



HAL
open science

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'IDENTIFICATION DES SOURCES ACOUSTIQUES DANS LES JETS PAR L'ANALYSE DE LA FLUCTUATION DE PRESSION EN CHAMP PROCHE.

Christophe Picard

► **To cite this version:**

Christophe Picard. ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'IDENTIFICATION DES SOURCES ACOUSTIQUES DANS LES JETS PAR L'ANALYSE DE LA FLUCTUATION DE PRESSION EN CHAMP PROCHE.. Traitement du signal et de l'image [eess.SP]. Université de Poitiers, 2001. Français. NNT : . tel-00133829

HAL Id: tel-00133829

<https://theses.hal.science/tel-00133829>

Submitted on 27 Feb 2007

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

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

Université de Poitiers
U.F.R. École Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers
Centre d'Études Aérodynamiques et Thermiques

Année 2001

N° attribué par la bibliothèque

THÈSE

pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE POITIERS

Discipline : Acoustique et Dynamique des Écoulements Instationnaires

Présentée et soutenue publiquement le 18 décembre 2001 par :

Christophe PICARD

**Étude expérimentale de l'identification
des sources acoustiques dans les jets
par l'analyse de la fluctuation de pression en champ proche**

– Direction de thèse –

Michel GUILBAUD – Joël DELVILLE

– Jury –

H.-C. BOISSON	Directeur de Recherche CNRS, IMF, Toulouse	Rapporteur
J. DELVILLE	Ingénieur de Recherche CNRS, CEAT/LEA, Poitiers	Examineur
G. ELIAS	Directeur de Recherche, ONERA, Châtillon	Examineur
H. FOULON	Ingénieur d'Étude VALTTEC (CEAT - Banc Martel), Poitiers	Examineur
Y. GERVAIS	Professeur, LEA, Université de Poitiers	Examineur
M. GUILBAUD	Professeur, CEAT/LEA, Université de Poitiers	Examineur
D. JUVÉ	Professeur, École Centrale de Lyon	Rapporteur

À mes parents.

Table des matières

1	Introduction	1
2	Revue Bibliographique	7
2.1	Phénomènes aéroacoustiques des écoulements libres	7
2.1.1	Analogie de Lighthill	9
2.1.2	Energie d'un champ acoustique	13
2.1.3	Application aux écoulements turbulents libres	13
2.2	Bruits de jets libres	19
2.2.1	Développement aérodynamique d'un jet subsonique	19
2.2.2	Caractéristiques du rayonnement acoustique d'un jet subsonique	22
2.2.3	Développement aérodynamique d'un jet supersonique	25
2.2.4	Caractéristiques du rayonnement acoustique d'un jet superso- nique	27
2.3	Structures cohérentes	33
2.3.1	Concepts de structures cohérentes	34
2.3.2	Structures et champ de vitesse	36
2.3.3	Structures et champ de pression	37
2.3.4	Structures et aéroacoustique	39
2.4	Les champs de pression d'un jet	40
2.4.1	Champ interne	41
2.4.2	Champ proche	44
2.4.3	Champ lointain	48
2.5	Techniques expérimentales de caractérisation des sources acoustiques	50
2.5.1	Mesures des corrélations entre grandeurs aérodynamiques et champ acoustique lointain	50
2.5.2	Mesures des corrélations entre grandeurs aérodynamiques et champ acoustique proche	52
2.5.3	Mesures de la pression seule en champ lointain	52
2.5.4	Mesures de la pression seule en champ proche	54
2.6	Conclusions	55
3	Analyse des champs aléatoires à partir des corrélations en deux points	57
3.1	Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres	57
3.1.1	Historique	58
3.1.2	Eléments théoriques	59
3.1.3	Traitement des directions homogènes	62
3.1.4	POD et Rayonnement Acoustique	66
3.2	Estimation Stochastique Linéaire (LSE)	77

3.2.1	Fondements	77
3.2.2	Théorie générale	77
3.2.3	Propriétés de la LSE	79
3.2.4	Relation de la LSE avec la POD	80
3.3	Technique complémentaire	81
3.4	Conclusions	82
4	Mesures acoustiques réalisées au banc MARTEL	85
4.1	Présentation du banc MARTEL	85
4.1.1	Descriptif des installations	87
4.1.2	Dispositifs métrologiques	89
4.2	Expériences effectuées	90
4.2.1	Description	90
4.2.2	Acquisitions des données	93
4.2.3	Calcul des interspectres	93
4.2.4	Calcul des corrélations en deux points	94
4.3	Résultats expérimentaux	95
4.3.1	Jet à $M_j = 0,95$	95
4.3.2	Jet à $M_j = 1,5$	97
4.4	POD appliquée au champ acoustique proche	99
4.4.1	POD spectrale	100
4.4.2	POD spatiale	118
4.5	Conclusions	122
5	Etude expérimentale d'un jet subsonique	125
5.1	Dispositif expérimental	126
5.1.1	Soufflerie	126
5.1.2	Anémométrie à fils chauds	127
5.1.3	Peigne de microphones	128
5.1.4	Moyens de mesures	129
5.2	Description de l'écoulement	132
5.3	Expériences réalisées	135
5.3.1	Description des expériences	135
5.3.2	Processus d'acquisitions des données	137
5.4	Résultats expérimentaux	138
5.4.1	Validation des mesures de pression	140
5.4.2	Validation des mesures de vitesse	144
5.5	POD appliquée au champ de pression proche du jet subsonique	147
5.5.1	Résultats de la POD spectrale	147
5.5.2	Résultats de la POD spatiale	153
5.5.3	Bilan des approches POD	159
5.6	Application de la LSE	159
5.6.1	Formalisme	161
5.6.2	Estimation des tensions de Reynolds	161
5.6.3	Estimation de la vitesse de convection	164
5.6.4	Qualité de reconstruction instantanée du champ de vitesse	165
5.6.5	Interprétation des modes de la POD spatiale	168
5.6.6	Reconstruction dynamique du champ de vitesse	170
5.7	Calculs aéroacoustiques	176
5.7.1	Calcul 2D	177

5.7.2	Calcul 3D	180
5.8	Conclusions	182
6	Conclusions générales et perspectives	185
6.1	Conclusions	185
6.2	Perspectives	191
A	Figures relatives au chapitre 4 : “Mesures acoustiques réalisées au banc MARTEL”	193
B	Figures relatives au chapitre 5 : “Etude expérimentale d’un jet subsoni- que”	201
B.1	Effet de la correction de la valeur quadratique moyenne de la pression sur les corrélations pression-vitesses	201
B.2	POD spectrale	204
C	Modélisation statistique du rayonnement acoustique du jet subso- nique	205
C.1	Modèle $k - \epsilon$	205
C.2	Modèle statistique de rayonnement acoustique d’un jet	208
C.3	Résultats de la modélisation acoustique	209

Table des figures

2.1	Système de coordonnées du volume source.	11
2.2	Contours des corrélations de vitesse longitudinale dans le repère fixe .	15
2.3	Contours des corrélations de vitesse longitudinale dans le repère mobile	16
2.4	Coordonnées de l'observateur.	17
2.5	Visualisation Strioscopique d'un jet d'air rond	19
2.6	Structure d'un jet subsonique.	20
2.7	Profils dans la couche de mélange.	22
2.8	Directivités pour une turbulence isotrope et pour une turbulence axi- symétrique.	23
2.9	Exemple de spectres de pression acoustique normalisés de jets subso- niques.	24
2.10	Evolution du niveau de puissance acoustique.	25
2.11	Visualisation d'un jet d'air supersonique	26
2.12	Structure d'un jet supersonique parfaitement détendu.	27
2.13	Exemple de densité spectrale de puissance acoustique d'un jet super- sonique non-parfaitement détendu	28
2.14	Rayonnement d'ondes de mach.	29
2.15	Effets de la convection et de la réfraction sur la directivité du bruit de jet	32
2.16	Visualisation ombroscopique des structures cohérentes dans une couche de mélange plane	34
2.17	Exemple de décomposition triple d'une structure (Vincendeau [134]).	38
2.18	Exemple de visualisation tridimensionnelle du champ de basse pres- sion issu d'une simulation aux grandes échelles d'une couche de mélange plane (Métais [91]).	39
2.19	Évolution des fluctuations de pression du champ proche au champ lointain	47
3.1	Représentation idéalisée de la POD.	58
3.2	Exemple de spectres de pression en champ proche mesurés à 10° . . .	71
3.3	Histogrammes de l'énergie relative des valeurs propres pour plusieurs fréquences	72
3.4	Fonction propre du premier mode axisymétrique ($m = 0, n = 1$) à $S_{tD} = 0,5$	73
3.5	Fonction propre du premier mode axisymétrique ($m = 0, n = 1$) à $S_{tD} = 1,3$	74
3.6	Événement caractéristique; (a) $m = 0$, (b) $m = 1$	75
3.7	Événement caractéristique en 3 dimensions; (a) $m = 0$, (b) $m = 1$. .	76

3.8	Exemple de reconstruction dynamique par la LSE d'un champ de vitesses dans une couche de mélange en fonction de la position des points de référence	81
3.9	Exemple d'application de la technique complémentaire au champ de vitesses d'une couche de mélange; a. Projection du premier mode POD, b. Projection du mode POD sur la reconstruction LSE	82
4.1	Photo du banc MARTEL.	87
4.2	Synoptique du banc MARTEL.	88
4.3	Chaîne de mesure du banc MARTEL.	90
4.4	Schéma du montage dans le hall du banc MARTEL.	91
4.5	Photo du montage pour la position la plus élevée de l'antenne.	92
4.6	Cartographie des densités spectrales de pression; Jet à $M_j = 0,95$	95
4.7	Exemples de densités spectrales de pression; Jet à $M_j = 0,95$	96
4.8	Evolution longitudinale de la moyenne quadratique de la pression; Jet à $M_j = 0,95$	97
4.9	Cartographie des densités spectrales de pression; Jet à $M_j = 1,5$	98
4.10	Exemples de densités spectrales de pression; Jet à $M_j = 1,5$	98
4.11	Cartographie des densités spectrales de pression sans "screech"; Jet à $M_j = 1,5$	99
4.12	Evolution longitudinale de la moyenne quadratique de la pression; Jet à $M_j = 1,5$	100
4.13	Convergence POD spectrale; Jet à $M_j = 0,95$	101
4.14	Convergence POD spectrale; Jet à $M_j = 1,5$	102
4.15	Valeurs propres; Jet à $M_j = 0,95$	103
4.16	Valeurs propres; Jet à $M_j = 1,5$	104
4.17	Reconstruction d'une densité spectrale sur 3 modes; Jet à $M_j = 0,95$	105
4.18	Participation des 3 premiers modes à une densité spectrale; Jet à $M_j = 0,95$	105
4.19	Contribution des 3 premiers modes à la reconstruction d'une densité spectrale; Jet à $M_j = 0,95$	106
4.20	Reconstruction d'un spectre sur 3 modes; Jet à $M_j = 1,5$	106
4.21	Participation des 3 premiers modes à un spectre; Jet à $M_j = 1,5$	107
4.22	Contribution des 3 premiers modes à la reconstruction d'un spectre; Jet à $M_j = 1,5$	107
4.23	Moyenne quadratique de la pression; Jet à $M_j = 0,95$	108
4.24	Pression quadratique moyenne; Jet à $M_j = 1,5$	109
4.25	Vecteur propre au mode 1; Jet à $M_j = 0,95$	110
4.26	Vecteur propre au mode 2; Jet à $M_j = 0,95$	110
4.27	Vecteur propre au mode 1; Jet à $M_j = 1,5$	111
4.28	Vecteur propre au mode 2; Jet à $M_j = 1,5$	112
4.29	Reconstitution temporelle d'un échantillon de la pression en $x/D = 12,5$; Jet à $M_j = 0,95$	113
4.30	Reconstitution temporelle d'un échantillon de la pression en $x/D = 12,5$; Jet à $M_j = 1,5$	114
4.31	Champ spatio-temporel mesuré et reconstructions spatio-temporelles par la POD spectrale pour le jet à $M_j = 0,95$; contributions modales individuelles des deux premiers modes et contribution des deux premiers modes cumulés.	115

4.32	Champ spatio-temporel mesuré et reconstructions spatio-temporelles par la POD spectrale pour le jet à $M_j = 1,5$; contributions modales individuelles des deux premiers modes et contribution des deux premiers modes cumulés.	116
4.33	Événement Caractéristique; Jet à $M_j = 0,95$, position intermédiaire.	117
4.34	Événement Caractéristique; Jet à $M_j = 1,5$, position intermédiaire.	117
4.35	Convergence POD spatiale; Jet à $M_j = 0,95$	119
4.36	Convergence POD spatiale; Jet à $M_j = 0,95$	119
4.37	Tracé des trois premières fonctions propres correspondant à l'analyse POD spatiale pour les jets à $M_j = 0,95$ et $M_j = 1,5$ aux trois positions de l'antenne de microphones.	121
4.38	Champ spatio-temporel mesuré et reconstructions spatio-temporelles par la POD spatiale pour le jet à $M_j = 0,95$; contributions modales individuelles des deux premiers modes et contribution des deux premiers modes cumulés.	122
4.39	Champ spatio-temporel mesuré et reconstructions spatio-temporelles par la POD spatiale pour le jet à $M_j = 1,5$; contributions modales individuelles des deux premiers modes et contribution des deux premiers modes cumulés.	123
5.1	Schéma descriptif de la soufflerie subsonique.	127
5.2	Photographie du peigne de 12 sondes à fils chauds croisés.	128
5.3	Chaîne de mesures.	129
5.4	Description schématique de la séparation tensions moyennes/fluctuantes.	130
5.5	Système de coordonnées.	132
5.6	Caractérisation moyenne de la couche de mélange. <i>a)</i> évolution des épaisseurs de quantité de mouvement (ϕ) et de vorticité (+); <i>b)</i> évolution des profils de similitude: 10 profils de vitesse regroupés pour x variant de 50 à 250mm.	134
5.7	Profils d'énergie turbulente dans la couche de mélange.	134
5.8	Photo du montage.	135
5.9	Schéma du montage.	137
5.10	Caractéristiques moyennes mesurées par le peigne de 12 sondes de fils chauds croisés pour 16 positions longitudinales pour $x/D \in [1; 5,76]$	139
5.11	Distribution longitudinale de la pression quadratique moyenne adimensionnée.	141
5.12	Effet de la correction de la valeur quadratique moyenne de la pression sur les corrélations spatiales de pression.	142
5.13	Exemples de corrélations spatio-temporelles de pression.	143
5.14	Densités spectrales adimensionnées des fluctuations de pression.	144
5.15	Densités spectrales adimensionnées des fluctuations de vitesses proches de l'axe de la couche de mélange.	145
5.16	Densités interspectrales adimensionnées (après correction).	146
5.17	Convergence et valeurs propres de la POD spectrale; Jet subsonique.	148
5.18	Vecteur propre au mode 1; Jet subsonique.	150
5.19	Vecteur propre au mode 2; Jet subsonique.	150
5.20	Reconstruction des densités spectrales de pression à 4 positions pour différents modes de la POD spectrale; Jet subsonique.	152
5.21	Champ spatio-temporel mesuré et reconstructions spatio-temporelles par la POD spectrale; contributions modales individuelles.	154

5.22	Reconstructions spatio-temporelles par la POD spectrale; Cumuls des contributions modales et résidus (voir légende de la figure 5.21).	155
5.23	Convergence et valeurs propres de la POD spatiale; Jet subsonique.	155
5.24	Trois premières fonctions propres de la POD spatiale; Jet subsonique.	156
5.25	Coefficient de corrélation temporelle entre les coefficients de projection $a^{(1)}(t)$ et $a^{(2)}(t)$	157
5.26	Champ spatio-temporel mesuré et reconstructions spatio-temporelles par la POD spatiale.	158
5.27	Comparaisons des profils d'énergies quadratiques moyennes.	163
5.28	Pourcentage de reconstruction des tensions de Reynolds au plus proche de l'axe de la couche de mélange.	164
5.29	Estimation de la vitesse de convection.	165
5.30	Reconstruction LSE du champ de vitesses dans une tranche de l'écoulement.	167
5.31	Reconstruction spatiale LSE du champ des vitesses à partir des six premiers vecteurs propres de la POD spatiale.	169
5.32	Reconstruction spatiale LSE du champ des vitesses à partir d'une distribution aléatoire de pression.	170
5.33	Reconstruction spatio-temporelle LSE du champ de vitesse; Jet subsonique.	171
5.34	Reconstruction spatio-temporelle LSE du champ de vitesse à partir de la participation des quatre premiers modes cumulés de la POD spectrale au champ de pression; Jet subsonique.	172
5.35	Exemple de reconstruction spatio-temporelle LSE du champ de vitesse à partir du résidu de la participation des quatre premiers modes cumulés de la POD spectrale au champ de pression (à $t_0 + 0,004(s)$); Jet subsonique.	174
5.36	Champs de vortacité, de vitesse verticale et de production de turbulence à un instant donné à partir de la reconstruction instantanée de la contribution des quatre premiers modes de la POD spectrale.	175
5.37	Schéma du maillage utilisé dans le calcul bidimensionnel.	178
5.38	Directivité calculée en deux dimensions à $ \vec{X} = 50D$	179
5.39	Schéma du maillage utilisé dans le calcul tridimensionnel.	181
5.40	Directivité calculée en trois dimensions à $ \vec{X} = 50D$	181
5.41	Spectre calculé en trois dimensions à $ \vec{X} = 50D$ et à $\theta = 30^\circ$	182
A.1	Vecteurs propres des quatre premiers modes; Position Haute; $M_j = 0,95$	194
A.2	Vecteurs propres des quatre premiers modes; Position Intermédiaire; $M_j = 0,95$	195
A.3	Vecteurs propres des quatre premiers modes; Position Basse; $M_j = 0,95$	196
A.4	Vecteurs propres des quatre premiers modes; Position Haute; $M_j = 1,5$	197
A.5	Vecteurs propres des quatre premiers modes; Position Intermédiaire; $M_j = 1,5$	198
A.6	Vecteurs propres des quatre premiers modes; Position Basse; $M_j = 1,5$	199
B.1	Effet de la correction de la valeur quadratique moyenne de la pression sur les corrélations spatiales pression-vitesse longitudinale.	202

B.2	Effet de la correction de la valeur quadratique moyenne de la pression sur les corrélations spatiales pression-vitesse radiale.	203
B.3	Vecteurs propres des quatres premiers modes de la POD spectrale; Jet subsonique.	204
C.1	Maillage du domaine.	206
C.2	Détail du maillage.	206
C.3	Vitesse longitudinale moyenne (m/s).	207
C.4	Énergie cinétique turbulente moyenne (m^2/s^2).	207
C.5	Dissipation turbulente moyenne (m^2/s^3).	207
C.6	Spectre de pression mesuré par Laufer et Yen [70] à $ \vec{X} = 50D$ et $\theta = 30^\circ$	210
C.7	Directivités du modèle à $ \vec{X} = 50D$	210

Notations.

Constantes

a, b, n	Coefficients de la loi d'étalonnage d'un fil chaud.
c_o	Célérité du son d'un fluide homogène au repos.
C	Facteur de convection modifié.
$C_{a_i}, C_{b_i}, T_{f_i}, n_i$	Coefficients d'étalonnage d'une sonde à fils chauds croisés.
D	Diamètre de sortie de buse ou de tuyère.
\mathcal{D}	Etendue du domaine spatial.
f_e	Fréquence d'échantillonnage.
L	Longueur moyenne d'une cellule de choc.
L_1	Longueur de corrélation longitudinale.
L_2	Longueur de corrélation radiale.
L_a	Longueur d'une acquisition.
L_c	Longueur de cône potentiel.
L_e	Longueur d'un échantillon.
L_s	Longueur de la couche de mélange supersonique.
M_c	Nombre de Mach de convection.
M_e	Nombre de Mach d'éjection.
M_j	Nombre de Mach pleinement détendue.
n_c	Nombre de composantes vectorielles considérées dans la POD.
N_a	Nombre d'acquisitions.
N_e	Nombre d'échantillons.
N_m	Nombre de modes obtenus par la POD.
P_i	Pression génératrice.
\Re_{eD}	Nombre de Reynolds: $U_j D/\nu$.
T_i	Température génératrice.
T_e	Température d'éjection.
T_f	Température constante d'un fil chaud.
T_j	Température pleinement détendue.
U_c	Vitesse de convection.
V_e	Vitesse d'éjection.
V_j	Vitesse pleinement détendue.
\mathcal{V}	Volume source.
Δf	Largeur de bande de fréquence élémentaire.
ΔU	Différence de vitesse génératrice.
ν	Viscosité cinématique.
ρ_o	Masse volumique d'un fluide homogène au repos.
τ_ξ	Temps de décroissance de la turbulence.

Variables

$a^{(n)}$	Coefficient de projection d'ordre (n) .
C	Facteur de convection.
C_{ab}	Corrélation des fonctions f_a et f_b .
e	Tension délivrée par un anémomètre.
\bar{E}	Tension moyenne délivrée par un anémomètre.
E_n	Energie portée par les n premiers modes de la POD.
E_T	Energie portée par les N_m modes de la POD.
I	Intensité acoustique.
f	Fréquence.
G_{aa}	Densité spectrale de la fonction f_a .
M	Point d'observation en champ lointain.
p'	Fluctuation de pression.
Q	Second membre de l'équation de propagation, terme source.
S	Point source.
S_{pp}	Interspectres de pression.
S_{td}	Nombre de Strouhal basé sur le diamètre D : $f \times D/V_j$.
$S_{\omega\omega}$	Nombre de Strouhal basé sur l'épaisseur de vorticité: $f \times \delta_\omega/V_j$.
S_{ab}	Tenseur interspectral des fonctions f_a et f_b .
t	Variable temporelle.
T_{ij}	Tenseur de Lighthill.
\mathbf{u}	Vecteur vitesse.
u_i	Composante de vitesse suivant la direction i .
u'_i	Composante fluctuante de vitesse suivant la direction i .
u_{ri}	Composante de vitesse contenue dans le plan normal à la direction i d'un fil chaud.
U_a	Vitesse rapide de l'écoulement.
U_b	Vitesse lente de l'écoulement.
U, V	Composantes moyennes de vitesse suivant \mathbf{x}, \mathbf{y} .
W	Puissance acoustique.
x	Direction aval de l'écoulement.
x_i	Variable d'espace du point d'observation selon la direction i .
\mathbf{x}, \vec{X}	Vecteur définissant le point d'observation.
\mathbf{X}	Variable d'espace multidimensionnelle.
y	Direction transversale de l'écoulement.
y_i	Variable d'espace d'un point source selon la direction i .
\mathbf{y}	Vecteur définissant un point source.
\mathbf{Y}, \vec{Y}	Variable d'espace multidimensionnelle d'un point source.
α	Angle entre la direction aval de l'écoulement et la direction de l'axe d'une sonde de fils chauds croisés; Coefficient intervenant dans le facteur de convection C .
δ	Fonction de Dirac.
δ_{ij}	Symbole de Kronecker.
δ_ω	Epaisseur de vorticité.
η	Variable de similitude spatiale.
$\lambda^{(n)}$	Valeur propre d'ordre (n) .
$\varphi^{(n)}$	Vecteur propre d'ordre (n) .
$\Phi^{(n)}$	Fonction propre d'ordre (n) .
Ψ_{ab}	Interspectre des fonctions f_a et f_b .
ρ	Masse volumique.
ρ_{pp}	Coefficients de corrélations des fluctuations de pression.

σ	Taux d'expansion.
σ_g^2	Variance de la grandeur g .
τ	Délai temporel.
τ_{ij}	Tenseur des contraintes visqueuses.
θ	Angle entre la direction aval de l'écoulement et l'observateur.
Θ	Epaisseur de quantité de mouvement.

