fréquence référencés

En analysant en parallèle les spectres (a) et (c) de la figure 5 d’une part et les autospectres (d) de la CLT avec et sans source LMS de la figure 8 d’autre part, il est possible d’estimer sommairement un seuil énergétique en dessous duquel se trouve l’énergie acoustique. Les graphiques de la figure 8 reprennent les spectres en nombre d’onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}_x, f)$ de la CLT avec source LMS (graphiques (a) et (b)), de la CLT sans source acoustique (graphique (c)) et les autospectres de la CLT avec source LMS et de la source LMS seule (graphique (d)). Sur le spectre (a), et grâce à l’agrandissement (b), il est possible de repérer des fréquences où la signature de la source LMS disparaît sous l’énergie *globale*, notamment vers 2 600 Hz. À cette même fréquence, une différence de 20 dB est mesurable sur le graphique (d) entre l’autospectre de la CLT avec source LMS et l’autospectre de la source LMS seule. Or, le spectre (c) de la CLT seule montre que, si contribution acoustique il y a, sa signature énergétique est égale ou inférieure à l’énergie générale du spectre puisqu’elle n’apparaît pas. Il est donc possible de dire que l’énergie acoustique de la CLT seule est au moins 20 dB en dessous de l’énergie globale. Autrement dit, dans les signaux masqués ici, l’énergie acoustique de la CLT représenterait moins de 1% de l’énergie totale, et les 20 dB sont l’ordre de grandeur de séparabilité de la méthode référencée.

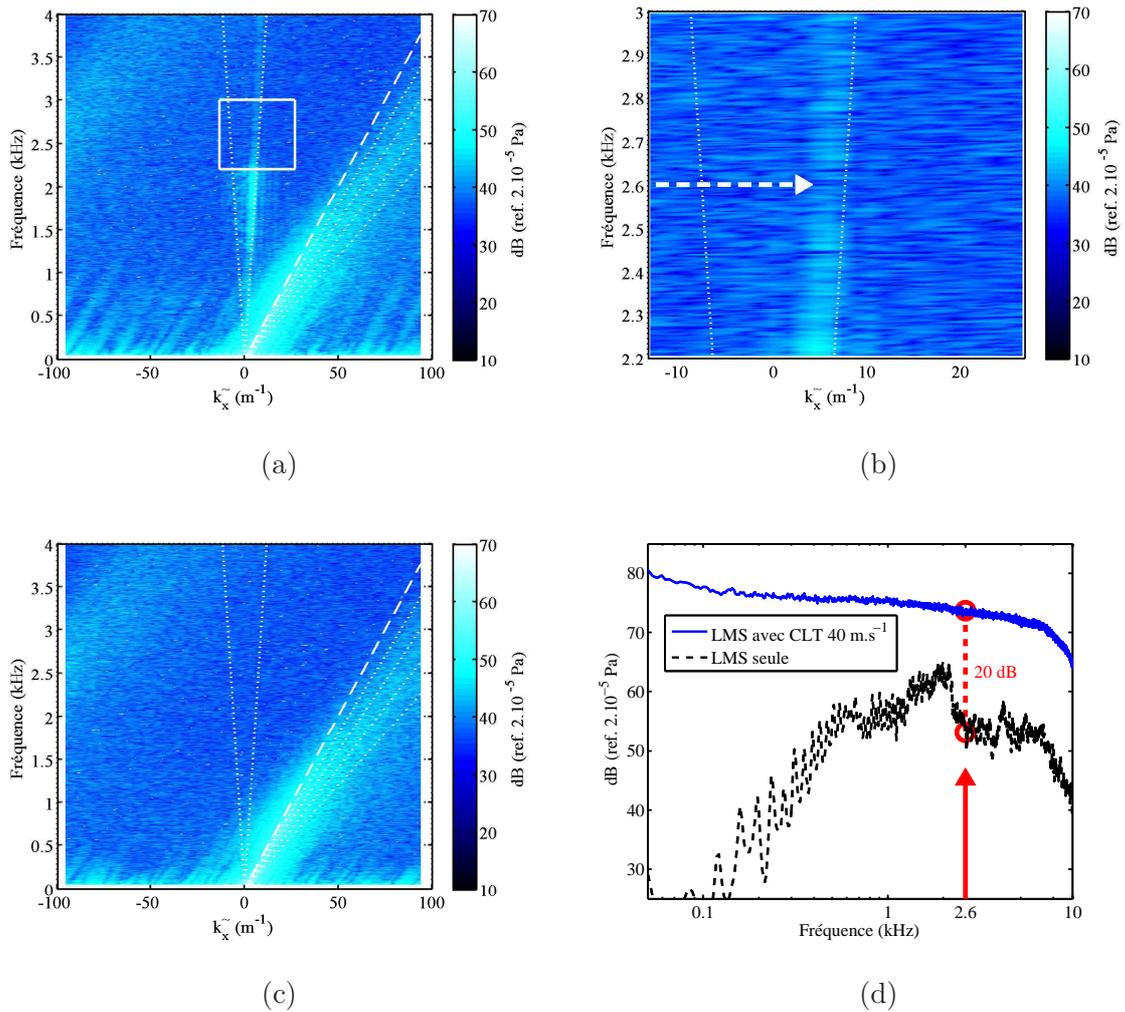


Figure 8 – Détermination d'un premier seuil énergétique :