Symboles et Opérateurs

g^*	Complexe conjugué de la grandeur g .
$\tilde{g}^{(n)}$	Contribution du mode d'ordre (n) de la POD à la reconstruction de la grandeur g .
\tilde{g}	Transformée ou Série de Fourier de la grandeur g .
$\langle g \rangle$	Moyenne d'ensemble de la grandeur g .
\hat{g}	Estimation Stochastique de la grandeur g .
\bar{g}	Moyenne temporelle de la grandeur g .
$ \mathbf{x} $	Norme du vecteur \mathbf{x} .
$\ g\ $	Norme de la grandeur complexe g .
∇^2	Laplacien.
∇	Gradient.
\square^2	Opérateur linéaire de propagation, d'Alembertien.
$\text{erf}()$	Fonction d'erreur.
$TF\{g\}$	Transformée de Fourier de la grandeur g .
$TF^{-1}\{g\}$	Transformée de Fourier inverse de la grandeur g .

Abbréviations

CEAT	Centre d'Etudes Aérodynamiques et Thermiques.
CNES	Centre National des Etudes Spatiales.
CST	Corrélation spatio-temporelle.
ECL	Ecole centrale de Lyon.
FFT	Transformée de Fourier rapide.
LEA	Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques.
LSE	Estimation Stochastique Linéaire.
MARTEL	Moyen Aéroacoustique de Recherche et Technologie sur l'Environnement des Lanceurs.
NASA	National Aeronautics and Space Administration.
ONERA	Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales.
POD	Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres.

Chapitre 1

Introduction

Avec le développement industriel, la nécessité de la compréhension de l'origine des bruits, parfois intenses, est devenue indispensable. Les nuisances sonores sont non seulement difficiles à supporter, voire dangereuses, pour l'homme mais sont également la source de vibrations qui peuvent endommager les machines et leurs équipements. C'est en particulier le cas dans le domaine des transports aériens et spatiaux où les phénomènes aérodynamiques liés à l'échappement des gaz des systèmes propulsifs participent de façon prépondérante à la génération de bruit.

Il aura fallu attendre le début des années 1950 avec les travaux de Lighthill ([77], [78]) pour que le problème des bruits d'origine aérodynamique trouve une base mathématique et que naisse ainsi réellement la discipline de l'aéroacoustique. Partant des équations de Navier-Stokes, qui décrivent complètement les mouvements fluides d'un écoulement, Lighthill propose de calculer le bruit rayonné par un écoulement libre à partir d'une équation de propagation classique avec second membre. Le problème revient ainsi à calculer le rayonnement en espace libre et au repos d'une source fictive constituée par un volume fluide turbulent. L'analogie avec une équation de propagation classique est intéressante car le formalisme des fonctions de Green appliqué à l'opérateur de propagation est relativement simple en espace libre. Cependant, la résolution de cette équation nécessite la connaissance complète du terme source, des grandeurs aérodynamiques qui ne peuvent être déterminées qu'en résolvant totalement les équations de Navier-Stokes.

La résolution numérique complète des équations de Navier-Stokes est aujourd'hui possible grâce à l'accroissement considérable des performances des matériels informatiques observé au cours de ces quinze dernières années. Cependant, les simulations numériques fines d'écoulements restent encore limitées à des configura-

tions simples. En ce qui concerne les applications à caractère industriel, seules la modélisation et l'interprétation physique du terme source permettent d'obtenir des résultats intéressants. C'est d'ailleurs l'approche qui a été suivie par les chercheurs et les ingénieurs lors des premières mises en applications de la théorie de Lighthill, qui a permis de prouver le bien-fondé de cette théorie et qui a largement contribué à la compréhension actuelle des phénomènes de génération de bruit dans les jets.

Le terme source de l'équation de Lighthill comprend la génération du bruit par les interactions des vitesses, les effets entropiques et thermiques, et la dissipation visqueuse. On s'intéresse particulièrement, dans cette étude, aux mécanismes liés à la dynamique du champ de vitesse qui représente bien souvent, par ailleurs, la source principale de bruit. Plus précisément, il existe au sein des écoulements turbulents un degré élevé d'organisation des mouvements fluides perceptible à travers la mise en évidence de structurations aux grandes échelles, appelées "structures cohérentes". La définition exacte des structures cohérentes n'est pas unanimement établie, mais il est admis, au moins en terme énergétique, qu'il existe des structures particulières, dont le rôle est dominant dans les phénomènes turbulents et encore mal connu dans la génération de bruit de jet. Des visualisations d'écoulements ont, en premier lieu, mis en évidence l'existence de ces structures organisées. D'un point de vue purement expérimental, la notion d'organisation de l'écoulement a été initialement introduite à partir de la mesure des corrélations de vitesse en deux points et donc par une approche statistique de la turbulence. En particulier, deux approches utiles à l'extraction des structures cohérentes dans les écoulements turbulents ont été introduites par Lumley [83], la Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres (ou *Proper Orthogonal Decomposition*: POD) et par Adrian [1], l'Estimation Stochastique Linéaire (ou *Linear Stochastic Estimation*: LSE).

De grands programmes de recherche tant publics que privés, nationaux et internationaux, visant à améliorer la connaissance des phénomènes aéroacoustiques dans le but de les maîtriser, ont récemment vu le jour. Le Laboratoire d'Études Aérodynamiques de Poitiers (LEA) s'inscrit dans ce cadre puisque les intérêts scientifiques, en particulier ceux du groupe Acoustique, concernent, entre autres, la production de bruits par des jets rapides. Le laboratoire est en effet doté d'une installa-

tion exceptionnelle permettant de reproduire de façon assez fidèle l'ambiance acoustique des propulseurs des lanceurs spatiaux au décollage : le banc MARTEL installé à Poitiers sur le site du Centre d'Études Aérodynamiques et Thermiques (CEAT). Cette installation génère des écoulements de jet très rapides, chauds, proches des réalités industrielles. Les conditions aérodynamiques sévères inhérentes à ce type d'écoulements posent des problèmes métrologiques lorsqu'il s'agit de mesurer les grandeurs aérodynamiques internes. C'est en particulier le cas si l'on s'intéresse au champ de vitesse afin d'étudier les mouvements turbulents au sein de tels jets. L'importance de disposer de techniques expérimentales non intrusives est évidente face à ce type d'écoulements. Une approche originale de ce problème a été proposée récemment par Arndt *et al.* [4]. Leur étude, étude de référence instigatrice de ce travail, montre que le champ de pression hydrodynamique proche d'un écoulement est localement représentatif des événements aérodynamiques aux grandes échelles qui se produisent dans la couche de mélange. La pression est, par ailleurs, une quantité que l'on peut mesurer grâce à des moyens métrologiques simples à mettre en œuvre. En utilisant la technique POD appliquée au champ de pression, ils montrent que ce dernier peut être utilisé afin de caractériser la dynamique des grosses structures.

On s'attache ici, à l'instar d'Arndt *et al.* [4], à l'étude de la caractérisation les mouvements cohérents dans les écoulements turbulents de jet par la mesure des fluctuations de pression (c'est à dire : au voisinage immédiat de la zone de mélange) en champ proche dans le but d'en préciser le rôle dans le processus de génération de bruit. On obéit alors à une double motivation : en premier lieu comprendre ce rôle ; on espère ensuite, par le développement d'une telle méthode, obtenir un moyen expérimental non intrusif d'investigation de ces mouvements, bien adapté à des jets rapides. Avec ces objectifs en tête et disposant de l'installation adéquate, il a été décidé d'effectuer les premières expérimentations au banc MARTEL. Cette entreprise ambitieuse s'avèrera relativement infructueuse dans la mesure où les résultats obtenus donneront lieu à des difficultés d'interprétation. Les causes principales des problèmes rencontrés seront liées à des contraintes purement matérielles (disposition des sondes par exemple) mais aussi à une relative méconnaissance des caractéristiques aérodynamiques des jets étudiés. En effet, il est indispensable de posséder des connaissances minimales sur l'organisation turbulente de l'écoulement et tout particulièrement de la zone de mélange pour interpréter les résultats et sta-

tuer sur l'efficacité et l'intérêt de la méthode. De plus l'outil statistique utilisé lui-même, la POD, conduit à des résultats qui sont difficilement interprétables de façon directe et pouvant aisément être reliés à la physique des phénomènes mis en jeux. Enfin, il semble indispensable, pour pouvoir "relier de manière phénoménologique" le champ de pression en champ proche à la dynamique au sein de la zone de mélange du jet, de pouvoir pour le moins accéder à une mesure de cette dynamique et, qui plus est, si possible de la "corrélér" au comportement dynamique du champ de pression en champ proche. Nous aurions alors pu, pour répondre à ces objectifs et contraintes, mettre en place des moyens expérimentaux supplémentaires, malgré la lourdeur et les difficultés qu'engendre une telle tâche (ce que, d'ailleurs, nous cherchons à éviter à terme grâce à l'utilisation de cette méthode). Or, le banc MARTEL n'a pas pour vocation d'accueillir des campagnes de mesures purement exploratoires, la durée d'une rafale étant faible et son prix relativement élevé. Par conséquent, il est apparu nécessaire d'aborder cette étude dans une configuration plus simple. Nous avons alors réalisé des mesures simultanées de pression en champ proche et de vitesses dans un écoulement à faible vitesse pouvant fonctionner en régime continu. La soufflerie et les matériels utilisés autorisent des expérimentations de longues durées et sont peu coûteuses. En opérant sur un jet à faible vitesse on minimise ainsi les perturbations acoustiques générées par la présence intrusive de sondes anémométriques dans l'écoulement. L'essentiel de l'approche acoustique menée dans cette étude sera donc réalisé à partir d'une configuration de jet largement subsonique (vitesse d'éjection de l'ordre de 15 m/s) pour lequel des mesures de vitesse dans la zone de mélange de jet pourront être réalisées concomitamment avec l'utilisation de sonde microphoniques, le bruit propre généré par l'insertion dans l'écoulement des sonde anémométriques restant limité. Ce choix se heurte alors à un handicap lié aux faibles niveaux de pression fluctuante générée par ce type de jet, à la limite de la sensibilité des capteurs en zone proche : on sera amené à placer l'antenne de microphones très près de la zone de mélange, et largement en dessous du seuil mesurable de niveau acoustique en champ lointain. On a de ce fait préféré se placer dans une configuration favorisant l'aspect dynamique de l'approche, c'est à dire pouvoir relier la pression en champ proche aux fluctuations de vitesse au sein de la zone de mélange. Ceci se fera alors au détriment de la possibilité de mesurer le rayonnement acoustique de ce jet. Néanmoins, on verra que l'on peut obtenir des résultats intéressants et significatifs.

Organisation du document

Outre ce chapitre d'introduction, ce document comporte quatre chapitres et trois annexes dont l'enchaînement respecte la chronologie de la démarche suivie.

Chapitre 2

Ce chapitre effectue la revue bibliographique des éléments qui sont à la base de ce travail. On présente tout d'abord les généralités théoriques de l'aéroacoustique des écoulements turbulents à travers le principe de l'analogie de Lighthill. On aborde ensuite les cas particuliers des bruits de jets turbulents libres subsoniques et supersoniques et on décrit les divers phénomènes aérodynamiques à l'origine des bruits de jets. On s'intéresse en particulier au rôle joué par les structures cohérentes qui se développent dans les couches de mélange. On tente ensuite de préciser les terminologies de champ proche et champ lointain selon le point de vue de l'hydrodynamicien ou de l'acousticien et l'on montre que le champ de pression proche d'un jet est localement représentatif des événements aérodynamiques aux grandes échelles qui se produisent dans la couche de mélange. Celui-ci peut donc être utilisé a priori afin de caractériser la dynamique des grosses structures et préciser leur rôle dans le processus de génération de bruit. Enfin, le chapitre se termine par une description rapide des diverses techniques expérimentales d'identification des sources acoustiques dans les jets.

Chapitre 3

Ce chapitre est consacré à la description des techniques de traitement des signaux aléatoires qui sont utilisées dans cet étude: la Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres (POD) et l'Estimation Stochastique Linéaire (LSE). Elles sont habituellement appliquées aux champs de vitesse dans les écoulements où elles permettent d'extraire de ces champs spatio-temporels, d'apparence aléatoire, une partie cohérente que l'on identifie à des structures dont on peut décrire la dynamique. On présente ensuite l'étude menée par Arndt *et al.* [4]. Ces chercheurs proposent de qualifier le champ proche d'un jet et, via la décomposition orthogonale aux valeurs propres, d'en extraire le comportement associé à la dynamique des structures cohérentes. Cette approche conduit à une méthode expérimentale non intrusive de caractérisation des grosses structures turbulentes, sources de bruits intrinsèques aux jets.

Chapitre 4

L'analyse du champ de pression proche de jets par la décomposition orthogonale

aux valeurs propres est testée dans les ambiances acoustiques sévères générées par le banc MARTEL. Ce chapitre présente les installations du banc MARTEL et expose les configurations expérimentales retenues. La mesure du champ de pression proche est effectuée dans une configuration spatiale simple pour un jet transonique et un jet supersonique. Les caractéristiques des champs de pression sont présentées et les résultats de l'approche POD sont analysés. On montre que les résultats de l'application de la POD au champ de pression proche sont similaires à ceux obtenus par Arndt *et al.* [4] mais on est confronté à des difficultés d'interprétation physique des modes POD.

Chapitre 5

Devant ces difficultés, on décide de simplifier le problème en s'intéressant à un jet subsonique. Il est apparu essentiel d'utiliser la relation particulière qui existe entre le champ fluctuant de vitesse dans la couche de mélange d'un jet et le champ de pression proche du jet. Nous présentons dans un premier temps les moyens expérimentaux permettant de mesurer simultanément la distribution longitudinale des fluctuations de pression proche et des fluctuations des vitesses radiales et axiales dans plusieurs tranches de la couche de mélange d'un jet subsonique à faible vitesse. Grâce à ces expérimentations, les corrélations spatiales vitesses-pression sont connues dans tous le domaine de mesure. À partir de ces corrélations et via l'Estimation Stochastique Linéaire, nous obtenons un modèle tourbillonnaire qui permet d'associer un champ de vitesses cohérentes à toute réalisation instantanée du champ de pression. Ce modèle fournit alors une interprétation physique des modes POD de pression et nous montrerons que le champ de vitesse est générateur de bruit en champ lointain.

Enfin, ce document est clos par un chapitre présentant les conclusions générales de l'étude ainsi que les perspectives à donner à ce travail.

Chapitre 2

Revue Bibliographique

On s'intéresse dans cette étude à la possibilité d'identifier les sources acoustiques dans les écoulements turbulents de jets par la mesure des fluctuations de pression en champ proche. La première partie de ce chapitre est consacrée à la présentation générale des bases théoriques de l'aéroacoustique des écoulements turbulents à travers le principe de l'analogie de Lighthill ([77], [78]). Les cas particuliers des bruits de jets turbulents libres subsoniques et supersoniques sont ensuite abordés et les divers phénomènes aérodynamiques à l'origine de bruits y sont décrits. Le rôle particulier joué dans la génération de bruits par les structures cohérentes qui se développent dans la couche de mélange, est exposé plus en détail. On tente ensuite de préciser les terminologies de champ proche et champ lointain selon le point de vue de l'hydrodynamicien ou de l'acousticien. Enfin, le chapitre se termine par une description rapide des diverses techniques expérimentales d'identification des sources acoustiques dans les jets.

2.1 Phénomènes aéroacoustiques des écoulements libres

Les bases théoriques de l'acoustique apparaissent au cours du XIX^{ième} siècle. A partir des équations de la mécanique des fluides, la propagation en espace libre des ondes acoustiques dans un milieu homogène au repos sans perturbation extérieure est régie par une équation devenue classique :

$$\square^2 \rho = \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_o^2 \nabla^2 \rho = 0,$$

avec c_0 la célérité de l'onde et \square^2 l'opérateur linéaire de propagation (d'Alembertien) appliqué à la masse volumique ρ , variable acoustique. Ces phénomènes propagatifs en espace libre au repos furent très vite compris et maîtrisés grâce aux linéarisations des équations, les approximations usuelles de l'acoustique, valides pour les petites perturbations, et qui ne sont pas applicables en présence d'écoulements. Avec le développement industriel, celui des transports aériens en particulier, la nécessité de la compréhension des bruits parfois intenses d'origine aérodynamique s'accrût progressivement. Il aura fallu attendre le début des années 1950 avec les travaux de Lighthill ([77], [78]) pour que ce problème trouve une base mathématique et que naisse la discipline de l'aéroacoustique.

Partant des équations de Navier-Stokes, Lighthill ([77], [78]) propose de calculer le bruit rayonné par un écoulement turbulent libre à partir d'une équation de propagation classique en espace libre et au repos avec un second membre Q , terme source contenant les fluctuations des grandeurs turbulentes aérodynamiques. Cette équation s'écrit alors : $\square^2 \rho = Q$. L'analogie consiste en une séparation entre la source fictive constituée par le volume fluide turbulent et l'espace fluide environnant au repos sur lequel agit la source. L'intérêt de cette analogie tient dans le fait que l'utilisation du formalisme des fonctions de Green appliqué à l'opérateur \square^2 est relativement simple en espace libre. Le champ acoustique s'exprime alors comme une intégrale sur le volume des sources turbulentes. Cependant, l'inconvénient majeur de cette équation est immédiat car en toute rigueur sa résolution nécessite la connaissance complète du terme source qui ne peut être déterminé qu'en résolvant totalement les équations de Navier-Stokes dans la région source. En définitive, cette analogie de Lighthill fournit une base théorique exacte du bruit d'origine aérodynamique où seules la modélisation et l'interprétation physique du terme source permettent d'obtenir des résultats intéressants.

Bien entendu, il existe de nombreux développements de cette théorie. Proudman [110] est le premier à proposer une modélisation du terme source dans le cas d'une turbulence isotrope. Ffowcs Williams [44] effectue l'analyse dimensionnelle de cette analogie et précise les effets de la convection des sources. Le cas du jet libre subsonique est étudié par Lilley [79], Ribner ([112], [113]), Pao et Lowson [103], Goldstein et Rosenbaum [54]. Ffowcs Williams [45] étend l'analogie de Lighthill aux écoulements supersoniques.

Certains auteurs proposent d'autres approches de l'analogie acoustique. Powell [109] puis Howe [61] reformulent le terme source à partir de la vitesse et de son

rotationnel. Ribner [112], quant à lui, utilise le champ de pression proche, appelé “pseudo-son”¹, calculé grâce à l’équation de Poisson. Phillips [106], Pao [102] et Lilley [80] proposent une analogie acoustique avec un opérateur de propagation plus complexe prenant en compte l’interaction entre l’écoulement moyen et l’acoustique. Citons finalement quelques excellents ouvrages de synthèse de l’analogie de Lighthill : Doak [38], Crighton [31], Goldstein [53], Ffowcs Williams [46], Ribner [115] et Blake [16].

Enfin, il existe une autre approche de la génération de bruit par les jets libres. Elle est développée pour une grande part par Tam ([125] [127], [123], [126] [124]) et est relativement différente de l’analogie acoustique. Il s’agit d’un modèle stochastique des ondes instables de l’écoulement. Ce modèle original permet d’identifier les phénomènes physiques à l’origine du bruit.

2.1.1 Analogie de Lighthill

Lighthill ([77], [78]) propose de calculer le bruit rayonné par un écoulement turbulent contenu dans un volume fluide homogène infini dont la vitesse du son c_o et la masse volumique ρ_o sont constantes. Pour cela, il utilise les équations de la dynamique des fluides :

Equation de conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial y_i} = 0 \quad (2.1)$$

Equation de conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial y_j} = \frac{\partial(\tau_{ij} - p\delta_{ij})}{\partial y_j} \quad (2.2)$$

où $\rho u_i u_j$ est le tenseur de Reynolds² et τ_{ij} le tenseur des contraintes visqueuses. En effectuant la soustraction de la dérivée temporelle de l’équation de conservation de la masse et de la divergence de l’équation de conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial(2.1)}{\partial t} - \frac{\partial(2.2)}{\partial y_i}$$

¹ Approche exposée en section 2.4.2. ² En toute rigueur, le tenseur de Reynolds ne fait intervenir que la part fluctuante u'_i des composantes de vitesse mais il est d’usage dans le domaine de l’aéroacoustique d’effectuer cet abus d’appellation. Le tenseur $\rho u_i u_j$ comprend donc bien les parties moyennes et fluctuantes des vitesses.

et en ajoutant

$$-c_o^2 \nabla^2 \rho = -\frac{\partial^2 (c_o^2 \rho \delta_{ij})}{\partial y_i \partial y_j}$$

à chacun des membres, on obtient finalement l'équation de Lighthill :

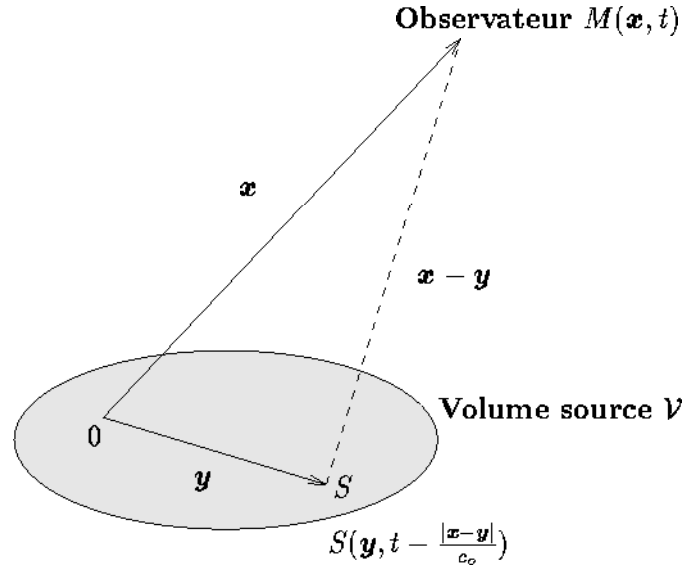
$$\square^2 \rho = \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_o^2 \nabla^2 \rho = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j}. \quad (2.3)$$

T_{ij} est appelé le tenseur de Lighthill : $T_{ij} = \rho u_i u_j + (p - c_o^2 \rho) \delta_{ij} - \tau_{ij}$. Cette équation est une reformulation exacte des équations de Navier-Stokes et se ramène à l'équation de propagation homogène classique en espace libre au repos. Il y a donc une analogie entre les fluctuations de masse volumique dans un écoulement et celles produites par une distribution de sources de force T_{ij} dans un milieu homogène au repos. Ainsi, T_{ij} représente une densité de force instantanée d'une distribution volumique de sources acoustiques agissant sur le milieu homogène au repos.

Pour obtenir une solution de l'équation de Lighthill 2.3, on considère que le terme source de cette équation, la double divergence du tenseur de Lighthill, est nul en dehors d'un volume \mathcal{V} supposé contenir toutes les perturbations. Si l'on cherche à calculer le champ acoustique en un point M situé en dehors de ce volume, en champ libre, la fonction de Green associée est alors très simple et la solution de l'équation de Lighthill s'écrit ([16] , [53]) :

$$\rho(\mathbf{x}, t) - \rho_o = \frac{1}{4\pi c_o^2} \int_{\mathcal{V}} \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} \left[\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j}(\mathbf{y}, \tau) \right]_{\tau = t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|}{c_o}} d\mathbf{y}, \quad (2.4)$$

où \mathbf{x} est le vecteur qui définit la position du point d'observation et \mathbf{y} celui de la position du point source S (c.f. figure 2.1).

FIG. 2.1 – *Système de coordonnées du volume source.*

L'équation 2.4 est une équation des potentiels retardés, c'est à dire que les fluctuations de masse volumique au point \mathbf{x} et au temps t sont produites par la distribution des termes sources au point \mathbf{y} pris au temps retardé $\tau = t - |\mathbf{x} - \mathbf{y}|/c_0$. La fonction de Green n'apparaît pas explicitement dans cette équation. Elle est pourtant bien présente et elle apparaît dans le formalisme du temps retardé ainsi que sous la forme de la pondération spatiale $|\mathbf{x} - \mathbf{y}|$.