(a) module du spectre en nombre d'onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}_x, f)$ de la CLT avec la source LMS et (b) agrandissement de l'encart de (a), (c) module du spectre en nombre d'onde–fréquence $\Phi(\tilde{k}_x, f)$ de la CLT seule et (d) autospectres sur un capteur de la CLT avec la source LMS et de la source LMS seule.

G Visualisations PIV des marches montantes

Les figures 9 et 10 présentent les visualisations PIV de la vitesse moyenne longitudinale sur les deux configurations de marche montante “M1D” (marche droite) et “M2D” (marche inclinée) pour une vitesse d’écoulement de 40 m.s^{-1} . Ceci permet la comparaison de la longueur de recollement x_R entre les trois configurations de marche (la visualisation pour la marche en chevron “M3D” étant présentée à la figure V.3 page 109).

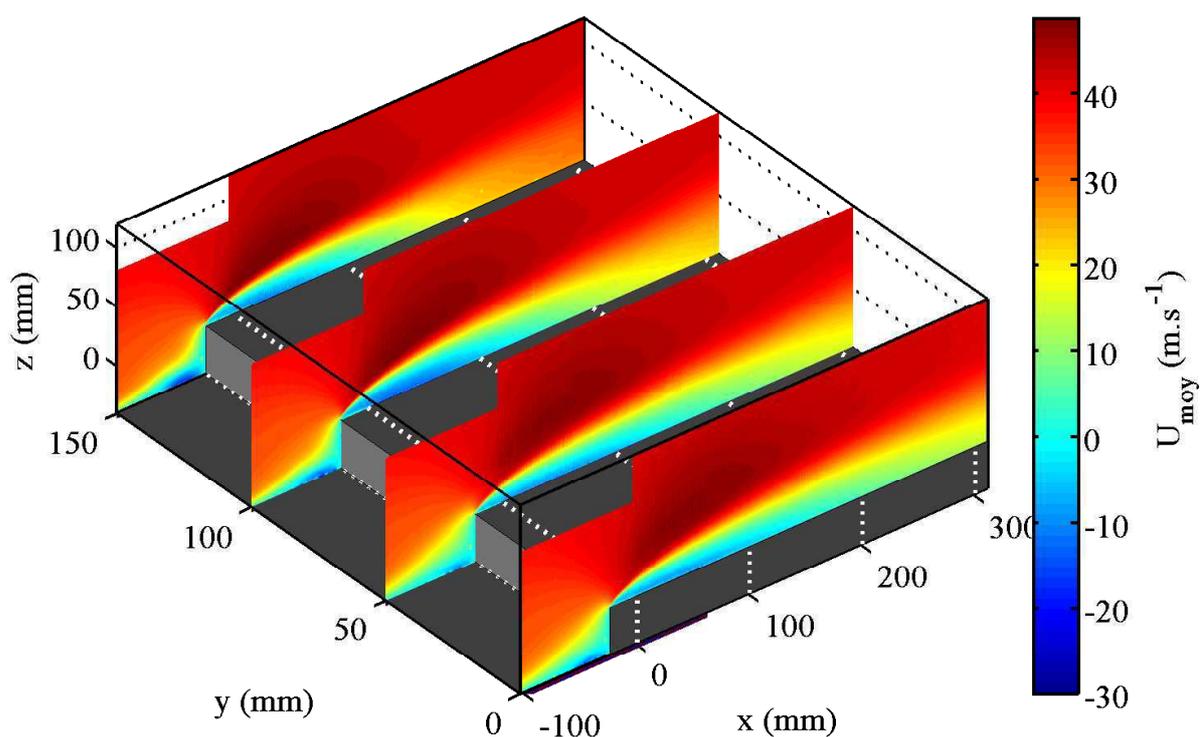


Figure 9 – Visualisations de la vitesse moyenne longitudinale U_{moy} par PIV sur la marche droite M1D.

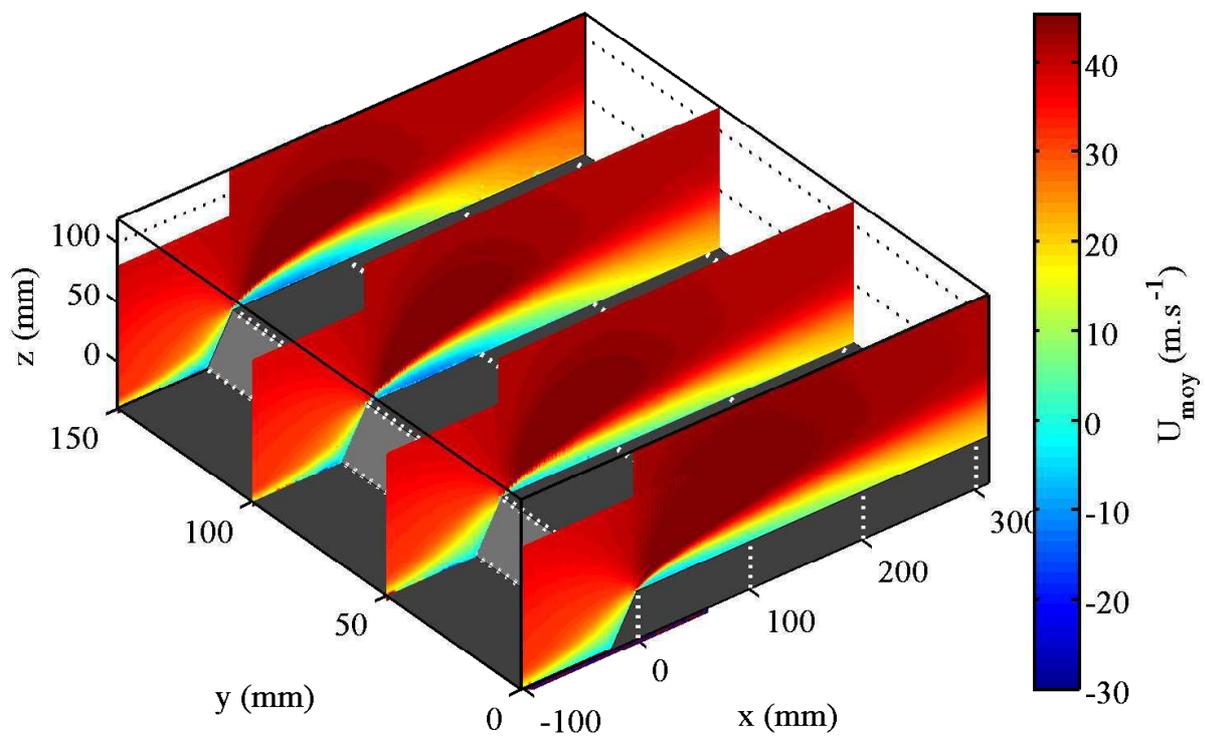


Figure 10 – Visualisations de la vitesse moyenne longitudinale U_{moy} par PIV sur la marche inclinée M2D.

Bibliographie

- [1] M. S. ACARLAR et C. R. SMITH : A study of hairpin Vortices in a laminar boundary layer, Part. II: hairpin vortices generated by fluid injection. *Journal of Fluids and Mechanics*, 175:43–85, 1987. [10](#), [11](#)
- [2] F. ALAM, S. WATKINS, G. ZIMMER et C. HUMPHRIS : Effects of vehicle A-pillar shape on local mean and time-varying flow properties. *SAE Paper*, 2001-01-1086, 2001. [7](#)
- [3] H. E. ALBRECHT, M. BORYS, N. DAMASCHKE et C. TROPEA : *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Springer, 2003. [36](#)
- [4] B. ARGUILLAT : *Etude expérimentale et numérique de champs de pression pariétale dans l'espace des nombres d'onde, avec application aux vitrages automobiles*. Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, 2006. [3](#), [8](#), [16](#), [17](#), [20](#), [81](#), [84](#)
- [5] B. ARGUILLAT et D. RICOT : Measurements of the wavenumber-frequency spectrum of wall pressure fluctuations under turbulent flows. In *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (26th AIAA Aeroacoustics Conference)*, vol. 2005-2855, p. 1–18, Monterey, California, 23-25 May 2005. AIAA. [16](#)
- [6] B. ARGUILLAT, D. RICOT, G. ROBERT et C. BAILLY : Mesures du spectre en fréquence et nombre d'onde des fluctuations de pression pariétale sous écoulement turbulent. In *Méthodes expérimentales en acoustique des transports, nouveaux développements, corrélations calculs-essais*, p. 1–12, novembre 2005. [16](#)
- [7] F. A. AUPPERLE et R. F. LAMBERT : Acoustic radiation from plates excited by flow noise. *Journal of Sound and Vibration*, 26(2):223–245, 1973. [12](#)
- [8] P. BALLY, P. OLIVERO, P. HOCQUET et B. E. FORESTIER : Spectre nombre d'onde-fréquence des fluctuations de pression sous couche limite turbulente en gradient de pression nul et positif. *Journal d'Acoustique*, 3:125–136, 1990. [18](#)
- [9] M. BANNISTER : Rearview mirror optimization. *Automotive Engineering*, 109(3):130–134, 2001. Subtitle: engineers at volvo corp. are studying the influences that external rearview mirrors have on vehicle parameters such as drag, wind noise, and side-screen dirt deposition. [2](#)
- [10] J. S. BENDAT et A. G. PIERSOL : *Random data: analysis and measurement procedures*. New York: Wiley, 2nd edition éd. n, 1986. [47](#), [69](#), [135](#)