A ce stade, il est nécessaire d'effectuer une interprétation physique de cette équation car elle contient un paradoxe. En effet, on obtient des fluctuations de masse volumique dans une région externe au volume source \mathcal{V} , supposé être nul dans cette région, source qui contient précisément, entre autres, des fluctuations de masse volumique et les effets de l'interaction entre l'écoulement et le champ acoustique. Les effets de réfraction et de diffusion des ondes acoustiques par la turbulence ne peuvent donc pas être modélisés explicitement. La séparation entre la région turbulente et la région acoustique ne peut être totale qu'au prix d'une reformulation de l'analogie. Ceci constitue le seul inconvénient de cette formulation de Lighthill et justifie les développements de la théorie effectués par exemple par Ribner [112] ainsi que les autres approches de l'analogie acoustique (opérateur de propagation plus complexe) développées par Phillips [106], Pao [102] et Lilley [80].

Il existe d'autres formes de l'équation intégrale 2.4 qui autorisent des approches différentes des calculs. En appliquant le théorème de la divergence (Goldstein [53])

à l'équation 2.4, les dérivées par rapport au point source \mathbf{y} deviennent des dérivées par rapport au point d'observation \mathbf{x} :

$$\rho(\mathbf{x},t) - \rho_0 = \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{\mathcal{V}} T_{ij} \left(\mathbf{y}, t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|}{c_0} \right) \frac{d\mathbf{y}}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|}. \quad (2.5)$$

D'autre part, en supposant que le point d'observation \mathbf{x} se situe en champ lointain³ c'est à dire à $x = |\mathbf{x}| \gg \lambda$ (λ est une longueur d'onde acoustique caractéristique) et $x \gg |\mathbf{y}|$, la solution de l'équation de Lighthill s'écrit alors :

$$\rho(\mathbf{x},t) - \rho_0 = \frac{1}{4\pi c_0^4} \frac{x_i x_j}{x^3} \int_{\mathcal{V}} \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2} \left(\mathbf{y}, t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|}{c_0} \right) d\mathbf{y}. \quad (2.6)$$

Ces trois formulations, qui ne sont pas les seules à exister dans la littérature (c.f. ouvrages de synthèse), sont toutes basées sur le même terme source T_{ij} , le tenseur de Lighthill qui comprend la génération du bruit par :

- le tenseur de Reynolds ($\rho u_i u_j$),
- les effets entropiques et thermiques (terme $(p - c_0^2 \rho) \delta_{ij}$),
- la dissipation visqueuse (terme τ_{ij}).

La formulation intégrale de Lighthill ne peut donc se résoudre que par la connaissance totale des composantes du terme source. Dans la plupart des cas et en particulier ceux rencontrés dans le secteur industriel, le seul moyen de lever cette difficulté est de procéder à des approximations et simplifications du tenseur de Lighthill sous certaines conditions valides d'un point de vue physique et généralement bien vérifiées :

- Pour les écoulements à grand nombre de Reynolds⁴, le tenseur des contraintes visqueuses τ_{ij} est négligeable devant le tenseur de Reynolds $\rho u_i u_j$.
- En supposant l'écoulement isentropique et homogène en température, on peut négliger le terme $(p - c_0^2 \rho) \delta_{ij}$.
- Dans le cas d'une turbulence incompressible, le tenseur de Reynolds peut être approché par $\rho_0 u_i u_j$. Notons que cette restriction peut également s'appliquer aux écoulements supersoniques.

En définitive, le tenseur de Lighthill réduit à $T_{ij} = \rho_0 u_i u_j$ est la forme retenue dans cette étude.

³ Cette notion et les approximations associées seront explicitées plus en détails au cours de ce chapitre (section 2.4). ⁴ Le nombre de Reynolds est le rapport des forces d'inertie sur les forces visqueuses.

2.1.2 Energie d'un champ acoustique

Il convient d'introduire à ce stade les grandeurs physiques d'énergie et de puissance acoustiques. Un champ sonore se caractérise par la vitesse particulaire et les fluctuations de pression et de masse volumique. À partir des équations de l'acoustique linéaire (Bruneau [25] et Lévy [75]), on définit l'énergie acoustique instantanée, le vecteur intensité acoustique instantanée, comme le produit de la pression instantanée par la vitesse particulaire instantanée.

Si l'on adopte une notation complexe harmonique pour la pression et la vitesse particulaire, on peut montrer que le vecteur intensité acoustique instantanée comprend deux termes distincts. Le premier qui est indépendant du temps, et qui correspond à la moyenne temporelle de l'intensité instantanée, est appelé intensité acoustique active. Le deuxième est dépendant du temps et est appelé intensité acoustique réactive. Ces deux termes restent des quantités vectorielles. L'intensité active est un champ à divergence nulle qui traduit le transfert local de l'énergie acoustique. L'intensité réactive est un champ à rotationnel nul qui traduit les échanges locaux d'énergie non propagative mettant en évidence le caractère stationnaire du champ d'ondes. Les intensités active et réactive sont perpendiculaires au voisinage (champ proche) des sources très directives tandis qu'elles sont colinéaires loin des sources (champ lointain).

Dans le cas d'ondes planes et d'ondes sphériques ou cylindriques en champ lointain, l'intensité active (au point d'observation défini par le vecteur \mathbf{x}) est égale à :

$$I(\mathbf{x}) = \frac{\overline{p'^2(\mathbf{x})}}{\rho_0 c_0}$$

où $\overline{p'^2(\mathbf{x})}$ est la moyenne quadratique de la fluctuation de pression p' .

La puissance acoustique W d'une source se calcule par intégration de l'intensité acoustique sur une sphère de rayon x .

2.1.3 Application aux écoulements turbulents libres

La détermination de la pression en champ lointain passe par la connaissance du tenseur de Reynolds dans tout le domaine turbulent à chaque instant. La difficulté d'obtenir une telle information a conduit les chercheurs et les ingénieurs à opter pour une approche statistique du problème lors des premières mises en applications de la théorie de Lighthill. En effet, le calcul de l'énergie acoustique en champ lointain requiert, nous le verrons, la connaissance des corrélations spatio-temporelles de vitesse

en deux points, quantités plus aisées à obtenir. Cette approche a permis de valider la théorie de Lighthill et a largement contribué à la compréhension actuelle des phénomènes de génération de bruit dans les jets. Ce n'est que ces quinze dernières années que, grâce à l'accroissement considérable de la puissance des matériels informatiques, les simulations numériques d'écoulements purent se développer et conduire à des approches spatio-temporelles des phénomènes de génération de bruit.

Approche statistique de la turbulence

On peut obtenir l'intensité acoustique moyenne à partir de la fonction d'auto-corrélation de la fluctuation de pression p' définie par :

$$C_{pp}(\mathbf{x}, \tau) = \overline{p'(\mathbf{x}, t + \tau)p'(\mathbf{x}, t)},$$

ainsi, l'intensité acoustique moyenne vaut :

$$I(\mathbf{x}) = \frac{C_{pp}(\mathbf{x}, 0)}{\rho_0 c_0}.$$

En champ lointain, on exprime facilement la fonction d'autocorrélation de la pression à partir d'une des formulations de l'analogie de Lighthill exposées en section précédente en supposant que $p' = (p - p_0) = c_0^2(\rho - \rho_0)$. A partir par exemple de l'équation 2.6, il vient :

$$C_{pp}(\mathbf{x}, \tau) = \frac{\rho_0}{16\pi^2 c_0^5} \frac{x_i x_j x_k x_l}{x^6} \times \iint_{\mathcal{V}} \overline{\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2} \left(\mathbf{y}, t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|}{c_0} \right) \frac{\partial^2 T_{kl}}{\partial t^2} \left(\mathbf{y}', t + \tau - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}'|}{c_0} \right)} d\mathbf{y} d\mathbf{y}'.$$

Lorsque le tenseur de Lighthill est réduit sous la forme $T_{ij} = \rho_0 u_i u_j$, en introduisant la variable de séparation $\boldsymbol{\eta} = \mathbf{y}' - \mathbf{y}$ sous hypothèse de champ lointain ($x \gg |\boldsymbol{\eta}|$) et en considérant la turbulence stationnaire, l'autocorrélation de pression s'écrit⁵ :

$$C_{pp}(\mathbf{x}, \tau) = \frac{\rho_0}{16\pi^2 c_0^5} \frac{x_i x_j x_k x_l}{x^6} \frac{\partial^4}{\partial \tau^4} \iint_{\mathcal{V}} \mathcal{R}_{ijkl} \left(\mathbf{y}, \boldsymbol{\eta}, \tau + \frac{\boldsymbol{\eta} \cdot \mathbf{x}}{x c_0} \right) d\mathbf{y} d\boldsymbol{\eta},$$

où \mathcal{R}_{ijkl} est le tenseur des corrélations de vitesses d'ordre 4 et en deux points :

⁵ Le lecteur trouvera les justifications et les développements de cette équation dans tous les ouvrages de synthèse cités précédemment.

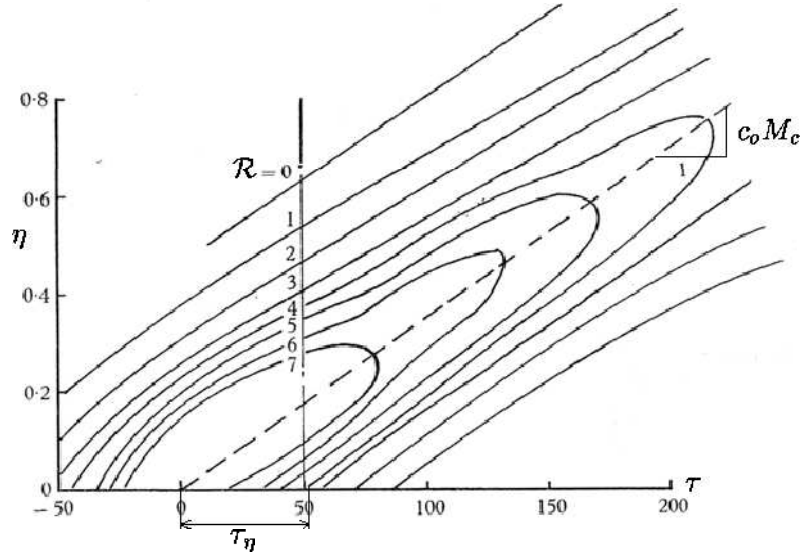


FIG. 2.2 – Contours des corrélations de vitesse longitudinale dans le repère fixe d'après Davies *et al.* [36].

$$\mathcal{R}_{ijkl}(\mathbf{y}, \boldsymbol{\eta}, \tau) = \frac{\overline{T_{ij}(\mathbf{y}, t) T_{kl}(\mathbf{y} + \boldsymbol{\eta}, t + \tau)}}{\rho_0^2}.$$

Un exemple de corrélations spatio-temporelles de la vitesse longitudinale mesurées dans la couche de mélange d'un jet circulaire par Davies *et al.* [36] est donné en figure 2.2. Finalement, la compréhension du rayonnement acoustique en espace libre des écoulements turbulents passe par la connaissance des propriétés statistiques des corrélations de vitesses.

On peut poursuivre le développement (Ffowcs Williams [45] et Ribner [112]) en faisant l'hypothèse que l'écoulement moyen est quasi-unidirectionnel suivant la direction y_1 , axe aval de l'écoulement. On peut alors définir une vitesse de convection de la turbulence U_c et introduire un repère mobile lié à la convection par : $\boldsymbol{\xi} = \boldsymbol{\eta} - U_c \tau \mathbf{y}_1$. Dans ces conditions, le tenseur des corrélations de vitesses devient $R_{ijkl}(\mathbf{y}, \boldsymbol{\xi}, \tau) = \mathcal{R}_{ijkl}(\mathbf{y}, \boldsymbol{\eta}, \tau)$. Il peut être interprété comme le tenseur des corrélations vu par un observateur se déplaçant à la vitesse U_c et mesurant les fluctuations de vitesses par rapport à un repère fixe entre deux points séparés de $\boldsymbol{\xi}$ dans le repère mobile. Dans ce cas, l'exemple de corrélations spatio-temporelles de la vitesse longitudinale donné en figure 2.2 (correspondant à $\mathcal{R}_{1111}(\mathbf{y}, \boldsymbol{\eta}, \tau)$) a pour équivalent dans le repère mobile les corrélations $R_{1111}(\mathbf{y}, \boldsymbol{\xi}, \tau)$ données en figure 2.3.

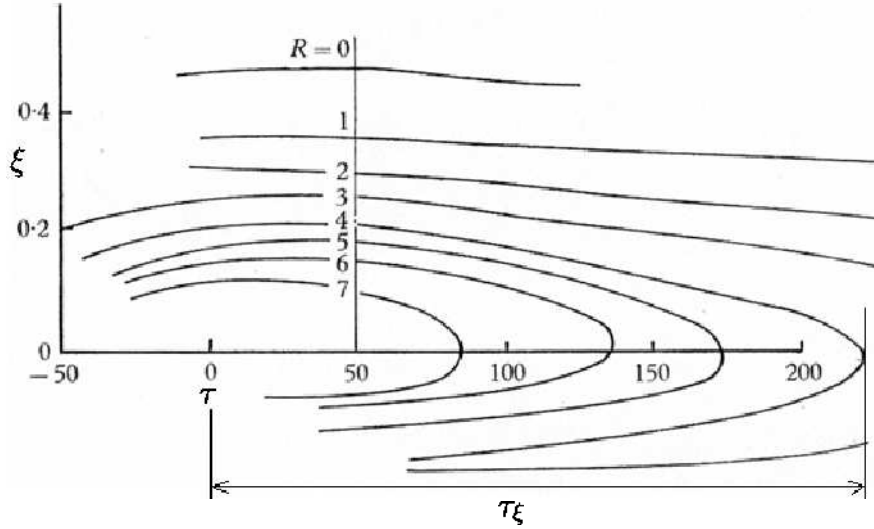


FIG. 2.3 – Contours des corrélations de vitesse longitudinale dans le repère mobile d'après Davies et al. [36].

Les contributions sonores de deux points séparés de $\boldsymbol{\eta}$ dans le volume source sont reçues au point \boldsymbol{x} en deux instants séparés de $\Delta t = \boldsymbol{\eta} \cdot \boldsymbol{x} / c_0$. En considérant les deux points du volume source confondus ($\boldsymbol{\eta} = 0$), le temps τ_η représente le temps de passage d'une structure turbulente. Dans le repère mobile, cette quantité représente un temps de décroissance de la turbulence τ_ξ et est maximum. On peut alors négliger le temps retardé Δt devant ce temps caractéristique de la turbulence pour les écoulements subsoniques et faiblement supersoniques : hypothèse de compacité des sources acoustiques. En introduisant l'angle θ entre la direction aval de l'écoulement y_1 et la direction de l'observateur \boldsymbol{x} (figure 2.4) ainsi que le nombre de Mach convectif $M_c = U_c / c_0$, l'autocorrélation de pression devient :

$$C_{pp}(\boldsymbol{x}, \tau) = \frac{1}{16\pi^2 c_0^5} \frac{x_i x_j x_k x_l}{x^6} \frac{1}{(1 - M_c \cos \theta)^5} \times \frac{\partial^4}{\partial \tau^4} \iint_{\mathcal{V}} R_{ijkl} \left(\boldsymbol{y}, \boldsymbol{\xi}, t + \frac{\boldsymbol{\xi} \cdot \boldsymbol{x}}{c_0 (1 - M_c \cos \theta)} \right)_{t=\tau/(1-M_c \cos \theta)} d\boldsymbol{y} d\boldsymbol{\xi}. \quad (2.7)$$

En définitive, le passage dans le repère convecté met plus clairement en évidence l'effet de la convection par l'apparition d'un facteur de convection $(1 - M_c \cos \theta)$. En calculant la densité spectrale de puissance acoustique, on s'aperçoit qu'à une fréquence f perçue par l'observateur correspond une fréquence $(1 - M_c \cos \theta) \times f$ de la turbulence dans le repère convecté. Il s'agit de l'effet Doppler. Notons que

le facteur d'amplification $(1 - M_c \cos \theta)^5$ est caractéristique d'une distribution de sources quadripolaires.

Dans cette étude, on ne s'intéresse qu'aux bruits de jets libres circulaires. C'est pourquoi il est utile de rappeler succinctement la structure et les propriétés turbulentes de ces écoulements avant d'en exposer les caractéristiques acoustiques.

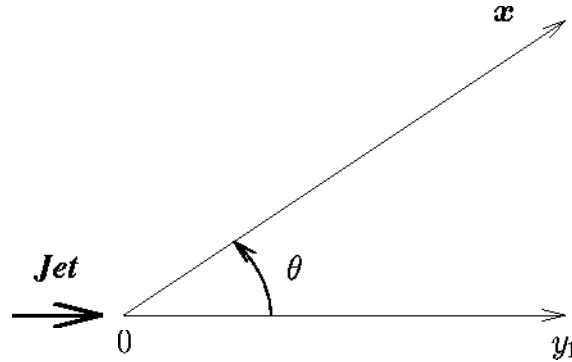


FIG. 2.4 – Coordonnées de l'observateur.

Approche spatio-temporelle de la turbulence

La simulation numérique à vocation aéroacoustique possède les mêmes objectifs que les approches expérimentales qui sont l'aide à la compréhension des phénomènes générateurs de bruit et la prédiction du rayonnement acoustique par les écoulements turbulents. Elle nécessite, elle aussi, la connaissance du champ aérodynamique.

Les équations de Navier-Stokes, qui contiennent la description des perturbations acoustiques, peuvent être complètement résolues de manière numérique. C'est l'objet de la simulation numérique directe⁶ qui permet d'obtenir les quantités aérodynamiques en chaque point du maillage et à chaque instant sans aucun effort de modélisation. Ce type de calcul est fiable si la dimension d'une maille reste plus faible que la plus petite échelle turbulente rencontrée. Par ailleurs, les fluctuations acoustiques sont généralement recherchées loin de l'écoulement, en champ acoustique lointain. Ces deux conditions imposent la définition d'un maillage fin sur une grande étendue. De plus, le fait que les niveaux des fluctuations acoustiques sont plus faibles que les fluctuations turbulentes requiert l'utilisation de schémas numériques de haute précision. Finalement cette simulation est exigeante en terme de ressources informatiques. Citons Mitchell *et al.* [93] qui calculent le rayonnement sonore de jets subsoniques,

⁶ DNS en langue Anglo-saxonne.

Freund *et al.* [49] qui effectuent une simulation directe tridimensionnelle pour calculer le champ acoustique rayonné par un jet supersonique et Fortuné et Gervais [48] qui s'intéressent au rayonnement acoustique de jets subsoniques chauds.

Cependant, les exigences de la simulation numérique directe peuvent être amoindries en ne calculant que les plus grandes échelles du champ aérodynamique. Il s'agit alors de la simulation aux grandes échelles⁷ (Lesieur et Métais [74]) qui nécessite, en contrepartie, la modélisation de la contribution des petites échelles turbulentes non résolues à l'échelle du maillage. Cette méthode est utilisée par exemple par Bogey *et al.* [18] dans un calcul tridimensionnel du bruit rayonné par un jet.

Les simulations numériques peuvent être simplifiées et allégées si les contraintes liées aux calculs des fluctuations acoustiques sont évitées. Dans ces approches hybrides, on calcule le champ aérodynamique dans un domaine restreint au volume turbulent sans prendre en compte la propagation des ondes puis on utilise une analogie acoustique pour en évaluer le rayonnement sonore. À partir d'une simulation numérique directe, Colonius *et al.* [29] utilisent l'analogie acoustique de Lilley [79] pour estimer le bruit rayonné dans le cas d'une couche de mélange, Mitchell *et al.* [93] et Fortuné [47] utilisent l'analogie de Lighthill dans le cas respectivement d'un jet axisymétrique et d'une couche de mélange chauffée. La simulation aux grandes échelles d'une couche de mélange est utilisée par Bogey *et al.* [17] avec une approche aéroacoustique basée sur les équations d'Euler linéarisées.

Une approche spatio-temporelle originale est proposée par Bailly [8]. Il s'agit de résoudre les équations de Navier-Stokes moyennées couplées à un modèle de turbulence du type $k - \epsilon$ pour obtenir les quantités statistiques moyennes des grandeurs aérodynamiques. À partir de ces données, le champ turbulent instantané est obtenu par un modèle stochastique de la turbulence. L'introduction à la fois du champ moyenné et du champ turbulent dans les équations d'Euler linéarisées permet d'évaluer le bruit rayonné par l'écoulement.

Ces approches numériques spatio-temporelles, qui ne seront pas utilisées dans cette étude, donnent de bons résultats. Il faudra probablement attendre quelques années pour qu'elles soient applicables dans l'industrie où les approches classiques statistiques restent de mise.

⁷ LES en langue Anglo-saxonne.

2.2 Bruits de jets libres

On présente ici les principales caractéristiques aérodynamiques et acoustiques des jets libres subsoniques et supersoniques.

2.2.1 Développement aérodynamique d'un jet subsonique

Ce type d'écoulement a largement été étudié expérimentalement (par exemple par Davies *et al.* [36] et Bradshaw *et al.* [22]) ainsi qu'analytiquement (par exemple par Hinze [59] et Townsend [132]). Une visualisation d'un jet subsonique peut être observée sur la figure 2.5 et la figure 2.6 en donne une représentation schématique. On considère un jet sortant d'une tuyère ou d'une buse dans un milieu fluide au repos (l'air ambiant par exemple) et possédant une vitesse uniforme U_j dans la section circulaire de sortie de diamètre D . L'écoulement est composé de trois zones : une zone de mélange, une zone de transition et une zone pleinement développée.

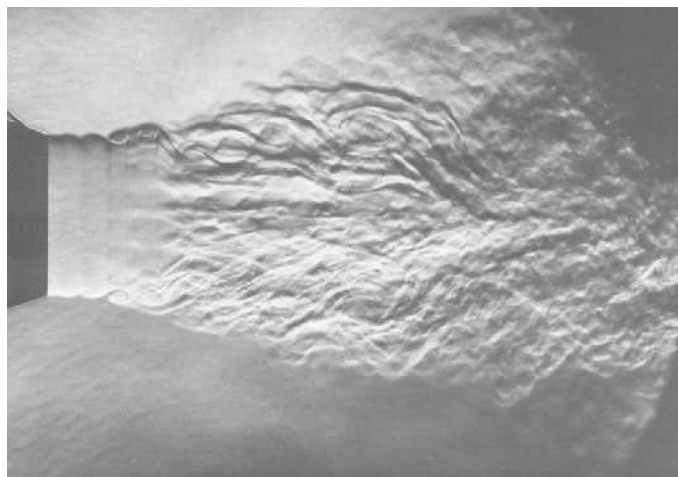


FIG. 2.5 – Visualisation Strioscopique d'un jet d'air rond par Bradshaw *et al.* [22] ($U_j = 12 \text{ m/s}$, $D = 5 \text{ cm}$).