- [11] L. H. BENEDICT, H. NOBACH et C. TROPEA : Estimation of turbulent velocity spectra from laser dopler data. *Measurement Science and Technology*, 11:1089–1104, 2000. 37
- [12] W. K. BLAKE : *Mechanics of flow-induced sound and vibration*, vol. Vol. II : Complex flow-structure interaction. Academic Press, Orlando, Florida, 1986. 49
- [13] W. K. BLAKE et D. M. CHASE : Wavenumber-frequency spectra of turbulent boundary-layer pressure measured by microphone arrays. *Journal of the Acoustical Society of America*, 49(3, Part 2):862–877, 1971. 17, 18, 49
- [14] C. BONAMY : *Analyse expérimentale de l'aérodynamique proche paroi et modélisation du bruit de bord de fuite d'un profil d'aile en écoulement subsonique*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2007. 16, 27, 49
- [15] L. BOYER et G. SEARBY : Random sampling : Distortion and reconstruction of velocity spectra from fast fourier-transform analysis of the analog signal of a laser dopler processor. *J. Appl. Phys.*, 60(5):2699–2707, 15 Octobre 1986. 37
- [16] P. G. BREMNER et J. F. WILBY : Aero-vibro-acoustics : problem statement and methods for simulation-based design solution. *AIAA*, 2002-2551:1–11, 2002. 3, 8
- [17] D. E. CAPONE et G. C. LAUCHLE : Calculation of turbulent boundary layer wall pressure spectra. *Journal of the Acoustical Society of America*, 98(4):2226–2234, october 1995. 13
- [18] D. M. CHASE : Modeling the wavevector–frequency spectrum of turbulent boundary layer wall pressure. *Journal of Sound and Vibration*, 70(1):29–67, 1980. 13
- [19] D. M. CHASE : The character of turbulent wall pressure spectrum at subconvective wavenumbers and suggested comprehensive mode. *Journal of Sound and Vibration*, 112:127–147, 1987. 13
- [20] L. COHEN : *Time-frequency analysis*. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1995. ISBN 0-13-594532-1. 69, 70
- [21] R. K. COOK, R. V. WATERHOUSE, R. D. BERENDT, S. EDELMAN et M. C. THOMPSON JR : Measurement of correlation coefficients in reverberant sound fields. *Journal of the Acoustical Society of America*, 27(6):1072–1077, Novembre 1955. 14
- [22] J. W. COOLEY et J. W. TUKEY : An algorithm for the machine calculation of complex fourier series. *Mathematics of Computation*, 19(90):297–301, Avril 1965. 135
- [23] © DANTEC DYNAMICS : <http://www.dantecdynamics.com/>. 36, 38
- [24] G. M. CORCOS : Pressure fluctuations in shear flows. Ser. 183 2, University of California, Institute of Engineering, 1962. 12, 55
- [25] G. M. CORCOS : Resolution of pressure in turbulence. *Journal of the Acoustical Society of America*, 35(2):192–199, 1963. 12, 13
- [26] J. COUSTEIX : *Aérodynamique II : Turbulence et couche limite*. CEPADUES Editions, 1989. 9

- [27] S. DEBERT, M. PACHEBAT, V. VALEAU et Y. GERVAIS : Experimental wave number separation of wall-pressure fluctuations beneath a turbulent boundary layer. In S. S. ANTONIO CALVO-MANZANO, Antonio Pérez-López, éd. : *ICA2007 Madrid*. SOCIEDAD ESPAÑOLA DE ACÚSTICA, 2007. ISBN: 84-87985-12-2. 61, 82
- [28] S. DEBERT, M. PACHEBAT, V. VALEAU et Y. GERVAIS : Empirical Mode Decomposition Methods for Separation of Convective and Propagative Wavenumbers from Wall Pressure Dataset. In *InterNoise 2008 Shanghai*, 2008. 119
- [29] S. DEBERT, M. PACHEBAT, V. VALEAU et Y. GERVAIS : Fluctuations under turbulent flows: enhanced methods for separation of propagative wavenumbers from wall pressure dataset. In *Acoustics'08 Paris*. SFA, EEA, ASA, 2008. ISBN: 84-87985-12-2. 118
- [30] R. G. DEJONG, T. S. BHARJ et J. J. LEE : Vehicle wind noise analysis using a SEA model with measured source levels. *SAE Paper*, 2001-01-1629:1–5, 2001. 3, 8, 85
- [31] F. DURST, A. MELLING et J. H. WHITELAW : *Principles and practice of laser Doppler anemometry*, vol. 76. Academic Press, London, 1976. 36
- [32] I. DYER : Response of a plates to a decaying and convecting random pressure field. *Journal of the Acoustical Society of America*, 31(7):922–928, 1959. 12
- [33] J. K. EATON et J. P. JOHNSTON : Turbulent flow reattachment : an experimental study of the flow. *AIAA*, 19(9):1093–1100, 1981. 14
- [34] G. J. EHLERT, R. J. CHAPMAN et R. S. THOMAS : Wind noise and aerodynamic drag optimization of outside rear view mirrors. *SAE Paper*, 931292, 1993. 2
- [35] T. M. FARABEE et M. J. CASARELLA : Measurement of fluctuating wall pressure for separated/reattached boundary layer flows. *Journal of Vibration, Acoustics, Stress and Reliability in Design*, 108:301–307, juillet 1986. 15
- [36] T. M. FARABEE et F. E. GEIB : Measurement of boundary layer pressure fields with an array of pressure transducers in a subsonic flow. In *ICIASF '75; International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities, 6th*, p. 311–319, Ottawa, Canada; United States, septembre 1975. 17, 18
- [37] J. FITZPATRICK et L. SIMON : An improved sample-and-hold reconstruction procedure for estimation of power spectra from LDA data. *Experiments in Fluids*, 39:954–965, 2005. 37
- [38] P. FLANDRIN : <http://perso.ens-lyon.fr/patrick.flandrin/emd.html>. dernière visite en novembre 2008. 73
- [39] P. FLANDRIN : *Temps-fréquence*. HERMES, 2e édition revue et corrigée édn, 1998. 69
- [40] P. FLANDRIN, P. GONÇALVÉS et G. RILLING : *Equivalent Filter Banks, from Interpretation to Applications*, chap. 3, p. 57–74. Vol. 5 de HUANG et SHEN [56], 2005. 75
- [41] P. FLANDRIN, G. RILLING et P. GONÇALVÉS : Empirical Mode Decomposition as a Filter Bank. *IEEE Signal Processing Letters*, 11(2):112–114, Février 2004. 72, 75
- [42] R. GARELLO : *Two-dimensional signal analysis*. HERMES Science Publications, 2001. 47

- [43] M. GASTER et J. B. ROBERTS : Spectral analysis of randomly sampled signals. *J. Inst. Maths Applics*, 15:195–216, 1975. [37](#)
- [44] M. GASTER et J. B. ROBERTS : The spectral analysis of randomly sampled records by a direct transform. *Proc. R. Soc. Lond. A.*, 354:27–58, 1977. [37](#)
- [45] A. R. GEORGE : Automobile aerodynamic noise. *SAE Paper*, 900315:1–24, 1990. [2](#)
- [46] A. R. GEORGE, J. F. CARR et J. R. CALLISTER : Recent advances in understanding automobile aerodynamic noise. *AIAA Paper*, 95-004, 1995. [2](#), [3](#)
- [47] J. GOLLIARD : *Noise of Helmholtz-resonator like cavities excited by a low Mach-number turbulent flow*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2002. [18](#), [49](#)
- [48] V. GRULIER, S. DEBERT, J. I. MARS et M. PACHEBAT : Acoustic and Turbulent Wavenumbers Separation in Wall Pressure Array Signals using EMD in Spatial Domain. In *ICASSP 2008 Las Vegas*, p. 333–336, Las Vegas, NV, March 31-April 4 2008. [74](#), [92](#)
- [49] S. HARUNA, T. NOUZAWA, I. KAMIMOTO et H. SATO : An experimental analysis and estimation of aerodynamic noise using a production vehicle. *SAE transactions*, 99(6):458–471, Février 1990. Localisation INIST-CNRS, Cote INIST : 5876, 35400001140061.0410. [8](#)
- [50] J. Y. HER, M. LIAN, J. J. LEE et J. MOORE : Experimental assessment of wind noise contributors to interior noise. *SAE Paper*, 971922, 1997. [3](#)
- [51] J. O. HINZE : *Turbulence: An introduction to its mechanism and theory*. McGraw-Hill Book Co., New York, 2nd edition édn, 1975. [10](#), [11](#)
- [52] C. HOARAU : *Mesures multipoints pression – vitesse pour l’analyse de l’aérodynamique d’écoulements décollés instationnaires*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2006. [15](#), [16](#), [27](#), [107](#), [111](#)
- [53] T. H. HODGSON et R. F. KELTIE : An innovative fast fourier transform array technique for low wave-number measurements of the turbulent boundary layer fluctuating pressure field. In *Symposium on Flow-Induced Vibrations, New Orleans, LA, December 9-14, 1984, Proceedings. Volume 5 (A86-11901 02-34)*. New York, ASME, 1984, p. 39-51., vol. 5, p. 39–51, 1984. [20](#)
- [54] M. S. HOWE : *Acoustic of Fluid-Structure Interactions*. Cambridge University Press, 1998. ISBN 0-521-63320-6. [19](#)
- [55] N. E. HUANG, C. C. CHERN, K. HUANG, L. SALVINO, S. R. LONG et K. L. FAN : Spectral analysis of the chi-chi earthquake data : Station tuc129, taiwan, september 21. *Bulletin Seismological Society America*, 91:1310–1338, 2001. [75](#)
- [56] N. E. HUANG et S. S. P. SHEN : *Hilbert-Huang Transform and Its Applications*, vol. 5. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2005. [70](#), [159](#)
- [57] N. E. HUANG, Z. SHEN, M. C. W. STEVEN R. LONG, H. H. SHIH, Q. ZHENG, N.-C. YEN, C. C. TUNG et H. H. LIU : The Empirical Mode Decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis. *The Royal Society of London*, 454:903–995, 1998. [70](#), [71](#)
- [58] A. HYVÄRINEN, J. KARHUNEN et E. OJA : *Independent Component Analysis*. Wiley-Interscience, 2001. [21](#)