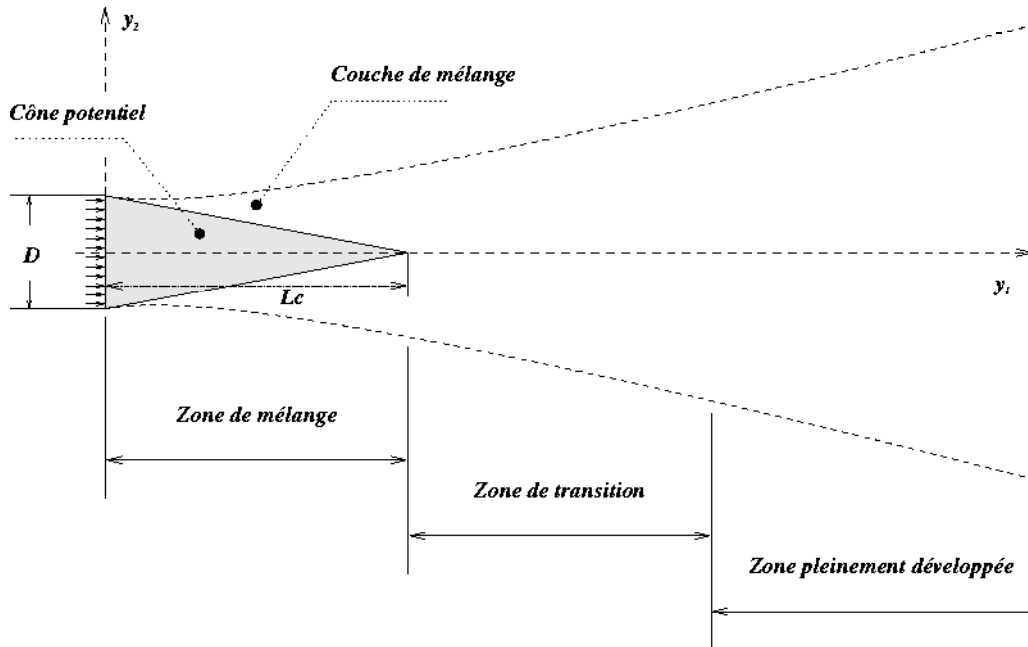


FIG. 2.6 – Structure d'un jet subsonique.

a) La zone de mélange

La zone de mélange est constituée d'un cône potentiel où la vitesse est uniforme et égale à la vitesse de sortie U_j (par définition on délimite le cône par le lieu où la vitesse vaut $0,99U_j$). La longueur L_c du cône potentiel suivant la direction aval y_1 de l'écoulement varie en fonction du nombre de Mach du jet $M_j = U_j/c_j$, c_j étant la célérité du son au sein du fluide. Elle a été mesurée par Lau *et al.* [69] et est approchée par $L_c/D = 4,2 + 1,1M_j^2$ (soit 4 à 5). Le cône potentiel est entouré d'une couche annulaire de mélange entre le fluide en mouvement et le fluide ambiant. Dans cette zone, l'écoulement devient turbulent à partir d'une distance d'environ un demi-diamètre suivant la direction y_1 (si la couche limite est laminaire en sortie de buse). La couche de mélange est le siège d'un fort cisaillement radial (suivant la direction y_2) de la vitesse moyenne. Son épaisseur est une fonction linéaire de la direction aval, de l'ordre de $0,2y_1$ à $0,25y_1$.

Généralement, on procède à une décomposition de Reynolds des grandeurs aérodynamiques spatio-temporelles de l'écoulement. On écrit par exemple pour la vitesse longitudinale, selon la direction y_1 : $u(\mathbf{y}, t) = U(\mathbf{y}) + u'(\mathbf{y}, t)$ avec $U = \bar{u}$ la partie moyenne et u' partie fluctuante. Un exemple schématique de l'évolution au travers de la couche de mélange de la vitesse longitudinale moyenne et de la vitesse longitudinale efficace ($\sqrt{u'^2}$) est donnée en figure 2.7. Ces profils suivent une loi de similitude dans la couche de mélange. C'est à dire que les profils de vitesse adimensionnés se superposent.

Le maximum de vitesse efficace, d'intensité turbulente longitudinale, est situé sur l'axe de la couche de mélange et est quasiment constant: $(\sqrt{u'^2})_{max} \approx 0,16U_j$. Ajoutons que la plupart de l'énergie turbulente est concentrée autour de l'axe de la couche de mélange, lieu où les gradients radiaux de vitesse longitudinale moyenne sont les plus élevés.

Il existe dans la couche de mélange des régions où les vitesses sont spatialement bien corrélées et que l'on associe à des tourbillons turbulents convectés par l'écoulement. Ces tourbillons sont allongés dans la direction de l'écoulement. La longueur de corrélation longitudinale L_1 et la longueur de corrélation radiale L_2 sont proportionnelles à y_1 : $L_1 \approx 0,13y_1$ tandis que $L_2 \approx 0,05y_1$. La vitesse de convection de ces tourbillons varie à travers la couche de mélange et vaut environ $0,65U_j$ sur l'axe de la couche de mélange où elle dépend peu de la direction longitudinale. Le temps de décroissance de la turbulence sur l'axe de la couche de mélange, quant à lui, satisfait la relation $\tau_\xi \approx 0,65y_1/U_j$.

b) La zone de transition

La zone de transition s'étend de la fin du cône potentiel jusqu'à environ 8 diamètres. Dans cette zone la couche de mélange occupe tout le jet et le maximum de vitesse efficace y est également constant et égal à celui de la zone de mélange.

c) La zone pleinement développée

Dans la zone pleinement développée, l'épaisseur du jet croît également linéairement avec la distance y_1 avec une pente supérieure à celle de la couche de mélange. Dans cette zone, les profils de vitesses moyenne et efficace longitudinale suivent à nouveau une loi de similitude (différente de celle de la zone de mélange) et le maximum de vitesse efficace décroît ici proportionnellement à y_1^{-1} tout comme la

vitesse moyenne sur l'axe du jet.

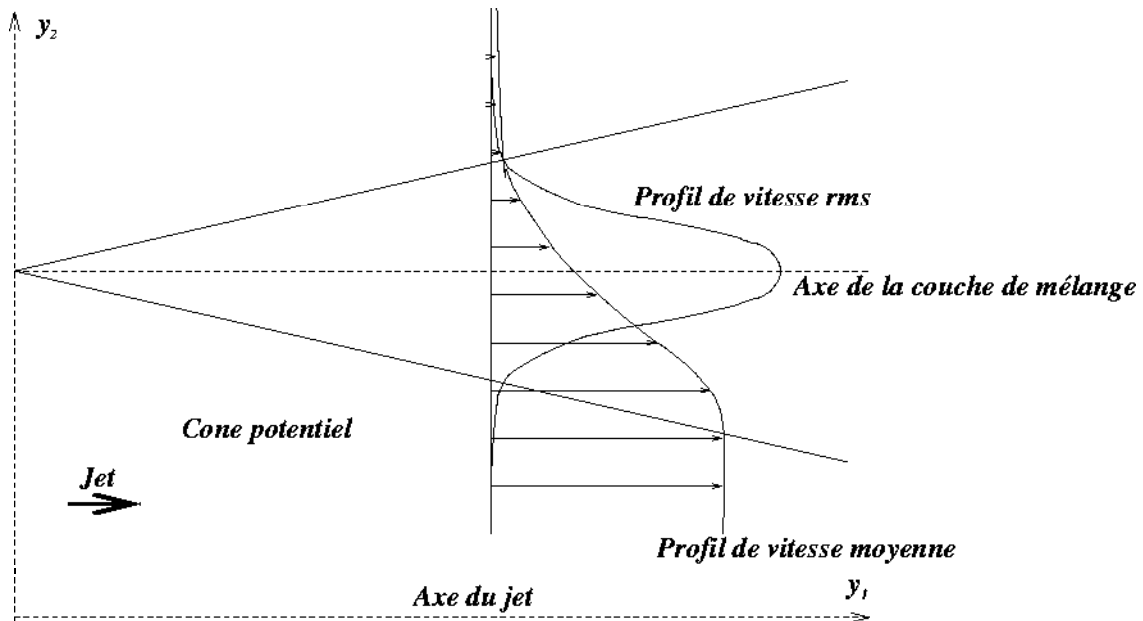


FIG. 2.7 – Profils dans la couche de mélange.

2.2.2 Caractéristiques du rayonnement acoustique d'un jet subsonique

a) Sources acoustiques

Grâce à une décomposition de Reynolds des vitesses ($u_i = U_i + u'_i$), Ribner ([112], [114] et [115]) écrit le tenseur de Lighthill sous la forme :

$$T_{ik} = \rho_0 u_i u_k = \rho_0 (U_i U_k + u'_i u'_k + u'_i U_k + u'_k U_i).$$

En introduisant cette écriture dans le tenseur des corrélations de vitesses R_{ijkl} , il propose alors de considérer le bruit de jet comme étant constitué de deux principaux types de sources. Le premier est appelé "bruit propre" et ne fait intervenir que la contribution du champ turbulent seul (second terme de T_{ik}). Le deuxième est appelé "bruit de cisaillement" et fait intervenir la contribution due à l'interaction entre l'écoulement moyen et le champ turbulent (deux derniers termes de T_{ik}). Le premier terme du tenseur de Lighthill, constant au cours du temps, ne contribue pas au bruit rayonné. Cette démarche appliquée dans le cas d'une turbulence isotrope confère au bruit de cisaillement une directivité identique à celle d'un dipole orienté suivant y_1

alors que le bruit propre possède une directivité omni-directionnelle. L'importance relative des intensités acoustiques de ces deux composantes est de l'ordre de l'unité lorsque $\theta = 0$. L'extension de cette démarche au cas d'une turbulence axisymétrique est effectuée par Goldstein et Rosenbaum [54]. La directivité du bruit propre est cette fois-ci celle d'un dipole orienté suivant la direction radiale y_2 de l'écoulement, la directivité du bruit de cisaillement restant similaire à celle d'un dipole orienté suivant y_1 (c.f. figure 2.8).

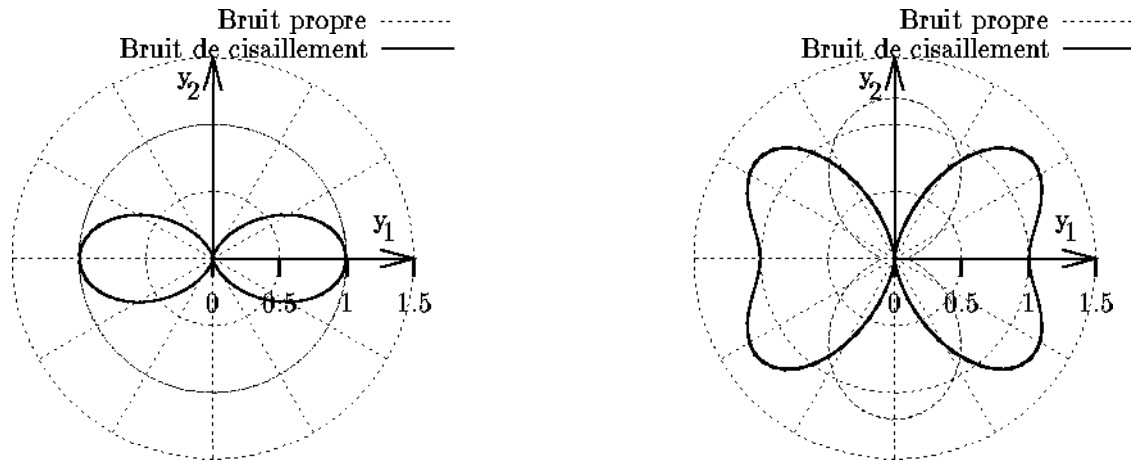


FIG. 2.8 – Directivités pour une turbulence isotrope (à gauche) et pour une turbulence axisymétrique (à droite) d'après Bailly [8].

b) Intensité et puissance acoustiques

Partant de l'équation 2.7 et en utilisant l'hypothèse de compacité des sources acoustiques (temps de retards négligés), on obtient la loi dimensionnelle de l'intensité acoustique :

$$I(x, \theta) \propto \rho_0 \frac{D^2 U_j^8}{x^2 c_0^5} \frac{1}{(1 - M_c \cos \theta)^5}. \quad (2.8)$$

Les mesures de bruit en champ lointain de jets subsoniques effectuées par Lush [85] et Tanna [128] montrent que l'intensité acoustique est maximale pour $20^\circ < \theta < 40^\circ$. La figure 2.9 donne un exemple de spectres de pression acoustique normalisés en tiers d'octave mesurés dans la direction perpendiculaire ($\theta = 90^\circ$) pour des jets subsoniques. Le spectre normalisé est un spectre large bande et présente un maximum pour un nombre de Strouhal $S_{tD} = f.D/U_j$ unitaire.

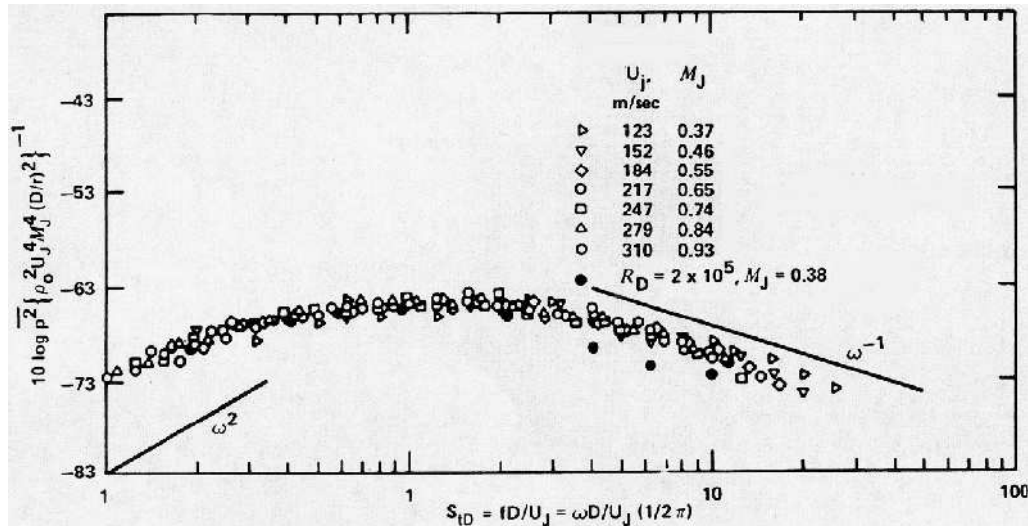


FIG. 2.9 – Exemple de spectres de pression acoustique normalisés mesurés à $\theta = 90^\circ$ pour un jet subsonique (Blake [16]).

La puissance acoustique W se calcule par intégration de l'intensité acoustique sur une sphère de rayon x :

$$W = \int_0^\pi I(x, \theta) 2\pi x^2 \sin \theta d\theta$$

On obtient l'expression suivante :

$$W \propto \rho_0 D^2 \frac{U_j^8 (1 + M_c^2)}{c_0^5 (1 - M_c^2)}$$

On constate que la puissance acoustique évolue avec la puissance huitième de la vitesse, U^8 . C'est la célèbre loi de Lighthill. D'une manière générale, cette loi est bien vérifiée expérimentalement ainsi qu'on peut l'observer sur la figure 2.10.

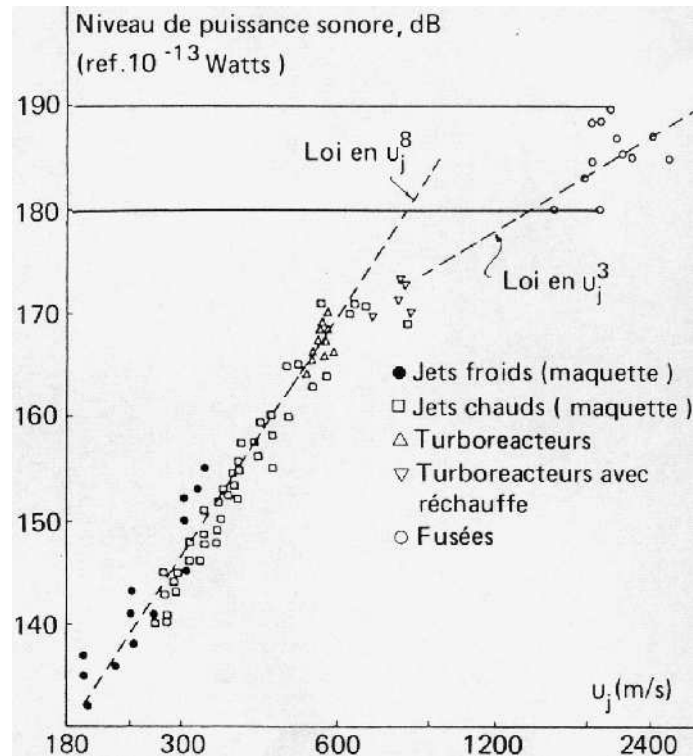


FIG. 2.10 – Evolution du niveau de puissance acoustique rapportée à l'unité de surface de tuyère en fonction de la vitesse d'éjection d'après S. Candell [26].

2.2.3 Développement aérodynamique d'un jet supersonique

Les caractéristiques aérodynamiques d'un jet supersonique sont très différentes selon la valeur de la pression statique à la sortie du jet. Il en existe deux classes principales : lorsque la pression statique est égale à la pression ambiante entourant le jet, on parle de jet parfaitement détendu et lorsque cette pression est différente de la pression ambiante, on parle de jet non parfaitement détendu. Dans ce dernier cas, si la pression de sortie est supérieure ou inférieure à la pression ambiante, le jet est dit sous-détendu ou sur-détendu. Il y a alors apparition d'un réseau d'ondes de choc afin d'ajuster la pression dans le jet à la pression ambiante (c.f. figure 2.11).

a) Jet parfaitement détendu

Dans un premier temps, on ne s'intéresse qu'à la structure d'un jet supersonique parfaitement détendu dont une représentation schématique est donnée en figure 2.12. Tout comme dans le cas d'un jet subsonique, un jet supersonique parfaitement

détendu est composé d'un cône potentiel, d'une zone de mélange, d'une zone de transition et d'une zone pleinement développée. En revanche, la vitesse dans le cône potentiel est supersonique. Le mélange avec l'air ambiant est composé de deux parties. Une couche de mélange supersonique entoure le cône potentiel et s'étend jusque dans la zone de transition. L'enveloppe de cette zone de mélange est appelée "cône sonique". Au delà de cette zone, le mélange s'effectue à vitesse subsonique. La longueur du cône potentiel peut également être calculée par la formule de Lau donnée en section 2.2.1 pour un jet dont la température est égale à la température ambiante. La longueur de la couche de mélange supersonique se calcule par : $L_s/D = 0,8 + 5.M_j^2$. Pour ce type d'écoulement, les comportements des vitesses moyenne et rms sont sensiblement identiques à ceux d'un jet subsonique. En particulier, les profils de vitesse suivent également une loi de similitude dans la zone pleinement développée.

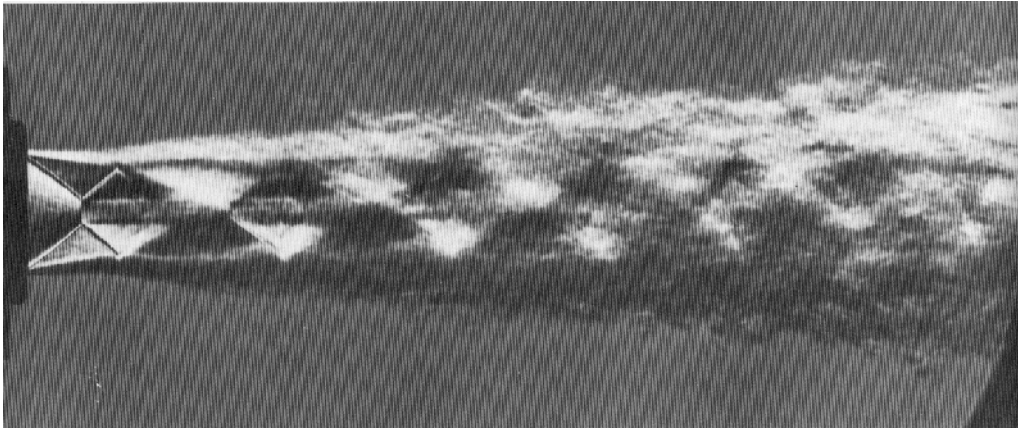


FIG. 2.11 – *Visualisation d'un jet d'air supersonique sur-détendu (Oertel [100]).*

b) Jet non parfaitement détendu

Pour un jet non parfaitement détendu, la longueur du cône potentiel peut être calculée en utilisant la formule proposée par la NASA [40] : $L_c/D = 3,45.(1+0,38.M_j)^2$. L'adaptation de la pression de sortie à la pression ambiante donne naissance à une onde de choc, onde de détente pour un jet sous-détendu ou onde de compression pour un jet sur-détendu. Cette onde de choc se réfléchit sur le cône sonique et crée un réseau de cellules de choc qui n'existe que dans les parties supersoniques du jet. L'angle des ondes de choc est déterminé par la valeur du nombre de Mach parfaitement détendu M_j . La longueur de chaque cellule de choc est fonction de nombre de Mach M_j et du diamètre D . Elle varie suivant la direction aval du jet.

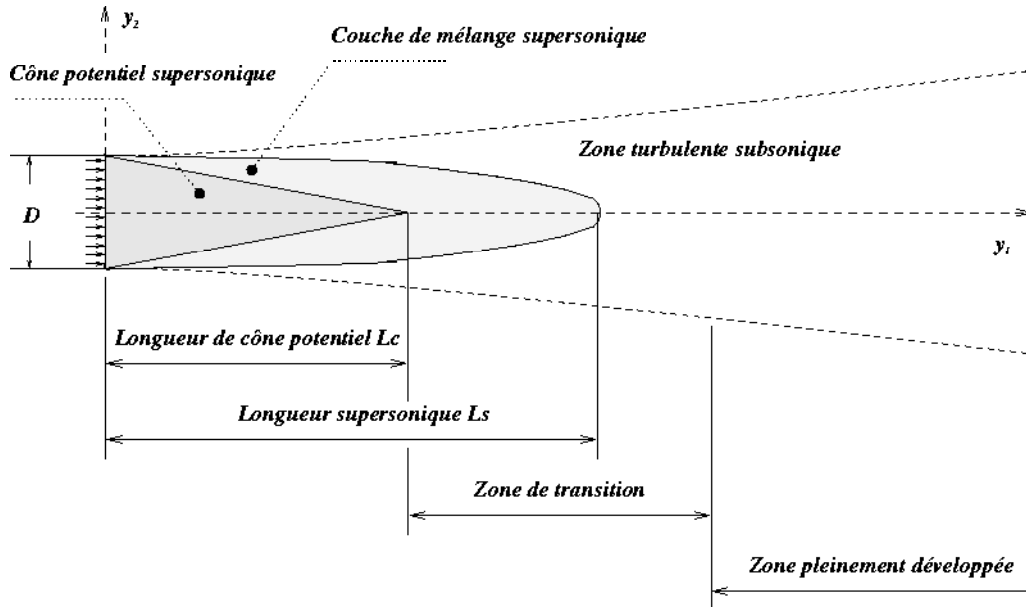


FIG. 2.12 – Structure d'un jet supersonique parfaitement détendu.

2.2.4 Caractéristiques du rayonnement acoustique d'un jet supersonique

a) Sources acoustiques

Parmi les nombreux articles traitant du bruit de jets supersoniques, un article récent de Tam [124] constitue un excellent résumé. Le bruit d'un jet supersonique non parfaitement détendu possède trois composantes :

- le bruit de mélange,
- le bruit d'ondes de choc à large bande,
- le bruit de bouclage⁸.

La figure 2.13 montre une densité spectrale de puissance acoustique typique du bruit d'un jet supersonique en fonction du nombre de Strouhal. On peut observer

⁸ Screech en langue Anglo-saxonne.

sur cette figure le pic proéminent qui correspond au rayonnement discret (screech). En basses fréquences, à la gauche du screech, on observe le bruit de mélange et en hautes fréquences, à la droite du screech, le bruit de choc à large bande. L'intensité relative de ces trois composantes dépend fortement de la direction d'observation. Dans la région en aval du jet, le bruit de mélange est la composante dominante. En amont, le bruit de choc est le plus intense. Pour les jets circulaires, le screech rayonne principalement dans la direction amont.