- [59] P. IBARS : *Contribution des petits nombres d'onde au champ pariétal de pression dans une couche limite turbulente bidimensionnelle. Comparaison de différentes techniques expérimentales*. Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, 1990. No. 90-15. [17](#), [18](#), [20](#), [61](#)
- [60] H. ILLY et D. RICOT : Étude qualitative de l'excitation aéroacoustique sur les différents vitrages d'un véhicule du type Mégane II. *In Groupe de Recherche "Bruit des Transports"*, 6 novembre 2008. [20](#)
- [61] P. W. JAMESON : Measurement of low wavenumber component of turbulent boundary layer wall pressure spectrum. Rap. tech. BBN Rep. No. 1937, Bolt Beranek and Newman, Cambridge, Massachussets, 1970. [18](#)
- [62] F. E. JØRGENSEN : *How to measure turbulence with hot-wire anemometers - a practical guide*. DANTEC DYNAMICS, 2002. [35](#)
- [63] F. KAVARANA, S. STROOPE et P.-H. YOUNG : Experimental investigation of radio antenna wind noise. *SAE Paper*, 971920, 1997. [2](#)
- [64] S. J. KLINE, W. C. REYNOLDS, F. A. SCHRAUB et P. W. RUNSTADLER : The structure of turbulent boundary layers. *Journal of Fluids and Mechanics*, 30:741–773, 1967. [10](#), [81](#)
- [65] A. N. KOLMOGOROV : The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 30:301–305, 1941. Reprinted in 1991: Proc. R. Soc. Lond. A, 434, 9-13. [31](#)
- [66] E. B. KUDASHEV : Methods of near-wall pressure-fluctuation measurements in the presence of vibration. *Journal of Fluids and Structures*, 19(8):1129–1140, November 2004. [18](#)
- [67] E. B. KUDASHEV : Spatial filtering of wall pressure fluctuations beneath a turbulent boundary layer. *Acoustical Physics*, 53(5):629–637, 2007. PACS numbers 47.85.lf. [18](#)
- [68] J.-F. LARGEAU : *Analyse expérimentale de la dynamique et du rayonnement acoustique d'un écoulement de marche montante*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2004. [15](#), [16](#), [27](#), [107](#), [111](#)
- [69] J.-F. LARGEAU et V. MORINIÈRE : Wall pressure fluctuations and topology in separated flows over a forward-facing step. *Experiments in Fluids*, 42:21–40, 2007. [14](#), [15](#), [16](#), [111](#)
- [70] G. C. LAUCHLE : On the radiated noise due to boundary-layer transition. *Journal of the Acoustical Society of America*, 67(1):158–168, 1980. [12](#)
- [71] G. C. LAUCHLE : Transition noise – the role of fluctuating displacement thickness. *Journal of the Acoustical Society of America*, 69(3):665–671, 1981. [12](#)
- [72] G. C. LAUCHLE : Effect of turbulent boundary layer flow on measurement of acoustic pressure and intensity. *Noise Control Engr. J.*, 23:52–59, 1984. [2](#)
- [73] D. LECLERCQ : *Modélisation de la réponse vibro-acoustique d'une structure couplée à une cavité en présence d'un écoulement turbulent*. Thèse de doctorat, Université de Technologie de Compiègne, 1999. [16](#), [17](#), [40](#)

- [74] D. J. J. LECLERCQ, M. C. JACOB, A. LOUISOT et C. TALOTTE : Forward-backward facing step pair: aerodynamic flow, wall pressure and acoustic characterisation. *AIAA*, 2001-2249:1–11, 2001. 16, 111
- [75] I. LEE et H. J. SUNG : Characteristics of wall pressure fluctuations in separated and reattaching flows over a backward-facing step : Part i. time-mean statistics and cross-spectral analyses. *Experiments in Fluids*, 30:262–272, 2001. 20
- [76] Z. L. LI, K. KHOSHELHAM, X. L. DING et D. W. ZHENG : Empirical Mode Decomposition (EMD) transform for spatial analysis. *Advances In Spatial Analysis And Decision Making*, p. 19–29, 2004. 74
- [77] M. J. LIGHTHILL : On sound generated aerodynamically. I. general theory. *The Royal Society of London*, A 211:564–587, 1952. 12
- [78] M. J. LIGHTHILL : On sound generated aerodynamically. II. turbulence as a source of sound. *The Royal Society of London*, A 222:1–32, 1954. 12
- [79] V. LINET, J.-J. LASSERRE, C. VARTANIAN et J.-C. BOUEILH : Exploitation des mesures PIV pour l'aérodynamique et l'aéroacoustique automobile. In *8^e Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, Sept. 2002, Orsay, France*, 2002. 2
- [80] J. L. LUMLEY : *Atmospheric Turbulence and Radio Wave Propagation*, chap. The structure of inhomogeneous turbulence, p. 166–178. 1967. 20
- [81] L. MAESTRELLO : Use of turbulent model to calculate the vibration and radiation responses of a panel, with practical suggestions for reducing sound level. *Journal of Sound and Vibration*, 5(3):407–448, 1967. 12
- [82] G. MAIDANIK : Flush-mounted pressure transducer systems as spatial and spectral filters. *Journal of the Acoustical Society of America*, 42(5):1017–1024, 1967. 18, 48
- [83] G. MAIDANIK et D. W. JORGENSEN : Boundary wave-vector filters for the study of the pressure field in a turbulent boundary layer. *Journal of the Acoustical Society of America*, 42(2):494–501, 1967. 18, 48, 50
- [84] G. MAIDANIK et D. W. JORGENSEN : Response of a system of point transducers to turbulent boundary-layer pressure field. *Journal of the Acoustical Society of America*, 43(6): 1390–1394, June 1968. 18, 48
- [85] S. MALLAT : *Une exploration des signaux en ondelettes*. Ed. Ellipses, 2000. 70
- [86] E. MANOHA : *Mesure du spectre en fréquences et nombres d'ondes du champ des fluctuations de pression pariétale sous une couche limite turbulente*. Thèse de doctorat, Université Paris VI, 1993. No. 93PA06673. 16, 19
- [87] J. MAX et J.-L. LACOUME : *Méthodes et techniques de traitement du signal*. Dunod, 5^e édition éd., 2004. 47, 53, 135
- [88] L. G. MONGEAU, M. A. FRANSHEK et H. KOOK : Control of interior pressure fluctuations due to flow over vehicle openings. *SAE Paper*, 1999-01-1126, 1999. 2
- [89] W. D. MOSS et S. BAKER : Re-circulating flows associated with two-dimensional steps. *Aeronautical Quarterly*, 32:693–704, 1979. 15