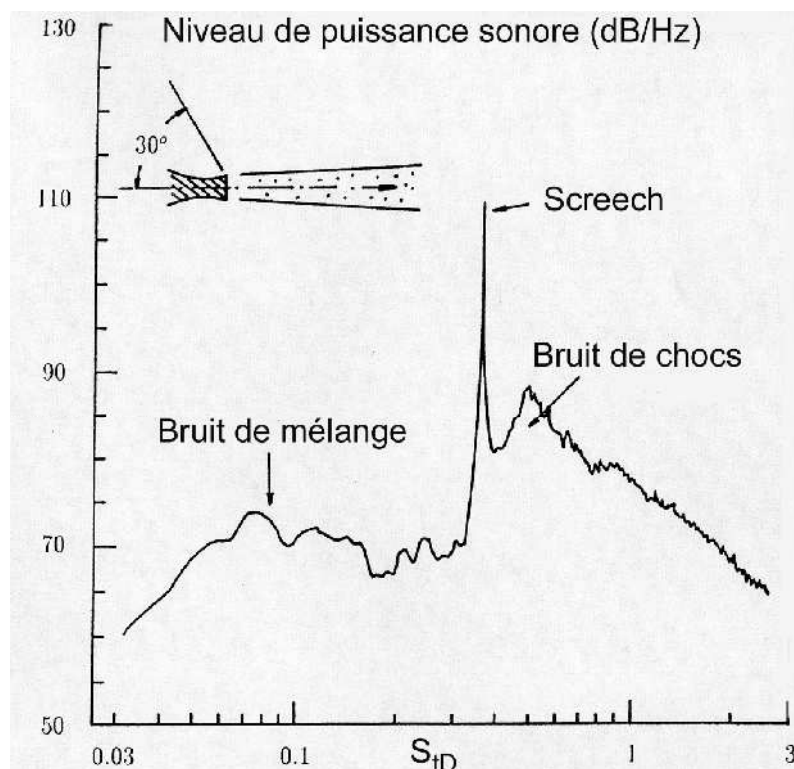


FIG. 2.13 – Exemple de densité spectrale de puissance acoustique d'un jet supersonique non-parfaitement détendu mesurée à $\theta = 30^\circ$ (Tam [124]).

Caractéristiques du bruit de mélange : Les travaux expérimentaux les plus complets sur le bruit de mélange sont ceux de Tanna [128]. Comme dans le cas d'un jet subsonique, ce bruit est généré par les fluctuations de vitesses turbulentes dans la zone de mélange avec cependant des caractéristiques plus marquées. En effet, la partie dominante du bruit de mélange est rayonnée dans un secteur angulaire de $\theta = 20^\circ$ à $\theta = 60^\circ$ par rapport à la direction du jet. Dans le secteur dominant, le spectre large bande est centré autour d'un maximum dont le nombre de Strouhal

est d'autant plus faible que l'angle d'observation est petit. Dans la direction amont ($\theta > 90^\circ$), le spectre est presque uniforme quel que soit l'angle d'observation. Ce bruit de fond est attribué à la turbulence fine. La différence entre le niveau sonore de la partie dominante et le niveau du bruit de fond augmente avec le nombre de Mach. Autrement dit, l'augmentation de la vitesse du jet accentue la directivité vers l'aval.

Lorsque la vitesse de convection des structures turbulentes devient supersonique, le bruit de mélange possède une propriété particulière. En effet, la convection des structures turbulentes, qui n'est pas la cause d'un rayonnement acoustique direct lorsque le nombre de Mach convectif M_c est subsonique, le devient lorsqu'il est supersonique. Lors de leur convection, ces structures restent cohérentes sur de grandes distances (plusieurs diamètres selon Bishop *et al.* [14]). L'émission sonore résultante est souvent appelée "rayonnement d'ondes de Mach". Ces ondes de Mach forment des lignes droites obliques entourant le jet (figure 2.14). Ce rayonnement de forte amplitude est très directionnel suivant l'angle de Mach $\theta^* = \arccos(1/M_c)$. Cependant, le bruit d'ondes de Mach ou le bruit de mélange ne sont pas forcément les composantes sonores prépondérantes du rayonnement acoustique d'un jet supersonique non parfaitement détendu.

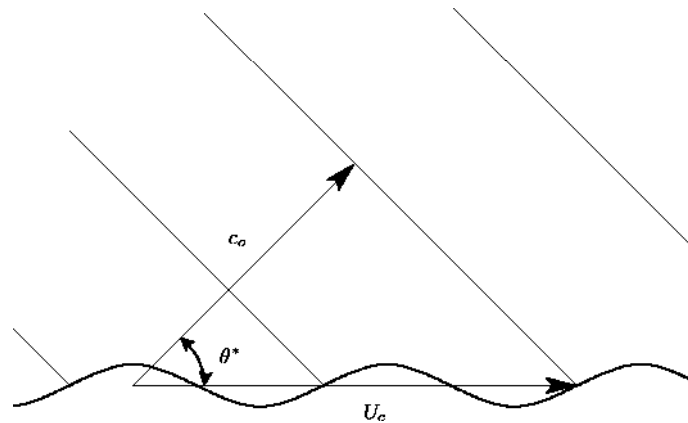


FIG. 2.14 – Rayonnement d'ondes de mach.

Caractéristiques du bruit d'ondes de choc à large bande : Le bruit d'ondes de choc à large bande a été identifié pour la première fois par Harper-Bourne et Fisher [58] en 1974. Depuis, beaucoup d'investigations expérimentales ont été effectuées. Citons notamment les travaux de Tanna [129], Norum et Seiner [99] et

Seiner et Yu [120]. Le passage des structures turbulentes de grandes tailles au travers des ondes de choc provoque l'instationnarité de ces dernières. Les mesures de Seiner et Yu [120] mettent en évidence la présence de sources acoustiques situées aux extrémités des cellules de choc. Ces sources sont bien corrélées avec leurs voisines. Le bruit de choc en champ lointain résulte des interférences du bruit rayonné aux extrémités des cellules de choc. Il s'agit d'un bruit large bande centré sur un pic dans une gamme de fréquences plus élevée que celle du bruit de mélange. La valeur de la fréquence du pic est fonction de la longueur des cellules de chocs, de la vitesse de convection et de l'angle d'observation. Cette dépendance vis-à-vis de la convection et l'angle d'observation est à relier à l'effet Doppler. Le bruit de choc en champ lointain est observé principalement dans l'arc amont ($\theta > 90^\circ$). Dans cette zone, il domine largement le bruit de mélange et n'est pas prépondérant pour des angles d'observation faibles.

Caractéristiques du bruit de bouclage : L'une des premières études du "screech" est due à Powell [108]. Il montre que ce rayonnement vers l'amont est associé à un mécanisme de rétroaction (feedback) entre la région d'interaction onde de choc/zone de mélange et la lèvre de la tuyère d'éjection. De nombreuses études effectuées à la suite des travaux de Powell montrent que le screech est fortement influencé par la configuration géométrique au voisinage de la tuyère. Le nombre de Reynolds, le caractère et l'épaisseur de la couche limite dans la section d'éjection sont aussi des facteurs importants. La fréquence fondamentale caractéristique du screech correspond à la période d'un cycle d'interaction entre la section de sortie de la tuyère et l'onde de choc. L'intensité maximale du screech est observable en amont du jet (180°) alors que la principale direction de rayonnement du premier harmonique est de 90° . La valeur de la fréquence fondamentale ne dépend que de la longueur des cellules de choc et de la vitesse de convection des structures turbulentes. La fréquence fondamentale est donc indépendante de l'angle d'observation et son amplitude est généralement très supérieure aux amplitudes du bruit de mélange et du bruit de choc. Lorsque le niveau sonore du screech est élevé, l'écoulement subit de fortes oscillations. Les observations révèlent que deux types de mouvements peuvent apparaître : des oscillations modales toroïdales et des oscillations modales hélicoïdales. Avec les oscillations toroïdales, l'écoulement et le champ acoustique sont de type axisymétrique. Avec les modes hélicoïdaux, le jet oscille au dessus et au dessous d'un plan qui n'est pas nécessairement stationnaire.

Nous avons choisi de ne pas traiter de l'influence de la température sur le rayonnement acoustique des jets, domaine qui n'entre pas dans le cadre de cette étude. Pour cela, le lecteur consultera les articles de Lush et Fisher [86] et Tanna ([128] et [129]) bien résumés par Zoppellari [137] et Marchesse [90].

b) Intensité et puissance acoustiques

On observe dans l'équation 2.8 que cette loi présente une singularité lorsque $\theta = \theta^* = \cos^{-1}(1/M_c)$. Cette singularité provient de l'hypothèse de compacité des sources mise en défaut lorsque le nombre de Mach convectif est supersonique, c'est à dire lorsqu'il y a un rayonnement d'ondes de Mach. L'approche de l'analogie de Lighthill est utilisée sans faire l'hypothèse de compacité des sources donc en prenant en compte le temps de retard. L'analyse dimensionnelle de l'intensité acoustique s'écrit alors (Ffowcs Williams [45]) :

$$I(x, \theta) \propto \rho_o \frac{D^2}{x^2} U_j^3. \quad (2.9)$$

Et la puissance acoustique se déduit immédiatement :

$$W \propto \rho_o D^2 U_j^3.$$

Dans ce cas, la puissance acoustique varie avec la puissance cubique de la vitesse (c.f. figure 2.10).

Effets de la convection : Des mesures utilisant des techniques de corrélation (Wills [135]) ont montré que les structures turbulentes sont convectées avec une vitesse de l'ordre de $0,65U_j$, sur une distance d'environ trois fois leur longueur caractéristique. Ce phénomène est tel que les structures turbulentes produisent des pulsations sonores durant une courte période. Lorsque la vitesse de convection est subsonique, la direction privilégiée du rayonnement sonore est la direction aval de l'écoulement. Pour des vitesses de convection supersonique ($M_c > 1$), ces effets sont plus importants. Nous avons déjà mentionné que l'intensité sonore montre un maximum important dans la direction de propagation des ondes de Mach (θ^*).

Lighthill [77] donne une approximation de la directivité prenant en compte les effets de convection en multipliant l'intensité sonore obtenue dans l'espace par le facteur $(1 - M_c \cos \theta)^{-5}$. Une correction supplémentaire, pour un temps de désagrégation

fini du tourbillon a été introduite par Ffowcs Williams [45], donnant finalement l'intensité acoustique proportionnelle au facteur de convection modifié :

$C^{-5} = [(1 - M_c \cos \theta)^2 + \alpha^2 M_c^2]^{-5/2}$. La valeur empirique $\alpha = 0,55$ donne des résultats satisfaisants, comparée à des expériences réalisées sur des turboréacteurs [112].

Effets de la réfraction : La théorie de Lighthill ne prend pas en compte l'effet de l'écoulement moyen sur les ondes acoustiques présentes dans le jet. Il en résulte une sur-estimation du bruit rayonné pour les angles d'observation inférieurs à 90° et une sous-estimation pour les angles supérieurs à 90° . Selon Ribner [112], les rayons sonores sont réfractés par les gradients de vitesse moyens principalement pour des angles d'observation inférieurs à 40° .

Effets combinés de la convection et de la réfraction : Après avoir défini les effets de la convection et de la réfraction, une expression de la directivité du bruit de jet résultant de la combinaison de ces effets peut être donnée empiriquement. Pour des angles compris entre 40° et 180° , la directivité de l'intensité acoustique est finalement définie par $D(\theta)C^{-5}$ où $D(\theta)$ représente la directivité intrinsèque des sources sonores qui peut être décomposée en une somme des directivités du bruit propre et du bruit de cisaillement (c.f. section 2.2.2). Les effets de la convection et de la réfraction sur la directivité du bruit de jet sont illustrés sur la figure 2.15.

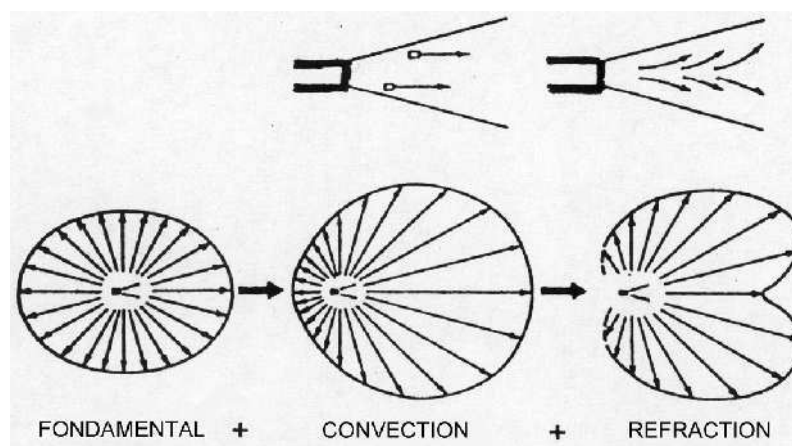


FIG. 2.15 – Effets de la convection et de la réfraction sur la directivité du bruit de jet (Ribner [115]).

Au cours de cette synthèse sur les phénomènes aéroacoustiques, nous avons souvent fait appel à la notion de structure turbulente sans en avoir véritablement donné une définition et précisé son rôle dans la génération de bruit. C'est ce que nous proposons d'aborder lors de la section suivante.

2.3 Structures cohérentes

L'existence dans les écoulements turbulents de structures organisées à grande échelle, possédant une certaine cohérence spatiale, généralement appelées "structures cohérentes" est maintenant bien admise. Bien que la définition même des structures cohérentes reste encore controversée, un consensus peut être trouvé quant à l'importance de leur rôle dans la dynamique de l'écoulement. Longtemps, ces structures cohérentes furent considérées comme de simples vues de l'esprit, jouant un rôle marginal. Tant les chercheurs du domaine fondamental que les industriels admettent maintenant leur influence sur la production turbulente, les mélanges et l'entraînement, les phénomènes aéro-acoustiques comme la génération de bruit ou de vibrations, etc... Ces structures représentent un caractère récurrent de l'écoulement. Ainsi, par la compréhension de leur morphologie, de leur dynamique ou de leur interaction, on peut espérer exercer un contrôle de leur influence par des moyens passifs ou actifs. Ce contrôle peut être direct, dans le cas où l'on agit directement à l'échelle des structures dont on veut modifier le comportement. Il peut également être exercé via les conditions initiales de l'écoulement : par exemple l'injection dans l'écoulement de perturbations acoustiques ou thermiques ou de quantité de mouvement peut introduire un effet notable sur le développement de l'écoulement. De la même manière, en jouant sur les conditions aux limites on peut arriver à contrôler, de manière globale, le développement de l'écoulement.

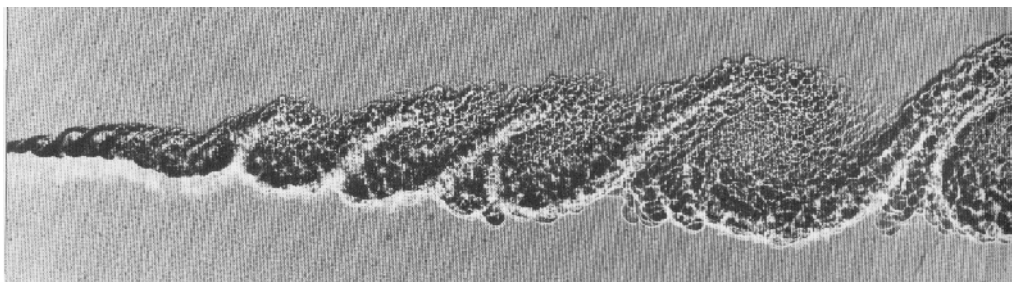


FIG. 2.16 – Visualisation ombroscopique des structures cohérentes dans une couche de mélange plane d'air (écoulement inférieur à 12.3 m/s) / azote (écoulement supérieur à 32.6 m/s) (Brown et al. [24]).

2.3.1 Concepts de structures cohérentes

La présence d'un degré élevé d'organisation dans les écoulements turbulents est perceptible à travers la mise en évidence de structurations dont le caractère quasi-déterministe est maintenant clairement établi pour un grand nombre d'écoulements turbulents, aussi bien transitionnels que développés.

L'importance du rôle des structures sur l'écoulement apparaît en considérant la part d'énergie cinétique turbulente qui peut leur être associée. En utilisant la décomposition orthogonale aux valeurs propres⁹, Delville [37] a montré que la structure dominante obtenue pour la couche de mélange peut contenir jusqu'à 25% de l'énergie. Il est généralement admis que cette énergie, quelle que soit sa contribution effective, joue un rôle non négligeable sur les effets de frottement, vibration, mélange, émission de bruit, etc. Une remarque préalable doit être effectuée quant au concept de structure et en particulier de sa relation à la notion de statistique. En effet, la base physique des raisonnements introduisant les images que l'on a pu se donner des structures cohérentes, est essentiellement liée à la notion d'instabilité et donc s'applique de fait à l'état de l'écoulement à un instant donné. Or dans le cadre des méthodes généralement envisagées pour qualifier ces structures, on accède, en fait, le plus souvent à une "structure moyenne" au sens où elle correspond à une moyenne d'ensemble de réalisations spécifiques ou à l'information issue de la moyenne d'ensemble d'un certain nombre de ces réalisations.

L'évidence intuitive des structures tourbillonnaires, considérées comme cohérentes, découle de l'examen de visualisations diverses actuellement largement popula-

⁹ Proper Orthogonal Decomposition (POD), objet du second chapitre.

risées. Par rapport aux premières mises en évidence par visualisation, d'un point de vue purement expérimental, on a initialement introduit la notion d'organisation de l'écoulement à partir des corrélations et donc par une approche statistique de la turbulence. On a alors essayé de relier des mesures de Corrélations Spatio Temporelles (CST) obtenues expérimentalement à l'organisation de l'écoulement. Townsend [132] est dans les premiers à proposer une démarche empirique permettant de remonter à une image de l'écoulement à partir de corrélations. Plus tard, d'autres approches basées sur des notions statistiques comparables ont été introduites par Lumley [83] (POD) ou par Adrian [1] (LSE¹⁰) par exemple. Parallèlement, dès le milieu des années 70 commençaient à apparaître, avec les études de Blackwelder *et al.* [15], des essais de qualification de ces organisations de l'écoulement par des approches conditionnelles, cherchant à faire ressortir du sein du signal turbulent, la trace de la présence d'événements associés au passage des structures. Plus récemment, le développement des méthodes et moyens de calcul, notamment par simulation directe ou aux grandes échelles, a largement contribué à la prise en compte de cet aspect organisé des écoulements turbulents qui avaient longtemps été considérés comme purement aléatoires.

Delville [37] rappelle les définitions les plus couramment acceptées de ces structures:

- Selon Hussain [62], une structure cohérente correspond à une masse de fluide à grande échelle dont la vorticité evolue en corrélation de phase sur l'ensemble de son évolution spatiale; ceci revient à délimiter la structure par la plus grande étendue sur laquelle la vorticité reste cohérente.
- Lesieur [73] propose une définition plus formelle et plus générale : un domaine de l'espace sera considéré comme cohérent si il garde une forme reconnaissable pour des temps longs devant son temps de retournement. Ce concept permet de valider la pression comme un marqueur de structures¹¹.
- Notons que la méthode même de détection ou d'analyse des informations peut être directement liée à la définition des structures recherchées et réciproquement. Ainsi, par exemple, la Décomposition Orthogonales aux Valeurs Propres introduite par Lumley ([83], [84]) correspond à une définition de la structure en termes de mode optimal, dominant au sens de l'énergie.

¹⁰ Linear Stochastic Estimation, également l'objet du second chapitre. ¹¹ Nous reviendrons sur ce point en section 2.3.3

Les résultats obtenus pour l'extraction des structures cohérentes au sein d'une même base de données au cours du Workshop de Poitiers 1992 [20] ont d'une manière générale pointé vers les mêmes événements et ce malgré la diversité des approches utilisées tant au niveau de la définition de la structure par elle-même qu'au niveau de la technique d'extraction proprement dite, montrant ainsi un certain caractère "universel" de ces structures..

Dans le cas des écoulements libres, les structures généralement observées se classent schématiquement en deux principales catégories : les structures dominantes à caractère quasi-bidimensionnel (ou axisymétrique selon la configuration) et les tresses à caractère fortement tridimensionnel reliant les structures dominantes successives. Cette description très simplifiée n'exclut pas la présence d'autre type de structuration (par exemple hexagonale dans les jets proches selon Glauser [51]) et reste morphologique. L'aspect dynamique de ces structures principales se traduit par diverses évolutions et modifications telles que déformations, tri-dimensionnalisations, appariements, fusions, destructions, etc... rendant leur reconnaissance particulièrement délicate.

2.3.2 Structures et champ de vitesse

Dans le cadre d'une étude des structures cohérentes dans une couche de mélange plane, Vincendeau [134] utilise une décomposition triple du champ de vitesse afin d'effectuer une séparation entre les structures associées aux mouvements cohérents et la "turbulence de fond" associée aux mouvements aux petites échelles. Il met en œuvre une décomposition triple proposée par Hussain [62], extrapolation de la décomposition de Reynolds. Une composante de la vitesse u_i est décomposée en une partie moyenne U_i , une partie fluctuante cohérente u_{ic} et une partie fluctuante incohérente u_{ir} résiduelle :

$$u_i(\mathbf{y}, t) = U_i(\mathbf{y}) + u_{ic}(\mathbf{y}, t) + u_{ir}(\mathbf{y}, t).$$

Dans cette décomposition, le champ cohérent et le champ incohérent ne sont pas corrélés entre eux. Il est alors possible d'étudier les interactions entre le champ cohérent et le champ moyen, d'une part, et le champ cohérent avec le champ incohérent, d'autre part. Dans ces approches, on a besoin d'un critère pour définir la

séparation entre champ cohérent et champ incohérent; D'une manière générale aussi bien dans les approches de Blackwelder *et al.* [15] que de Hussain [62] ou de bien d'autres. Ce critère est basé sur une notion de seuil, seuil de niveau, de gradient, plus ou moins réparti spatialement. Elles sont alors soumises à un critère arbitraire (à la subjectivité de l'expérimentateur). Des approches plus systématiques (plus objectives) peuvent être menées, conduisant au même type de décomposition mais basées sur des critères inconditionnels (par exemple la POD sur l'énergie).

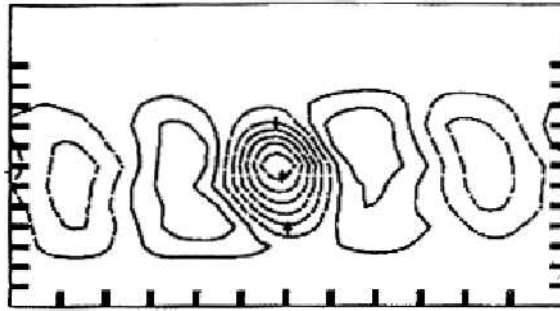
La décomposition triple est utile à la description de la physique des structures. On donne en figure 2.17 un exemple de détection d'une structure effectuée à partir de cette décomposition. La forme de la structure peut être révélée, en particulier, par la vorticité cohérente (figure 2.17.(a)). La décomposition triple met en évidence l'existence de noyaux de vorticité. Le noyau du milieu est centré sur la structure (elle-même centrée sur l'axe de la couche de mélange) et les noyaux situés de part et d'autre (de signe opposé au noyau central) sont centrés sur les points selles. La composante verticale cohérente de la vitesse (figure 2.17.(b)) observe une alternance de mouvement ascendant et descendant, se traduisant par des passages par zéro situés à des positions longitudinales constantes. L'intervalle entre trois passages par zéro consécutifs dans la direction longitudinale correspond à la distance entre deux points selles entourant la structure. Le maximum de production de turbulence est atteint sur l'axe de la couche de mélange de part et d'autre du centre de la structure (figure 2.17.(c)).

2.3.3 Structures et champ de pression

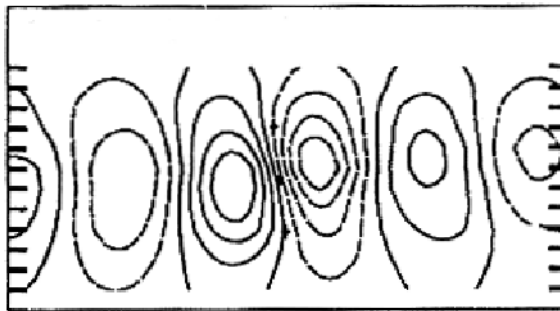
Partant du concept de structure cohérente selon Lesieur [73], Métais [91] étudie la relation entre la pression locale et le champ cohérent à l'aide de simulations numériques. Il utilise pour cela l'équation de Poisson dans la formulation proposée par Bradshaw et Kho [23]:

$$\nabla^2 p = \frac{\rho_0}{2} (\omega^2 - S^2),$$

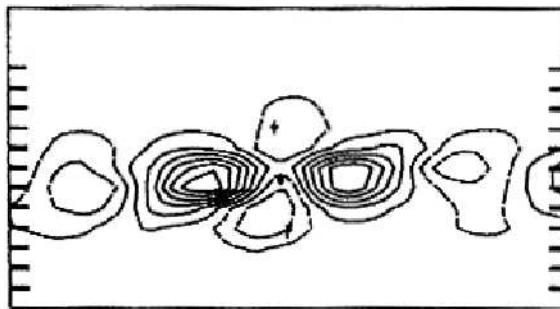
avec ω^2 representant le carré du module de la vorticité et S^2 le double du carré du tenseur des contraintes. Cette équation nous renseigne sur les mécanismes physiques reliant les zones tourbillonnaires à la pression. Les minima de pression co cident avec les régions de l'espace où cohabitent une forte concentration de vorticité et de faibles contraintes (centres tourbillonnaires). En revanche, les maxima de pression



(a) Vorticité cohérente: $\omega_c = \partial v_c / \partial y - \partial u_c / \partial x$.



(b) Vitesse verticale cohérente: v_c .



(c) Production de turbulence: $-\langle u_r v_r \rangle \cdot (\partial u_c / \partial x + \partial v_c / \partial y)$.

FIG. 2.17 – Exemple de décomposition triple d'une structure dans une couche de mélange plane (Vincendeau [134]); la direction de l'écoulement moyen (direction longitudinale) doit être considérée de la gauche vers la droite.

sont situés entre les régions tourbillonnaires (points selles). Métais [91], dans ces études numériques, utilise les zones de basse pression comme identificateur des zones tourbillonnaires cohérentes (figure 2.18).



FIG. 2.18 – Exemple de visualisation tridimensionnelle du champ de basse pression issu d'une simulation aux grandes échelles d'une couche de mélange plane (Métais [91]).

2.3.4 Structures et acoustique

Dès 1956, Townsend [132] propose une distinction entre les “gros tourbillons” dont la nature et l'évolution dépendent localement de l'écoulement moyen et le “mouvement turbulent principal” dont la structure, conformément à l'hypothèse de Kolmogorov, est universelle et contient l'essentiel de l'énergie turbulente. En 1971, Crow et Champagne [33] mettent expérimentalement en évidence l'importance de ces grosses structures organisées dans le développement des écoulements cisailés et émettent l'idée que le rayonnement acoustique d'un jet peut être modifié en agissant sur la partie ordonnée de l'écoulement. La même année, Bishop *et al.* [14] indiquent que la principale source de bruit dans un jet supersonique est constituée par les oscillations à grande échelle de l'écoulement. Moore [97] montre en 1977 que les instabilités, qui peuvent être interprétées comme un modèle de structures cohérentes, interviennent de façon importante dans le mécanisme de production du

bruit d'un jet subsonique mais ne rayonnent pas directement. Ceci confirma les propos de Howe [60] qui en 1975 conclut que le couplage des tourbillons produits par le déplacement d'une source compacte (dont la dimension caractéristique est très inférieure à la longueur d'onde) avec d'autres mécanismes, et en particulier une fluctuation de vitesse, peut être bruyant. Dans le cas d'un écoulement turbulent où le champ de vitesse est fortement instationnaire, l'interaction entre les tourbillons génère un rayonnement sonore où les grosses structures jouent un rôle déterminant quant au contenu spectral.

Citons également Michalke [92] qui en 1977 propose une théorie sur la cohérence des structures à grande échelle dans un jet. Il définit un volume source équivalent dans lequel les sources sonores ne sont pas toutes corrélées. En étudiant les interactions entre chaque source, en particulier les interactions suivant l'axe du jet, il montre que celles-ci influencent l'émission sonore.

En définitive, si la notion de "structures cohérentes" reste encore insuffisamment définie, il est admis que, au moins en terme énergétique, il existe bien des structures particulières, dont le rôle est dominant dans les phénomènes turbulents et très particulier dans la génération des bruit de jet.

2.4 Les champs de pression d'un jet

La notion de champ lointain a été utilisée de nombreuses fois au cours de ce chapitre. Nous nous proposons dans cette section d'en préciser le sens et par conséquent d'introduire également la notion de champ proche grâce aux éléments bibliographiques s'y rapportant.

Ces notions ne sont pas définies d'une manière unanime dans la littérature. En effet, on pourrait dire qu'il existe autant de définitions qu'il y a de points de vue adoptés parmi les approches hydrodynamiques ou acoustiques du problème liées, de plus, aux quantités observées. Il y a donc un réel besoin, dans le cadre de cette étude, d'éclaircir ce point avec prudence.

En fait, on peut découper l'espace en trois régions qui se distinguent de part leurs caractéristiques hydrodynamiques et acoustiques: le champ de pression interne au jet, le champ de pression proche et le champ de pression lointain.

2.4.1 Champ interne

Les fluctuations de pression statique interne à un écoulement turbulent représentent une caractéristique importante pour la description de la structure et de la dynamique du champ turbulent au même titre que les fluctuations de vitesse. Ce champ hydrodynamique peut en outre aider à la compréhension de la génération de bruit grâce au formalisme du "pseudo-son" développé par Ribner [112]¹².

Parmi les nombreuses tentatives expérimentales de mesures des fluctuations de pression statique dans la zone de mélange d'un jet, deux études importantes ont retenu notre attention :

- George *et al.* [50] ($U_j = 30,5$ m/s, $U_j = 19,8$ et $D = 30,48$ cm) utilisent un tube de pitot classique accouplé à un microphone à condensateur 1/8 pouce,
- Jones *et al.* [64] ($U_j = 91,4$ m/s et $D = 6,25$ cm) utilisent un transducteur spécialement étudié pour ce type de mesure par Planchon [107].

Ces travaux se concentrent sur l'étude des spectres spatiaux des fluctuations de pression statique sur l'axe de la couche de mélange. À partir de l'équation de Poisson et en utilisant un développement du tenseur de Reynolds similaire à celui exposé en section 2.2.2.a, les calculs théoriques indiquent que les spectres de puissance de pression sont dominés par trois types distincts d'interactions des vitesses moyennes et fluctuantes en deux points \mathbf{y} et \mathbf{y}' de l'écoulement :

- interaction des fluctuations de vitesse à l'ordre 4, termes sous la forme

$$\frac{\partial^4}{\partial y_i \partial y_j \partial y'_k \partial y'_l} \left(\overline{u'_i(\mathbf{y}) u'_j(\mathbf{y}) u'_k(\mathbf{y}') u'_l(\mathbf{y}')} - \overline{u'_i(\mathbf{y}) u'_j(\mathbf{y})} \overline{u'_k(\mathbf{y}') u'_l(\mathbf{y}')} \right),$$

- interaction entre le cisaillement moyen d'ordre 1 et les fluctuations de vitesse à l'ordre 3, termes du type

$$\frac{\partial U_i(\mathbf{y})}{\partial y_j} \frac{\partial^3}{\partial y_i \partial y'_k \partial y'_l} \overline{u'_j(\mathbf{y}) u'_k(\mathbf{y}') u'_l(\mathbf{y}')} + \frac{\partial U_k(\mathbf{y}')}{\partial y'_l} \frac{\partial^3}{\partial y'_k \partial y_i \partial y_j} \overline{u'_l(\mathbf{y}') u'_i(\mathbf{y}) u'_j(\mathbf{y})},$$

- interaction entre le cisaillement moyen d'ordre 2 et les fluctuations de vitesse à l'ordre 2, termes qui s'écrivent

$$\frac{\partial U_i(\mathbf{y})}{\partial y_j} \frac{\partial U_k(\mathbf{y}')}{\partial y'_l} \frac{\partial u'_j(\mathbf{y})}{\partial y_i} \frac{\partial u'_l(\mathbf{y}')}{\partial y'_k}.$$

¹² Abordé au paragraphe suivant.

L'étude en loi de similitude de ces modes d'interaction se traduit par une décroissance suivant une loi respectivement en $k^{-7/3}$, $k^{-9/3}$ et $k^{-11/3}$ dans la zone inertielle du spectre de pression statique (k nombre d'onde spatial, suivant la direction longitudinale y_1). Les développements théoriques plus poussés menés par George *et al.* [50] du calcul du spectre total de pression en fonctions des spectres associés aux différents modes d'interaction font apparaître une fonction de pondération spatiale à décroissance rapide $W(k) = (4\pi)^2/k^4$ qui indique que le spectre de pression total est dominé par les plus grandes échelles de la turbulence¹³. Plus précisément, le mode d'interaction entre le cisaillement moyen d'ordre 2 et les fluctuations de vitesse à l'ordre 2 domine dans la partie la plus énergétique du spectre et est associé aux mouvements fluides à grandes échelles. Ses comportements spectraux sont assez bien vérifiés expérimentalement.

Approche du pseudo-son

Ribner [112] s'intéresse aux aspects physiques de la génération de bruit par des sources monopolaires, dipolaires et quadripolaires à partir du modèle d'une sphère oscillante. Il montre que l'on peut remplacer une distribution de sources quadripolaires par une distribution de sources dipolaires puis par une distribution de sources monopolaires. Par ailleurs, il identifie trois mécanismes aérodynamiques dans un écoulement turbulent susceptibles de générer du bruit : les dilatations locales d'un élément de fluide dont le rayonnement est de type monopolaire, la vorticité (Powell [109]) dont le rayonnement est de type dipolaire et les tensions de Reynolds dont la nature quadripolaire du rayonnement a été mise en évidence par Lighthill. Ces trois mécanismes conduisent donc à une distribution de sources soit monopolaires soit dipolaires soit quadripolaires réparties dans le volume turbulent. Il est montré que le rayonnements en champ acoustique lointain résultant de ces différentes distributions de sources sont de mêmes natures. Il existe donc une équivalence entre ces trois mécanismes du point de vue du bruit rayonné.

Ribner [112] se concentre sur le mécanisme des dilatations d'un élément de fluide qui présente l'avantage, nous le constaterons, d'offrir un terme source simple lors de la reformulation de l'équation de Lighthill. Il propose de décomposer le champ de pression, solution de l'équation de Lighthill, en une partie purement "acoustique" $p^{(1)}$ (pression en champ acoustique lointain) et en une partie appelée "pseudo-son" $p^{(0)}$ sous la forme :

¹³ Effet appelé filtrage de nombres d'onde.

$$p - p_o = p^{(1)} + p^{(0)}.$$

La pression pseudo-son est solution de l'équation :

$$\nabla^2 p^{(0)} = -\frac{\partial^2(\rho_o u_i u_j)}{\partial y_i \partial y_j}. \quad (2.10)$$

En soustrayant l'équation 2.10 à l'équation de Lighthill, écrite pour la pression sous hypothèse isentropique et avec le tenseur de Lighthill réduit à $T_{ij} = \rho_o u_i u_j$:

$$\frac{1}{c_o^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \nabla^2 p = \frac{\partial^2(\rho_o u_i u_j)}{\partial y_i \partial y_j},$$

l'équation à résoudre porte désormais sur la seule pression acoustique :

$$\frac{1}{c_o^2} \frac{\partial^2 p^{(1)}}{\partial t^2} - \nabla^2 p^{(1)} = -\frac{1}{c_o^2} \frac{\partial^2 p^{(0)}}{\partial t^2}.$$

Selon Ribner, un élément de volume fluide dans un écoulement instable oscille de manière inverse à la pression locale et une partie de ces dilatations est à l'origine de la génération de bruit ($p^{(0)}$) alors qu'une autre partie assure la propagation du son ($p^{(1)}$). La part efficace de ces dilatations apparaît dans le terme source virtuel $-\partial^2 p^{(0)}/\partial t^2$. Le champ de pression pseudo-son domine à l'intérieur ainsi qu'aux abords de la zone turbulente. Selon Ribner, il possède une décroissance spatiale de son amplitude en x^{-3} (si x est la distance qui sépare l'écoulement du point d'observation). Le champ pseudo-son possède virtuellement les caractéristiques du champ de pression dans un écoulement incompressible plutôt dominé par les effets inertiels que par les effets de compressibilité. En particulier, il ne comprend pas la propagation des ondes sonores, d'où son nom. Au delà de la zone turbulente, en champ acoustique lointain, le champ acoustique rayonné $p^{(1)}$ domine et possède une décroissance spatiale en x^{-1} .

Nous avons déjà constaté qu'il n'existait pas de conflit entre le concept de dilatation et le concept de source quadripolaire dans le processus de génération de bruit dans un écoulement. Le champ de pression pseudo-son représente vraiment le champ acoustique proche d'une source quadripolaire. Ces dilatations peuvent être vues comme une étape intermédiaire dans la transition du rayonnement d'un quadripole vers le champ acoustique lointain. Dans la théorie de Lighthill, cette étape n'est simplement pas prise en compte.

La détermination des caractéristiques spectrales du rayonnement acoustique en champ lointain passe par la connaissance du tenseur des corrélations en deux points des fluctuations de pression statique dans le volume source. Le champ de pression étant scalaire, cette tâche s'avère être moins laborieuse que la détermination du tenseur des corrélations en deux points des fluctuations de vitesse. Jones *et al.* [65], à partir des données de Planchon [107], utilisent ce modèle pour estimer les niveaux de pression et la directivité du rayonnement acoustique d'un jet en champ lointain avec une erreur de l'ordre de 3 dB par rapport aux mesures effectivement réalisées en champ lointain. Toutefois, les moyens métrologiques de mesure des fluctuations de pression statique ne semblent adaptés qu'à une gamme de vitesse assez faible.

2.4.2 Champ proche

a) Approche aérodynamique

A l'extérieur de la zone de mélange, l'écoulement est irrotationnel et peut être décrit par un potentiel. Il peut de plus être considéré incompressible si bien que ce potentiel obéit à l'équation de Laplace. S'intéressant à la description de l'écoulement dans cette zone, Phillips [105] prédit que l'énergie cinétique turbulente¹⁴ décroît selon la puissance -4 de la distance à l'axe du jet (y_2 avec les notations en vigueur dans ce chapitre), hypothèse vérifiée expérimentalement par Bradshaw [21]. Au delà de cette zone, la décroissance de l'énergie cinétique suit une loi en y_2^{-2} . Les mesures de vitesse effectuées par Maestrello [87] confirment ces comportements. La limite extrême de la zone de champ proche, au delà de laquelle l'équation des ondes sans second membre est "raisonnablement" bien vérifiée¹⁵, est déterminée par l'intersection de ces deux lois de décroissance définissant un angle de l'ordre de 15° par rapport à l'axe du jet.

Une autre façon de déterminer cette limite de champ proche est de mesurer le taux d'intermittence lié au processus de mélange aux abords de l'écoulement. La dynamique des grosses structures turbulentes est à l'origine d'incursions de paquets fluides dans le milieu au repos. La succession des ces deux états du fluide permet de définir le rapport des temps caractéristiques où le fluide est turbulent puis non turbulent, appelé taux d'intermittence. Ce rapport varie progressivement de l'unité à l'intérieur du jet à zéro à l'extérieur du jet. Maestrello [87] utilise la valeur absolue

¹⁴ Racine carrée de la somme des moyennes quadratiques des trois composantes de vitesse. ¹⁵ Terminologie employée par Maestrello.

de la double dérivée temporelle des fluctuations de vitesse radiale comme détecteur discriminant les deux états. Un taux d'intermittence de valeur 0,1 conduit à un angle de développement de 9° par rapport à l'axe du jet alors qu'une valeur de 0.01 définit un angle de 11° .

b) Approche par l'équation de Bernoulli

Long [82] et Arndt *et al.* [4] cherchent à décrire le comportement spectral des fluctuations de pression dans la zone d'entraînement. Le caractère irrotationnel de cette zone permet d'utiliser l'équation instationnaire de Bernoulli:

$$\frac{p - p_0}{\rho_0} = \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{\nabla \phi \cdot \nabla \phi}{2},$$

avec p la pression statique et ϕ le potentiel des vitesses. Cette équation montre que les fluctuations de pression possèdent deux composantes : des fluctuations acoustiques (premier terme du membre de droite), en phase avec les fluctuations de vitesse et apparaissant loin de la source donc en champ lointain, et des fluctuations hydrodynamiques (deuxième terme du membre de droite), déphasées de 90° avec les fluctuations de vitesse et apparaissant en champ proche. Ce terme convectif est en général négligé par les approximations usuelles de l'acoustique linéaire valables en champ lointain. La formulation appropriée du potentiel des vitesses pour une source quadripolaire, une fois introduite dans l'équation de Bernoulli, conduit à l'expression de l'intensité acoustique :

$$I = \frac{(p - p_0)^2}{\rho_0 c_0} = \rho_0 c_0 U_0^2 (kR_0)^2 \left(\frac{R_0}{r} \right)^2 \left| \frac{2 + 2ikr - (kr)^2}{6 - 3(kR_0)^2 + i(6kR_0 - (kR_0)^2)} \right|^2,$$

où R_0 est la taille de la source, U_0 la vitesse acoustique de la source et r est la distance du point d'observation à la source. Le produit kR_0 est supposé constant ce qui revient à considérer que les grandes longueurs d'ondes sont associées aux sources de grandes tailles et que les petites longueurs d'ondes sont associées aux sources de petites tailles. Lorsque $kr \gg 1$, on trouve le comportement en champ lointain :

$$I \propto \rho_0 c_0 U_0^2 (kR_0)^2.$$

Le comportement de l'intensité acoustique en champ proche apparaîtrait lorsque $kr \ll 1$ (en maintenant $r > R_0$):

$$I \propto \rho_0 c_0 U_0^2 (kR_0)^6.$$

La vitesse acoustique de la source peut être assimilée à une intensité turbulente dans la couche cisailée du jet si bien que :

$$U_o^2 \approx kE(k),$$

avec $E(k)$ le spectre de l'énergie turbulente dont la décroissance dans la zone inertielle varie comme $k^{-5/3}$. Par conséquent, à r constant, l'intensité acoustique possède une décroissance spectrale dans la zone inertielle en $k^{-20/3} \approx k^{-6,67}$. A k constant, la décroissance spatiale de l'intensité acoustique suit une loi en r^{-6} .

Les vérifications expérimentales sont obtenues à l'aide d'un microphone déplacé radialement à plusieurs positions axiales. La distance r correspond à la distance entre le microphone et l'axe de la couche de mélange. La figure 2.19.(a) donne un exemple de spectres adimensionnés mesurés à $y_1/D = 1.5$. Les pentes observées sont conformes à ce que prédit la théorie.

Le champ acoustique est considéré comme proche tant que le critère $kr < 2$ est maintenu comme le montre la figure 2.19.(b). La limite entre champ proche et lointain semble cependant dépendante de la fréquence. La dépendance spatiale du champ lointain en r^{-2} est bien vérifiée quelle que soit la fréquence.

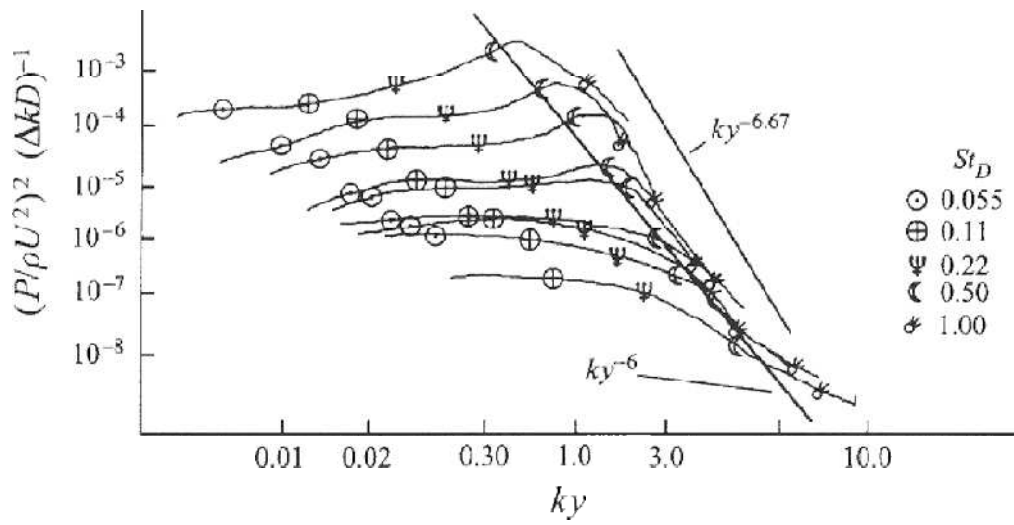
En conclusion, la partie la plus énergétique du spectre mesuré en champ proche est produite par la turbulence qui se situe directement en face du microphone. Ceci signifie qu'il y a un lien direct entre la pression mesurée et la position de la turbulence dans la couche cisailée. La pression proche du bord de la zone de mélange constitue une quantité appropriée à l'analyse POD¹⁶.

c) Approche par l'analogie de Lighthill

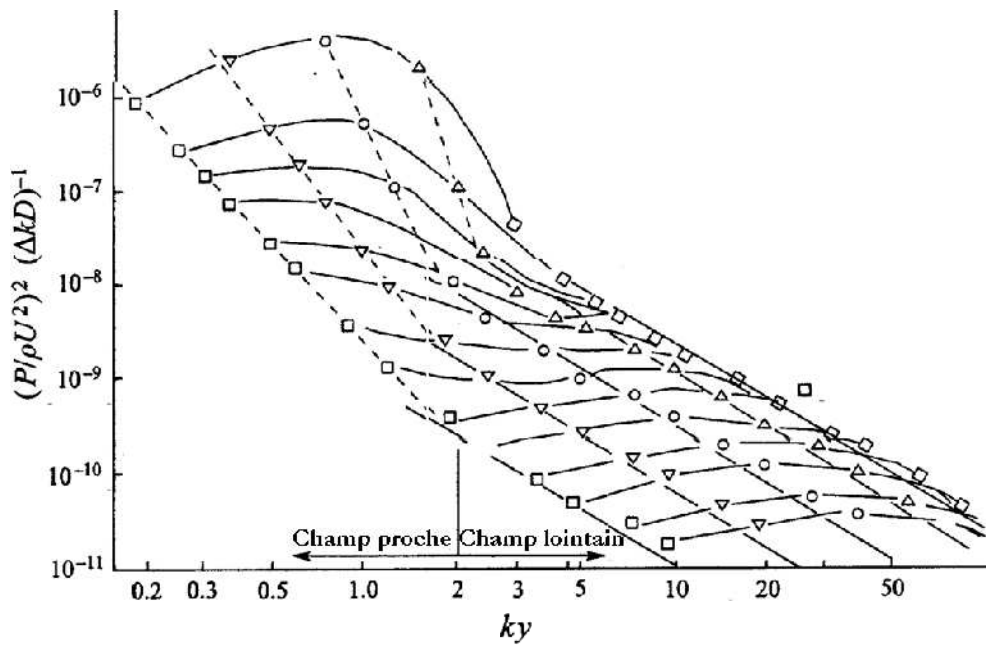
Ollerhead [101] est le seul à notre connaissance à proposer un développement de l'approche de Lighthill pour le champ proche dans le cas de jets subsoniques et supersoniques. A partir de l'équation 2.4 qu'il développe et en introduisant le vecteur $\mathbf{r} = \mathbf{x} - \mathbf{y}$ (dont le module est r , distance d'un point source au point d'observation), l'équation à laquelle il aboutit est la suivante :

$$p(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{r_i r_j}{r^2} \left[\frac{T''_{ij}}{rc_o^2} + \frac{3T'_{ij}}{r^2 c_o} + \frac{3T_{ij}}{r^3} \right] - \delta_{ij} \left[\frac{T'_{ij}}{r^2 c_o} + \frac{T_{ij}}{r^3} \right] d\mathbf{y}, \quad (2.11)$$

¹⁶ Les résultats de l'analyse POD de l'étude de Long [82] et Arndt *et al.* [4] sont exposés en section 3.1.4.b.