- [90] O. NIANG : *Décomposition Modale Empirique : Contribution à la Modélisation Mathématique et Application en Traitement du Signal et de l'Image*. Thèse de doctorat, Université Paris XII - Val de Marne, 2007. [70](#), [71](#), [72](#), [75](#)
- [91] R. L. PANTON et G. ROBERT : The wavenumber-phase velocity representation for the turbulent wall-pressure spectrum. *Journal of Fluid Engineering*, 116:447–483, 1994. [20](#)
- [92] S. PÉRENNÈS : *Caractérisation des sources de bruit aérodynamique à basses fréquences de dispositifs hypersustentateurs*. Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, 1999. [17](#), [40](#)
- [93] C. PÉZERAT : *Méthode d'identification des efforts appliqués sur une structure vibrante, par résolution et régularisation du problème inverse*. Thèse de doctorat, INSA Lyon, 1996. [17](#)
- [94] C. PÉZERAT, T. LOYAU et J.-L. GUYADER : Characterisation of vibration sources on a set of plates using the RIFF technique. *Noise Control Engineering Journal*, 50(2), Mar-Apr 2002. [17](#)
- [95] C. PÉZERAT, N. TOTARO et J.-L. GUYADER : Pressure field identification using vibratory measurements on a plate. *In Environmental Noise Control*, August (07-10) 2005. [17](#)
- [96] A. POWELL : Aerodynamic noise and the plane boundary. *Journal of the Acoustical Society of America*, 32(8):982–990, Août 1960. [11](#)
- [97] M. RAFFEL, C. E. WILLERT et J. KOMPENHANS : *Particle Image Velocimetry*. Springer, 1998. [38](#)
- [98] A. RAMOND et P. MILLAN : Measurements and treatments of LDA signals, comparison with hot-wire signals. *Experiments in Fluids*, 28:58–63, 2000. [37](#)
- [99] G. RILLING : *Décompositions Modales Empiriques - Contribution à la théorie, l'algorithmie et l'analyse de performances*. Thèse de doctorat, École Normale Supérieure de Lyon, 2007. [73](#), [74](#), [75](#), [100](#), [145](#)
- [100] G. RILLING, P. FLANDRIN, P. GONÇALVÉS et J. M. LILLY : Bivariate Empirical Mode Decomposition. *IEEE Signal Processing Letters*, 14(12):936–939, Décembre 2007. [74](#), [145](#)
- [101] G. ROBERT : *Modélisation et simulation du champ exciteur induit sur une structure par une couche limite turbulente*. Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, 1984. No. 84-02. [13](#)
- [102] T. RUNG, D. ESCHRICHT, J. YAN et F. THIELE : Sound radiation of the vortex flow past a generic side mirror. *AIAA*, 2002-2549, 2002. [2](#)
- [103] H. SCHLICHTING : *Boundary-Layer Theory*. "McGraw-Hill, New-York, 7th Ed.", 1979. [9](#), [10](#), [80](#)
- [104] F. A. SCHRAUB et S. J. KLINE : A study of the structure of turbulent boundary layer with and without longitudinal pressure gradients. Rap. tech. MD-12, Stanford University, 1965. [10](#)
- [105] M. SCHWARTZ, W. R. BENNETT et S. STEIN : *Communications systems and techniques*. New York: McGraw-Hill, 1966. [70](#)

- [106] C. H. SHERMAN, S. H. KO et B. G. BUEHLER : Measurement of the turbulent boundary layer wave-vector spectrum. *Journal of the Acoustical Society of America*, 88(1):386–390, 1990. [17](#)
- [107] L. SIMON et J. FITZPATRICK : An improved sample-and-hold reconstruction procedure for estimation of power spectra from LDA data. *Experiments in Fluids*, 37:272–280, 2004. [37](#)
- [108] S. SINCLAIR et G. G. S. PEGRAM : Empirical Mode Decomposition in 2-D space and time: a tool for space–time rainfall analysis and nowcasting. *Hydrology And Earth System Sciences*, 9(3):127–137, 2005. [74](#)
- [109] M. G. SMITH et S. WHALE : Acoustic measurement of boundary layer flow parameters. *Journal of Sound and Vibration*, 301:278–296, 2007. [85](#)
- [110] V. M. TKACHENKO, A. V. SMOL’YAKOV, V. A. KOLYSHNITSYN et V. P. MARSHOV : Wave number–frequency spectrum of turbulent pressure fluctuations: Methods of measurement and results. *Acoustical Physics*, 54(1):109–114, janiver 2008. [18](#)
- [111] M. UNSER : Spline: A perfect fit for signal and image processing. *IEEE Signal Processing Magazine*, 16(6):22–38, Novembre 1999. [71](#)
- [112] H. R. E. VAN MAANEN, H. NOBACH et L. H. BENEDICT : Improved estimator for the slotted autocorrelation function of randomly sampled LDA data. *Measurement Science and Technology*, 10:4–7, 1999. [37](#)
- [113] D. VEYNANTE et S. M. CANDEL : Application of nonlinear spectral analysis and signal reconstruction to laser doppler velocimetry. *Experiments in Fluids*, 6:534–540, 1988. [37](#)
- [114] W. W. WILLMARTH : Structure of turbulence in boundary layers. *Advances In Applied Mechanics*, 15:159–254, 1974. [10](#)
- [115] W. W. WILLMARTH : Structure of turbulence in boundary layers. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 7:13–38, 1975. [10](#)
- [116] W. W. WILLMARTH et C. E. WOOLDRIDGE : Measurement of the fluctuating pressure at the wall beneath a thick turbulent boundary layer. Rap. tech. ORA Rept. 02920-1-T, University of Michigan, 1962. [12](#)
- [117] Z. WU et N. E. HUANG : Ensemble Empirical Mode Decomposition: A Noise Assisted Data Analysis Method. Technical Report 173, Centre for Ocean-Land-Atmosphere Studies, 2004. [75](#), [76](#)