(a) $U_j = 23$ m/s, $D = 2,54$ cm, $y_1/D = 1,5$.



(b) $U_j = 170$ m/s, $D = 0,71$ cm, $y_1/D = 3$.

FIG. 2.19 – Évolution des fluctuations de pression du champ proche au champ lointain d'après Arndt et al. [4].

où les termes entre crochets $[\cdot]$ dépendent des variables $(\mathbf{y}, t - \frac{r}{c_0})$ et où le symbole $'$ représente la dérivée temporelle d'ordre un. On observe immédiatement qu'avec l'hypothèse de champ lointain $x \gg |\mathbf{y}|$ ce qui revient ici à $r \approx x$ (et $r_i \approx x_i$) et en négligeant alors les termes en $1/x^2$ et en $1/x^3$, on retrouve l'équation 2.6. Le terme en T_{ij}'' correspond donc bien au rayonnement en champ lointain alors que les termes en T_{ij}' et T_{ij} représente le rayonnement en champ proche, d'une source quadripolaire en l'occurrence. La décroissance spatiale de l'amplitude du champ de pression proche varie comme une combinaison de décroissance en x^{-2} et en x^{-3} . Enfin, de façon intuitive, la transformée de Fourier de l'équation 2.11 indique que le champ de pression proche contient d'avantage d'énergie à basses fréquences que la pression en champ lointain.

2.4.3 Champ lointain

A partir de la limite externe du champ proche, la vitesse des ondes est égale à la vitesse du son dans l'espace au repos c_0 et la décroissance spatiale de l'amplitude du champ suit la loi en r^{-1} . Dans le cas d'une source étendue, cas d'un jet, des phénomènes importants de diffraction se produisent dans cette région. Deux zones de diffraction peuvent être distinguées :

- la zone de Fresnel où le champ acoustique s'organise. Elle est le siège d'effets d'interférences provoquant une oscillation du champ acoustique. Dans cette zone, les caractéristiques locales de la source sont reliées à la phase mesurée au point d'observation et l'analyse de la courbure des surfaces de phase peut conduire à une méthode de localisation des sources acoustiques (Maestrello *et al.* [89]). La zone de Fresnel constitue une zone de champ lointain pour l'hydrodynamicien mais reste une zone de champ proche pour l'acousticien.
- la zone de Fraunhofer où le champ acoustique est parfaitement bien établi. Dans cette zone, contrairement à la zone de Fresnel, la directivité du rayonnement est indépendante de la distance du point d'observation à la source qui apparaît comme ponctuelle du point de vue de la phase. Les techniques de localisation des sources doivent alors utiliser des informations sur l'amplitude du champ (Parthasarathy [104]). La zone de Fraunhofer est la véritable la zone de champ lointain pour l'acousticien.

Le passage de la zone de Fresnel à la zone de Fraunhofer est déterminé par $r > l^2/\lambda$ (l taille de la source), condition qui traduit le fait que la longueur d'onde est inférieure à la différence des distances entre deux points de la région source et le point d'observation (Dahan [34]).

A cette condition, Lévy [75] ajoute deux conditions supplémentaires à remplir afin de s'assurer que le point d'observation se situe dans la zone de Fraunhofer de la source :

- condition acoustique : $r \gg \lambda$, distance d'observation très supérieure aux longueurs d'ondes. Cette condition permet de négliger les termes de champ proche.
- condition géométrique : $r \gg l$, distance d'observation très supérieure à la dimension de la source. Cette condition revient à assimiler la source étendue à une source ponctuelle.

La première condition et la condition de zone de Fraunhofer, qui toutes deux dépendent de la fréquence, peuvent être regroupées afin de définir la gamme fréquentielle :

$$c_0/r(r/l)^2 \gg f \gg c_0/r.$$

Finalement dans le cas du bruit de jet, en utilisant le nombre de Strouhal $S_{tD} = f.D/U_j$ et le nombre de Mach $M_j = U_j/c_0$, l'hypothèse de champ lointain est valable si :

$$\frac{r}{D} \gg \frac{l}{D}$$

et

$$\frac{r}{D} \left(\frac{D}{l} \right)^2 \gg M_j S_{tD} \gg \frac{1}{(r/D)}$$

Dans une configuration de jet fixée, la première condition ne dépend que de la longueur l . Lévy considère que la longueur à prendre en compte correspond à la longueur de corrélation de vitesse longitudinale (notée L_1 en section 2.2.1.a) qu'il estime de l'ordre du diamètre D . Dahan [34] préfère utiliser la taille de la zone source d'intensité maximale de rayonnement (à $S_{tD} = 0.2$) qui est de l'ordre de $5D$. On peut remarquer que la première condition est somme toute assez peu restrictive. La gamme fréquentielle intéressante est typiquement comprise entre 0,1 et 10 et la dernière condition ne devient contraignante que pour les très faibles vitesses. Finalement, la condition de champ lointain $x/D = 100$ généralement admise dans la discipline est justifiée (exploration possible de la gamme de nombres de Mach de 0.1 à 10 si $l = D$).

2.5 Techniques expérimentales de caractérisation des sources acoustiques

On effectue dans cette section une rapide revue bibliographique des principales techniques de caractérisation des sources acoustiques dans les jets, liste non exhaustive. Compte tenu de la formulation mathématique de l'analogie de Lighthill qui fait apparaître un terme source dépendant des grandeurs aérodynamiques de l'écoulement, il semble naturel de vouloir étudier les corrélations entre ces grandeurs aérodynamiques, les vitesses en particulier, et le champ acoustique proche ou lointain. Cependant, devant la lourdeur et la difficulté de mener à bien une telle tâche, des tentatives de localisation de sources à partir des seules mesures de pression en champ proche ou en champ lointain ont aussi été effectuées. Ainsi nous proposons une classification de toutes ces études scindée en quatre catégories : mesures des corrélations entre grandeurs aérodynamiques et champ acoustique lointain, mesures des corrélations entre grandeurs aérodynamiques et champ acoustique proche, mesures de la pression seule en champ lointain et enfin mesures de la pression seule en champ proche.

2.5.1 Mesures des corrélations entre grandeurs aérodynamiques et champ acoustique lointain

Technique de causalité (Lee et Ribner [71]). On établit les corrélations entre une grandeur liée à une fonction source à l'origine d'un phénomène donné et une grandeur liée à ce phénomène, corrélations de cause à effet. Dans le cas du bruit de jet, l'autocorrélation de pression en champ lointain est une fonction des corrélations entre la pression en champ lointain et la grandeur liée à la fonction source. Ces corrélations sont à déterminer sur tout le volume source. Un microphone est placé en champ lointain à $96D$ et à 40° de l'axe du jet (à $M_j = 0.3$ avec $D = 1,9$ cm). Un fil chaud mesure la composante de la vitesse en direction du microphone. La technique de causalité consiste dans ce cas à calculer l'intégrale dans le volume source de la double dérivée temporelle des corrélations entre pression en champ lointain et le carré de la vitesse en direction du microphone. Dans leurs expériences, l'exploration spatiale incomplète de la zone source conduit à une sous estimation de la densité spectrale de pression en champ lointain pour les basses fréquences ($S_{tD} < 0,7$).

Cette technique est utile pour l'étude relative des composantes de bruit de ci-

saillement et de bruit propre¹⁷. Cette étude est menée par Seiner et Reethof [119] pour un jet subsonique (à $M_j = 0,33$ avec $D = 5$ cm) mais ils ne prennent pas en compte correctement l'effet du temps retardé ce qui fausse quelque peu les résultats. La prise en compte correcte du temps retardé est effectuée par Juvé [66] (à $M_j = 0,4$ avec $D = 2$ cm). Les mesures avec le microphone placé en champ lointain sous un angle de 30° par rapport à l'axe du jet indiquent que le bruit de cisaillement domine le bruit propre. La bande de fréquence centrée sur le nombre de Strouhal $S_{iD} = 0,3$ est la contribution la plus importante et possède un maximum à l'abscisse $y_1/D = 6$. Les contributions des bandes de fréquence adjacentes inférieures et supérieures sont maximales respectivement en aval et en amont de cette position. L'observation en champ lointain sous l'angle de 90° montre que le bruit propre est prépondérant devant le bruit de cisaillement et est localisé sur l'axe de la couche de mélange.

L'étude de l'intermittence du rayonnement acoustique sous l'angle d'observation de 30° (Juvé *et al.* [68]), dans la même configuration expérimentale, révèle que l'entraînement de l'air extérieur dans le jet intervenant pendant 10% du temps produit 50% de l'énergie acoustique.

Le principe de causalité est également utilisé par Schaffar ([116] et [117]) où la vitesse est mesurée par la technique de vélocimétrie laser ($M_j = 0,98$ et $D = 4$ cm) et où un dalembertomètre¹⁸ mesure directement le terme source ($M_j = 0,84$ et $D = 1,5$ cm). Les résultats obtenus par Schaffar confirment ceux présentés ci-dessus.

Mesures par radiomètre infrarouge (Dahan [34] et Dahan *et al.* [35]).

Des radiomètres infrarouges mis au point à l'ONERA permettent de mesurer le champ turbulent de température dans un jet chaud subsonique. Le terme source ne peut pas être déterminé complètement à partir des fluctuations de température. C'est pourquoi l'étude porte sur les propriétés de cohérence entre les signaux des radiomètres et les signaux de pression en champ lointain permettant une évaluation de l'efficacité acoustique des grosses structures turbulentes dans un jet subsonique chaud (température de $T_j = 900$ K, $M_j = 0,7$ et $D = 8$ cm). Trois radiomètres sont focalisés sur l'axe de la couche de mélange à trois positions axiales ($y_1/D = 1, 4$ et 8) et un microphone placé à $75D$ balaye un secteur angulaire compris entre 15° et 150° . Les niveaux de corrélations sont trouvés élevés pour les angles faibles $< 30^\circ$, décroissent rapidement jusqu'à 50° et deviennent quasiment nuls au delà.

¹⁷ Voir section 2.2.2.a. ¹⁸ Il s'agit de la mesure du dalembertien de la masse volumique $\square^2\rho$ qui est mathématiquement égal au terme source par des techniques laser combinées d'interferométrie et de strioscopie.

Les fonctions de cohérence confirme ce comportement. Elles possèdent un maximum au nombre de Strouhal compris entre 0,2 et 0,3 qui ne dépend pas de la position angulaire. Dans cette bande de fréquence, la contribution des structures cohérente à la puissance acoustique totale atteint 50% pour l'angle du maximum de rayonnement.

2.5.2 Mesures des corrélations entre grandeurs aérodynamiques et champ acoustique proche

Le travail mené par Dahan ([34] et [35]) comporte également une étude des corrélations entre les signaux radiométriques et les signaux de pression en champ proche. Le radiomètre est focalisé sur l'axe de la couche de mélange à différentes positions axiales. Une antenne de 8 microphones est disposée parallèlement au jet et couvre la zone : $1 < y_1/D < 8$ et $2 < y_2/D < 5$. L'existence d'ondes cohérentes de pression est mise en lumière par les cartographies des retards des maxima des fonctions de corrélations et des phases des interspectres radiomètre-microphone. Les niveaux de corrélation sont très importants quand les microphones sont proches du point de focalisation du radiomètre et décroissent rapidement avec l'augmentation de la distance qui les sépare. La composante axiale de la vitesse de phase des ondes cohérentes passe graduellement de la vitesse de convection aux abords du jet à la vitesse du son en espace libre lorsqu'on s'éloigne. Les cartes des amplitudes des interspectres mettent en relief deux régions distinctes de l'espace : une région aval où la direction de rayonnement à un angle faible est très marquée, indépendante de la fréquence et de la position de focalisation et une région amont où la morphologie des iso-valeurs dépend de la position du point de focalisation.

2.5.3 Mesures de la pression seule en champ lointain

Ecran absorbant (Bishop *et al.* [14]). Un écran acoustique absorbant laissant s'écouler le jet par un orifice est placé devant l'écoulement à différentes positions axiales. Dans le cas d'un moteur Rolls-Royce ($U_j = 890$ m/s), le spectre de pression mesuré à 40 fois le diamètre de la tuyère de l'axe du jet sous un angle de 45° s'appauvrit en hautes fréquences au fur et à mesure que l'écran se déplace vers l'aval ce qui indique que les fréquences élevées sont générées sur les premiers diamètres du jet.

Miroir acoustique elliptique (Grosche [56]). L'un des deux foyers du miroir acoustique elliptique est placé dans la zone source et la pression acoustique image focalisée

au second foyer est mesurée par un microphone. La densité de sources acoustiques issues d'un volume entourant le foyer source est étudiée par bande de fréquence (à $M_j = 1$ avec $D = 2$ cm) et possède un maximum dont la position varie suivant la bande de fréquence (près de la tuyère pour les fréquences élevées plus en aval pour les basses fréquences).

Couronne de microphones en champ lointain (Parthasarathy [104]). Une couronne (dont le diamètre est de 15 fois le diamètre de la tuyère $D = 4$ cm) de 8 microphones est placée à $30D$ de l'axe du jet ($M_j = 180$ m/s). La distribution de sources sur l'axe du jet par bande de fréquence est obtenue dans le repère convecté des sources grâce à une méthode d'inversion aux moindres carrés à partir des inter-corrélations des pressions en champ lointain. Là encore, les sources à hautes fréquences sont trouvées proche de la tuyère et les sources à basses fréquences plus en aval.

Télescope acoustique (Billingsley *et al.* [13]). Un réseau linéique (antenne acoustique) de 14 microphones régulièrement espacés (0,1 m) est placé en champ lointain à $45D$ (Réacteur Rolls-Royce/SNECMA de diamètre $D = 1$ m). Le télescope vise un point situé sur l'axe du jet sous un angle réduit de 10 à 30°. La distribution spatio-fréquentielle de la source est obtenue par la transformée de Fourier de la somme (ou du produit) pondérée des signaux microphoniques. La zone source principale est située entre 3 et $9D$.

Technique par corrélation polaire (Fisher *et al.* [94]). Cette technique utilise la corrélation filtrée mesurée entre un microphone fixe placé en champ lointain dans le plan de sortie de la tuyère et un microphone mobile sur un arc de cercle à la même distance de la sortie. La distribution de sources sur l'axe du jet est supposée être celle d'une distribution linéaire de sources sphériques. L'étude de la distribution de source par bande de tiers d'octave dans un jet ($M_j = 0,8$ et $D = 2,54$ cm) confirme les résultats déjà bien connus.

Antenne focalisée (Elias *et al.* [41]). Dans un souci d'amélioration de la précision spatiale sur une antenne acoustique, il est préférable de rapprocher cette dernière de la source. Dans ce cas, la source entre dans la zone de Fresnel de l'antenne et les hypothèses de propagation en ondes planes généralement admises en champ lointain ne sont plus valables. Il faut alors rechercher le centre d'émission de l'onde sphérique plutôt que la direction de la source par un traitement d'antenne focalisée. On recherche la position d'un monopôle parmi un ensemble de positions possibles. La position retenue est celle où la différence entre le champ mesuré sur l'antenne

et le champ calculé pour toutes les positions du monopôle est la plus faible. Une variante de cette méthode, adaptée aux sources étendues, est proposée par Jacquet [63]. Elle repose sur l'hypothèse d'une distribution linéique de sources monopolaires non corrélées sur l'axe du jet. La distribution retenue est celle qui permet de reconstituer au mieux la matrice interspectrale des signaux de pression mesurés. Ces deux méthodes sont utilisées avec succès par Jacquet [63] pour l'étude du bruit d'impact d'un jet supersonique sur un obstacle et par Zoppellari [137] dans le cadre d'une étude de réduction de bruit par injection d'eau dans des jets subsoniques et supersoniques.

2.5.4 Mesures de la pression seule en champ proche

Mesure du gradient de pression proche (Maestrello [87]). Il est démontré que la mesure du flux d'intensité acoustique normal à une surface en champ proche permet d'estimer l'intensité acoustique en champ lointain. Neufs capteurs à gradient de pression sont placés sur un plan incliné à $17,3^\circ$ à 5 diamètres ($D = 6,3$ cm) de l'axe du jet, distance déterminée par les considérations exposées en section 2.4.2.a. Les mesures de corrélations effectuées dans ce plan pour un jet à Mach $M_j = 0,62$ indiquent que le rayonnement près de la sortie du jet est plutôt omnidirectionnel et directionnel loin en aval. Les estimations de l'intensité acoustique en champ lointain sont en très bon accord avec les mesures réelles.

Étude de la structure quasi-périodique dans un jet (Maestrello *et al.* [88]). Mollo-Christensen [96] observe expérimentalement, le premier, que les fluctuations de pression en champ proche consistent en des paquets d'ondes bien organisées pour lesquelles les fréquences des composantes dominantes préservent leur relation de phase sur de relativement grandes étendues spatiales. Partant de ce constat, Maestrello et Fung [88] s'intéressent aux fluctuations instantanées de pression en champ proche d'un jet axisymétrique subsonique (à $M_j = 0,7$ avec $D = 6,2$ cm). Ils utilisent 12 microphones montés sur une antenne linéaire inclinée à 12° et une antenne azimutale constituée de trois anneaux de 8 microphones. Les intercorrélations azimutales sont maximales au décalage temporel nul prouvant la nature axisymétrique en moyenne du champ de pression et les amplitudes décroissent avec l'augmentation de la séparation angulaire. Cette décroissance est beaucoup plus rapide pour une position axiale proche de la fin du cône potentiel ($y_1 = 4,8D$). Finalement, la structure quasi-périodique détectée grâce au champ de pression est supposée prendre

naissance avec l'enroulement de la couche de mélange survenant sur une distance axiale comprise entre la sortie de tuyère et le premier diamètre. Cette structure se développe jusqu'à une distance de 3 diamètres en aval de la sortie puis disparaît au delà de la fin du cône potentiel. Le nombre de Strouhal associé à la structure pleinement développée est de l'ordre de 0,3 à 0,4, caractéristique des structures à grandes échelles souvent observées dans les jets turbulents circulaires.

Intensité active en champ proche (Juvé *et al.* [42]). Une sonde intensimétrique à 3 microphones permettant de mesurer 2 composantes du vecteur intensité acoustique active est placée dans le champ proche d'un jet subsonique (à $M_j = 0,4$ et avec $D = 2$ cm). La cartographie obtenue dans le champ proche traduit un comportement en bon accord avec les résultats obtenus en champ lointain. Juvé [67] propose également une utilisation de la cartographie du vecteur intensité dans le but de localiser les sources par une procédure d'inversion.

2.6 Conclusions

L'analogie de Lighthill fournit une base théorique des mécanismes de production de bruit par les écoulements. La pression acoustique générée s'exprime comme l'intégrale dans le volume fluide des corrélations spatio-temporelles des grandeurs aérodynamiques, et en particulier des vitesses turbulentes. Les nombreuses expérimentations effectuées au cours des cinquantes dernières années prouvent la fiabilité générale de la théorie. Cependant les difficultés expérimentales d'obtention de ces quantités avec précision sont, elles aussi, nombreuses. Cet état de fait conduit bien souvent à une modélisation semi-empirique de la génération de bruit et à une compréhension limitée des mécanismes physiques à l'origine de la production. En particulier, si l'existence au sein des écoulements de mouvements fluides organisés aux grandes échelles, appelés structures cohérentes, n'est plus à démontrer, leur définition n'est pas unanimement établie et le rôle qu'elles jouent dans la génération de bruit n'est pas élucidé. Afin d'éclaircir les connaissances sur ces phénomènes cohérents, des méthodes d'analyse des champs aléatoires ont vu le jour dans ces trente dernières années. Celles-ci pouvant se décomposer en deux grandes familles, des méthodes conditionnelles, dont les approches menées par Hussain [62] sont des exemples significatifs et des approches à caractère plus systématique, que l'on peut qualifier de statistiques, basées uniquement sur des considérations statistiques non conditionnelles (essentiellement sur des corrélations en deux points). Dans cette

dernière famille entrent deux méthodes maintenant bien admises : la POD et la LSE. Ce sont à ces deux approches que le chapitre suivant sera dévolu.

Chapitre 3

Analyse des champs aléatoires à partir des corrélations en deux points

Ce chapitre est consacré à la description des techniques de traitement des signaux aléatoires qui sont généralement appliquées au champ des vitesses turbulentes dans les écoulements. Dans ce cas, elles permettent d'extraire de ces champs spatio-temporels d'apparence aléatoire une partie cohérente que l'on identifie à des structures cohérentes. Ces méthodes sont reconnues utiles dans la description dynamique des mouvements aux grandes échelles au sein des écoulements. On se restreint ici à la présentation de deux méthodes "non conditionnelles", basées sur l'utilisation de corrélations en deux points : la Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres (POD) et l'Estimation Stochastique Linéaire (LSE).

3.1 Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres

Les fondements théoriques de la méthode présentée ici s'appliquent à un champ de vitesse. Mais il faut souligner qu'il s'agit d'une technique d'analyse de données et qu'à ce titre elle s'adresse à n'importe quel ensemble de réalisations portant sur des vecteurs (champ de vitesse) ou des scalaires (pression, température).

3.1.1 Historique

En 1967, Lumley [83] a proposé de considérer la structure cohérente dominante dans un écoulement turbulent comme celle qui possède la plus grande projection au sens des moindres carrés sur le champ de vitesse. Cette approche, la Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres (POD) est également connue sous le nom d'expansion de Karhunen-Loeve. La POD consiste à chercher un ensemble de réalisations de l'écoulement, déterministes et indépendantes entre elles, qui correspondent à des modes préférentiels de l'écoulement. Pour trouver ces modes, on projette une réalisation déterministe sur l'ensemble des réalisations aléatoires possibles et on cherche à maximiser cette projection. La figure 3.1 donne une représentation idéalisée de cette décomposition :

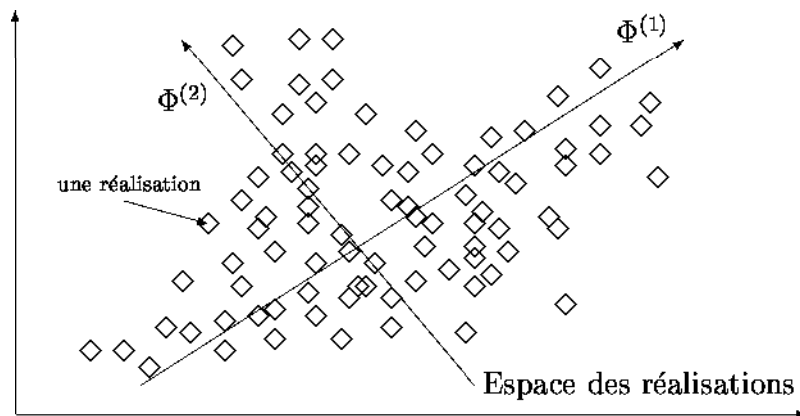


FIG. 3.1 – Représentation idéalisée de la POD d'après Delville [37].

Dans cet exemple, on peut assimiler la POD à la recherche, dans le plan des réalisations, d'une direction privilégiée traductrice de l'organisation principale de l'écoulement. Le reliquat de cette projection étant à son tour décomposé suivant le même principe, etc..

Plus précisément, cette méthode est basée sur l'extraction de fonctions propres mutuellement non corrélées, obtenues à partir du tenseur des corrélations en deux points, mesuré dans l'écoulement pour une ou plusieurs directions de l'espace et/ou du temps. On forme ainsi une base de fonctions ou "directions" propres orthogonales, représentatives des "réalisations de l'écoulement les plus probables". Ce problème

conduit à une résolution d'une équation intégrale aux valeurs propres possédant pour noyau le tenseur des corrélations. Un des intérêts de ce formalisme réside dans le fait que toute réalisation de l'écoulement peut être décomposée sur cette base de fonctions propres. Lumley a alors montré qu'à partir de cette analyse, il était théoriquement possible de restituer la structuration de l'écoulement et la contribution des divers modes à l'énergie cinétique turbulente ou aux tensions de Reynolds et ceci, sans faire intervenir l'empirisme à quelque niveau que ce soit.

Les principales caractéristiques de la POD

Le caractère essentiel de la POD réside dans le fait que c'est une décomposition basée sur des fonctions intrinsèques de l'écoulement contrairement à la décomposition harmonique par exemple (où les fonctions sont données à priori), et dans le fait que les fonctions propres de cette base orthogonale (modes indépendants et statistiquement non corrélés entre eux) sont assimilables aux directions statistiques des réalisations de l'écoulement.

La POD est une procédure méthodique, rigoureuse, linéaire. De plus, elle est efficace car c'est la décomposition optimale au sens de l'énergie et parce qu'elle converge rapidement. Ceci est d'autant plus vrai que la direction de la décomposition est inhomogène.

En adjoignant à la POD des théories complémentaires comme, par exemple, la théorie du *Shot Noise*¹, elle peut s'avérer être une méthode d'extraction des structures cohérentes.

Les inconvénients de la POD sont qu'elle nécessite la connaissance expérimentale du tenseur des corrélations sur un grand nombre de points pouvant rendre gigantesque l'ensemble des données. De plus, les corrélations en deux points n'autorisent pas la prise en compte des moments d'ordres supérieurs. Notons également que les fonctions propres obtenues, associées à la nature intrinsèque de l'écoulement, rendent délicate l'extrapolation de ces fonctions à d'autres types d'écoulements.

3.1.2 Eléments théoriques

a) L'équation de Fredholm

La méthode de la POD consiste à rechercher une fonction déterministe $\Phi(\mathbf{X})$ qui soit la plus proche possible en moyenne de la fonction aléatoire $\mathbf{u}(\mathbf{X})$. Ces

¹ Bruit de grenaille.

fonctions sont des fonctions complexes vectorielles (de composantes respectives Φ_i et u_i) à variables réelles \mathbf{X} . Ce problème d'optimisation se ramène à un problème aux valeurs propres (c.f. Cordier [30] pour les détails mathématiques), qui se présente sous la forme d'une équation intégrale de Fredholm :

$$\sum_{j=1}^{n_c} \int_{\mathcal{D}} R_{ij}(\mathbf{X}, \mathbf{X}') \Phi_j(\mathbf{X}') d\mathbf{X}' = \lambda \Phi_i(\mathbf{X}) \quad (3.1)$$

où n_c est le nombre de composantes vectorielles de la fonction aléatoire $\mathbf{u}(\mathbf{X})$ et $R_{ij} = \langle \mathbf{u}(\mathbf{X}) \mathbf{u}^*(\mathbf{X}') \rangle$ son tenseur de corrélations en deux points; selon un sens à définir pour l'opérateur de moyenne $\langle \bullet \rangle$ (c.f. section 3.1.2.c).

b) Le théorème de la décomposition orthogonale

La solution de l'équation intégrale 3.1 est discutée par la théorie de Hilbert-Schmidt. Si le domaine d'intégration \mathcal{D} est fini, de manière à ce que l'équation 3.1 soit définie, le tenseur R_{ij} est symétrique et appartient à l'espace des fonctions à carré sommable et on peut appliquer le théorème de la décomposition orthogonale selon Loeve [81] dont les résultats sont :

- L'équation 3.1 admet une suite discrète de solutions vérifiant :

$$\sum_{j=1}^{n_c} \int_{\mathcal{D}} R_{ij}(\mathbf{X}, \mathbf{X}') \Phi_j^{(n)}(\mathbf{X}') d\mathbf{X}' = \lambda^{(n)} \Phi_i^{(n)}(\mathbf{X}) \quad n = 1, 2, 3, \dots, +\infty \quad (3.2)$$

avec $\lambda^{(n)}$ les valeurs propres.

- Les valeurs propres $\lambda^{(n)}$ sont réelles, positives, leur somme est finie et leur série converge :

$$\lambda^{(1)} \geq \lambda^{(2)} \geq \lambda^{(3)}, \dots \quad (3.3)$$

- Cet ensemble discret peut être choisi de telle manière que les fonctions propres $\Phi_i^{(n)}$ soient orthonormales :

$$\sum_{i=1}^{n_c} \int_{\mathcal{D}} \Phi_i^{(p)}(\mathbf{X}) \Phi_i^{*(q)}(\mathbf{X}) d\mathbf{X} = \delta_{pq} \quad \text{avec} \quad \delta_{pq} = \begin{cases} 0 & \text{pour } p \neq q; \\ 1 & \text{pour } p = q. \end{cases} \quad (3.4)$$

- Toute réalisation du champ aléatoire fluctuant $u_i(\mathbf{X})$ peut alors être reconstruite à partir des fonctions propres déterministes $\Phi_i^{(n)}$:

$$u_i(\mathbf{X}) = \sum_{n=1}^{+\infty} u_i^{(n)}(\mathbf{X}) = \sum_{n=1}^{+\infty} a^{(n)} \Phi_i^{(n)}(\mathbf{X}). \quad (3.5)$$

Cette reconstruction peut s'avérer efficace pour analyser la participation instantanée des modes de la POD aux réalisations individuelles de l'écoulement.

- Les coefficients aléatoires $a^{(n)}$, projection de \mathbf{u} sur Φ , sont alors calculés par :

$$a^{(n)} = \int_{\mathcal{D}} u_i(\mathbf{X}) \Phi_i^{*(n)}(\mathbf{X}) d\mathbf{X}. \quad (3.6)$$

- Cette décomposition converge au sens des moindres carrés et les coefficients $a^{(n)}$ sont non corrélés entre eux :

$$\langle a^{(n)}.a^{(m)} \rangle = \delta_{nm} \lambda^{(n)}. \quad (3.7)$$

L'énergie contenue dans un mode est représentée par sa valeur propre.

- On peut décomposer les corrélations R_{ij} (noyau) en une double série de $\Phi^{(n)}$:

$$R_{ij}(\mathbf{X}, \mathbf{X}') = \sum_{n=1}^{+\infty} \lambda^{(n)} \Phi_i^{(n)}(\mathbf{X}) \Phi_j^{*(n)}(\mathbf{X}') \quad (3.8)$$

et la série est uniformément convergente.

- On peut également vérifier que :

$$\int_{\mathcal{D}} \sum_{i=1}^{n_c} R_{ii}(\mathbf{X}, \mathbf{X}) d\mathbf{X} = \sum_{n=1}^{+\infty} \lambda^{(n)}. \quad (3.9)$$

La somme des valeurs propres est égale à l'énergie totale présente dans le domaine de mesure (énergie cinétique turbulente pour un champ de vitesse). Si la notion de structure cohérente est associée aux modes de la POD, les valeurs propres $\lambda^{(n)}$ représentent la valeur moyenne de l'énergie attribuée à la structure d'ordre (n) .

c) Les différentes formes de POD

Selon l'ensemble statistique des réalisations utilisé pour évaluer le tenseur de corrélations R_{ij} , différents types de décomposition orthogonale sont obtenus :

- moyenne d'ensemble assimilée à une moyenne temporelle sous hypothèse d'ergodicité et de stationnarité : *méthode "classique"*.
- moyenne spatiale estimée à partir de réalisations prises à l'instant $t_n = n\tau$ où n est tel que les échantillons $u_i(\mathbf{x}, n\tau)$ soient non corrélés entre eux et où τ est une échelle de temps caractéristique du temps de corrélation du processus : *méthode des "snapshots"* (Sirovich [121]; Sirovich et al. [122]).
- moyenne d'ensemble sur des réalisations de l'écoulement prises à partir de conditions initiales différentes : *méthode étendue* (Glezer et al. [52]).
- moyenne spatiale ou temporelle évaluée à partir de réalisations spatio-temporelles $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ sans qu'aucune hypothèse de stationnarité ou d'ergodicité du signal ne soit nécessaire : *méthode bi-orthogonale* (Aubry [5]; Aubry et al. [6]).

Pour une description complète de ces notions, le lecteur est invité à consulter la thèse de Faghani [43]. Dans la présente étude, seule la *méthode "classique"* a été utilisée.

d) La notion d'inhomogénéité

L'application de la POD est associée à la présence d'au moins une direction d'inhomogénéité, caractère qui n'est pas forcément trivial. Le caractère d'inhomogénéité du champ analysé doit être défini en relation avec le domaine physique considéré \mathcal{D} . On peut définir un "degré d'inhomogénéité" relatif à ce domaine comme étant le rapport de l'énergie totale de la corrélation contenue dans la direction entière considérée et l'énergie effectivement incluse dans le domaine traité. Plus ce rapport est grand et plus ce domaine est considéré comme homogène; une valeur unitaire correspondant à une repartition inhomogène de l'énergie.

Lumley [83], quant à lui, assimile ce rapport au nombre de modes nécessaires à la POD pour représenter correctement l'énergie du système.

3.1.3 Traitement des directions homogènes

Pour pouvoir appliquer la POD, il faut que le domaine d'intégration \mathcal{D} soit borné. Il faudra donc prendre en compte d'une façon particulière les directions

d'homogénéité, stationnaires ou périodiques. Par la suite, pour des raisons simplificatrices, on assimilera la direction d'homogénéité à la direction spatiale OX_3 , la généralisation à d'autres directions étant directe. Dans le cas où l'on suppose qu'un écoulement turbulent est homogène en moyenne suivant une direction spatiale donnée, la corrélation ne dépend que des séparations $r_3 = x'_3 - x_3$ et devient indépendante de la position x_3 .

En séparant la variable homogène x_3 de la variable d'espace temps \mathbf{X} , on introduit une nouvelle variable $\boldsymbol{\chi} = (x_1, x_2, t)$ pour laquelle l'équation de Fredholm 3.1 peut s'écrire sous la forme :

$$\sum_{j=1}^{n_c} \int_{\mathcal{D}} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{ij}(\boldsymbol{\chi}, \boldsymbol{\chi}'; x_3 - x'_3) \Phi_j(\boldsymbol{\chi}'; x'_3) d\boldsymbol{\chi}' dx'_3 = \lambda \Phi_i(\boldsymbol{\chi}; x_3) \quad (3.10)$$

Compte tenu de l'homogénéité, on peut procéder à une décomposition harmonique de Φ_i suivant la direction OX_3 , on introduit la décomposition en série de Fourier $\tilde{\Phi}_i$ définie par :

$$\Phi_i(\boldsymbol{\chi}; r_3) = \sum_{k_3=-\infty}^{+\infty} \tilde{\Phi}_i(\boldsymbol{\chi}; k_3) \cdot \exp(2\pi j \cdot k_3 r_3) \quad (3.11)$$

En introduisant la transformée de Fourier Ψ_{ij} de la corrélation dans la direction OX_3 et en appliquant les propriétés d'unicité des coefficients de Fourier, on est amené à résoudre le nouveau problème aux valeurs propres suivant :

$$\sum_{j=1}^{n_c} \int_{\mathcal{D}} \Psi_{ij}(\boldsymbol{\chi}, \boldsymbol{\chi}'; k_3) \tilde{\Phi}_j^{(n)}(\boldsymbol{\chi}'; k_3) d\boldsymbol{\chi}' = \lambda^{(n)}(k_3) \tilde{\Phi}_i^{(n)}(\boldsymbol{\chi}; k_3) \quad (3.12)$$

Cette forme revient à admettre que l'équation est considérée indépendante pour chaque nombre d'onde k_3 . Ceci revient également à dire que dans chaque direction d'homogénéité ou de stationnarité, la suite des fonctions harmoniques est solution de l'intégrale de Fredholm. Dans ces directions, la POD se ramène donc à la décomposition harmonique. On peut généraliser l'exemple précédent à plusieurs directions d'homogénéité ou de périodicité. Sous cette forme, le problème à résoudre reste très voisin du problème initial, on retrouve toutes les conséquences du théorème de la POD et en particulier, la transformée de Fourier du champ aléatoire sera donnée en fonction des fonctions propres par :

$$\tilde{u}_i(\boldsymbol{x}; k_3) = \sum_n \tilde{a}^{(n)}(k_3) \tilde{\Phi}_i^{(m)}(\boldsymbol{x}; k_3) \quad \forall k_3 \quad (3.13)$$

La seule différence avec le problème initial réside dans le fait que, si une fonction $\tilde{\Phi}_i(\boldsymbol{x}, k_3)$ est solution du problème aux valeurs propres, alors toute fonction de la forme : $\tilde{\Phi}_i(\boldsymbol{x}, k_3) \exp(j\theta(k_3))$ est solution du même problème, satisfaisant également les conditions du théorème de la POD. Cette fonction de phase $\theta(k_3)$ ne peut malheureusement pas être déterminée à partir des seules corrélations en deux points. Toutefois cette indétermination ne subsiste que pour la direction d'homogénéité correspondant à k_3 .

Un certain nombre de parallèles ou d'analogies peuvent être menés entre la décomposition harmonique classique et la POD :

- L'ordre de la POD peut être comparé à une fréquence : toutefois par la définition même des modes de la POD, le premier mode est toujours le plus énergétique, ce qui diffère des modes harmoniques où un mode de fréquence élevée peut capter plus d'énergie qu'un mode à fréquence basse.

- L'amplitude de la valeur propre de la POD peut être assimilée à un niveau d'énergie pour la fréquence (coefficient de Fourier).

- Les deux approches diffèrent également par le type de répartition "spectrale" obtenue : si l'analyse harmonique fournit généralement des spectres à large bande et étalés, la POD fournit en fait dans la plupart des cas un nombre limité de valeurs propres, à décroissance rapide, permettant une troncature à des ordres relativement faibles.

a) Décomposition du *shot-noise*

Les directions d'homogénéité traitées par décomposition harmonique posent le problème de l'indétermination de phase empêchant le retour complet dans l'espace physique. Ce retour est utile si on veut avoir accès à une représentation physique des modes de la POD et en particulier si, en suivant la démarche de Lumley, on veut associer au mode dominant les structures cohérentes, ou la structuration de l'écoulement. Une démarche complémentaire est donc nécessaire afin de pouvoir accéder à l'image dans le domaine physique de la contribution des modes de la POD : la théorie du *shot-noise*.

Dans cette nouvelle décomposition, on considère que le champ aléatoire est composé de tourbillons caractéristiques générés en des positions réparties aléatoirement

selon la direction homogène de l'écoulement. Il est alors possible de remonter à une image statique de la structure dominante où c'est la morphologie moyenne de la structure la plus probable qui est atteinte. On ne s'intéresse donc qu'au premier mode de la POD que l'on va assimiler à la solution de cette nouvelle décomposition. La décomposition du *shot-noise* se traduit mathématiquement, avec le cas particulier retenu dans cette section, sous la forme suivante :

$$u_i^{(1)}(\mathbf{X}) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_i(\mathbf{X}; x'_3 - x_3) g(x'_3) dx'_3 \quad (3.14)$$

Dans cette équation, les fonctions déterministes f_i recherchées sont représentatives des tourbillons dans l'espace physique et explicatives des fonctions de corrélations; g est une fonction aléatoire qui représente la fonction de distribution, en amplitude et en occurrence, de ces tourbillons dans les directions d'homogénéité. En égalisant les deux représentations des réalisations du champ aléatoire (équations 3.13 et 3.14), en considérant la transformée de Fourier de ces équations et en utilisant le théorème de convolution, on obtient :

$$\tilde{f}_i(\mathbf{X}; k_3) \tilde{g}(k_3) = \tilde{a}^{(1)}(k_3) \tilde{\Phi}_i^{(1)}(\mathbf{X}; k_3) \quad (3.15)$$

En considérant le produit par son conjugué de l'équation précédente, en introduisant la moyenne d'ensemble et $E_g(k_3)$ le spectre de la fonction de distribution g , on obtient finalement une représentation spectrale de la fonction déterministe f_i :

$$\tilde{f}_i(\mathbf{X}; k_3) = \left[\frac{\lambda^{(1)}(k_3)}{E_g(k_3)} \right]^{1/2} \tilde{\Phi}_i^{(1)}(\mathbf{X}; k_3) \exp(j\Theta(k_3)) \quad (3.16)$$

La représentation de la structure dominante peut être obtenue dans l'espace physique par transformée de Fourier inverse de cette dernière équation. Trois méthodes principales peuvent être introduites alors pour restituer la phase $\Theta(k_3)$ des structures dominantes:

- Mise en oeuvre de corrélations en trois points (Moin et Moser [95]).
- Utilisation de la continuité, en fonction du nombre d'onde, de la représentation de la structure dominante dans le domaine de Fourier (Moin et Moser [95], Delville [37]).
- Utilisation de la compacité spatiale de la structure dominante (Moin et Moser [95]).

b) POD et Systèmes Dynamiques

Il existe une autre approche permettant de résoudre le problème du retour dans l'espace physique et offrant de nouvelles perspectives intéressantes. Cette approche proposée par Aubry et al. [7] consiste à utiliser la base des fonctions propres issues de l'analyse POD. On projette les équations de Navier-Stokes sur cette base (projection de Galerkin, voir Rempfer [111]) et compte tenu de l'orthogonalité des fonctions propres, on introduit un système d'équations différentielles ordinaires dépendant des coefficients de projection $a^{(n)}$. La capacité du premier mode de la POD à capter l'essentiel de l'énergie turbulente permet une troncature du système à un ordre faible qui donne alors accès à une description satisfaisante de la dynamique de l'écoulement. Les systèmes dynamiques basés sur la POD ont été appliqués avec succès sur des champs de vitesse et de température au LEA (Cordier [30], Granier [55] et Verdet [133]).

3.1.4 POD et Rayonnement Acoustique

On se propose dans cette section d'effectuer la revue bibliographique des travaux liant la méthode POD et le rayonnement acoustique de jets. On peut les classer en deux principales catégories :

- calcul du bruit rayonné par les premiers modes POD du champ de vitesse dans un jet.
- analyse du champ acoustique proche d'un jet par la POD.

a) Calcul du bruit rayonné à partir de la décomposition POD du champ de vitesse

Dès 1974, Arndt et George [3], conscients de l'intérêt de la décomposition POD du champ de vitesse dans la représentation des grosses structures, cherchent à expliciter le bruit rayonné en fonction des différents modes du champ de vitesse en utilisant l'analogie de Lighthill. L'autocorrélation de pression s'écrit (section 2.1.3) :

$$C_{pp}(\mathbf{x}, \tau) \propto \frac{\partial^4}{\partial \tau^4} \iint_{\mathcal{V}} \overline{T_{ij} \left(\mathbf{y}, t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|}{c_0} \right) T_{kl} \left(\mathbf{y}', t + \tau - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}'|}{c_0} \right)} d\mathbf{y} d\mathbf{y}',$$

expression dans laquelle l'intégrande peut s'écrire :

$$\overline{T_{ij}T_{kl}'} \propto \overline{u_i u_j u_k' u_l'}.$$

La notation $'$ spécifie l'évaluation au point \mathbf{y}' et au temps $t + \tau$. Le tenseur d'ordre 4 des corrélations en deux points dans le cas d'une turbulence isotrope devient :

$$\overline{u_i u_j u_k' u_l'} = \overline{u_i u_j} \cdot \overline{u_k' u_l'} + \overline{u_i u_k'} \cdot \overline{u_j u_l'} + \overline{u_i u_l'} \cdot \overline{u_j u_k'}.$$

Le premier produit $\overline{u_i u_j} \cdot \overline{u_k' u_l'}$ contribue peu à la production de bruit et peut être ignoré. Pour des raisons de simplicité et de compréhension, Arndt et George [3] supposent que l'écoulement est inhomogène dans les trois directions de l'espace et stationnaire en temps. Dans ces conditions, la décomposition POD du tenseur spectral d'ordre 2 des vitesses, transformée de Fourier des corrélations en deux points $\overline{u_i u_k'}$, s'écrit :

$$\Psi_{ik}(\mathbf{y}, \mathbf{y}'; \omega) = \sum_{n=1}^{+\infty} \lambda^{(n)}(\omega) \tilde{\Phi}_i^{(n)}(\mathbf{y}) \tilde{\Phi}_k^{*(n)}(\mathbf{y}').$$

Finalement, le spectre de pression (transformée de Fourier de l'autocorrélation de pression) devient :

$$\mathcal{S}_{pp}(\mathbf{x}; \omega) \propto \omega^4 \iint_{\mathcal{V}} (\Psi_{ik} * \Psi_{jl} + \Psi_{il} * \Psi_{jk}) d\mathbf{y} d\mathbf{y}',$$

où $*$ représente le produit de convolution, soit encore en fonction des valeurs et fonctions propres :

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_{pp}(\mathbf{x}; \omega) &\propto \omega^4 \sum_{n=1}^{+\infty} \sum_{m=1}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \lambda^{(n)}(\omega) \lambda^{(m)}(\omega') d\omega' \\ &\cdot \left[\int_{\mathcal{V}} \tilde{\Phi}_i^{(n)}(\mathbf{y}) \tilde{\Phi}_j^{*(m)}(\mathbf{y}) d\mathbf{y} \cdot \int_{\mathcal{V}} \tilde{\Phi}_k^{*(n)}(\mathbf{y}') \tilde{\Phi}_l^{(m)}(\mathbf{y}') d\mathbf{y}' \right. \\ &\left. + \int_{\mathcal{V}} \tilde{\Phi}_i^{(n)}(\mathbf{y}) \tilde{\Phi}_j^{(m)}(\mathbf{y}) d\mathbf{y} \cdot \int_{\mathcal{V}} \tilde{\Phi}_l^{*(n)}(\mathbf{y}') \tilde{\Phi}_k^{*(m)}(\mathbf{y}') d\mathbf{y}' \right]. \end{aligned}$$

A partir de cette dernière équation, Arndt et George [3] effectuent l'analyse suivante : les termes diagonaux ($n = m$) sont associés à la production de bruit par un type

particulier de tourbillons et les termes non diagonaux ($n \neq m$) représentent le bruit généré par les interactions entre des tourbillons de diverses tailles. Si N_m modes sont retenus pour représenter correctement l'énergie contenue dans le champ analysé, il y a donc $N_m^2 - N_m$ termes d'interaction de tourbillons. Ces termes sources sont à rapprocher respectivement des concepts de bruit propre et de bruit de cisaillement (c.f. section 2.2.2.a). Malheureusement, cette étude n'a pas connue de suite et de confirmation expérimentale.

Plus récemment, Seiner [118] jette les premières bases d'un contrôle actif de bruit de jet grâce aux systèmes dynamiques. Plutôt que de réduire le tenseur de Lighthill au cas d'une turbulence isotrope, il préfère expliciter la double divergence des tensions de Reynolds sous la forme (Tennekes et Lumley [131]):

$$\frac{\partial^2 u_i u_j}{\partial y_i \partial y_j} = -\epsilon_{ijk} (S_{ij} \omega_k + r_{ij} \omega_k),$$

avec ϵ_{ijk} le tenseur des permutations, S_{ij} le tenseur des contraintes, r_{ij} le tenseur des rotations et ω_k la vorticité. La différence de phase entre le tenseur des contraintes et le tenseur des rotations peut servir d'indicateur de production de bruit et peut être le paramètre à minimiser dans la boucle de contrôle. Le modèle dynamique de l'écoulement est obtenu en effectuant une projection de Galerkin des fonctions propres issues de la décomposition POD du champ des vitesses. Seiner [118] propose d'utiliser la PIV² afin de mesurer les vitesses longitudinales et radiales dans le jet. L'actionneur proposé par Seiner est un système à étincelles. Cette étude, tout comme celle exposée précédemment en reste au stade de l'ébauche.

b) Analyse du champ acoustique proche par la POD

Les seuls, à notre connaissance, à avoir appliqué la POD au champ acoustique proche d'un jet circulaire libre sont Long [82] et Arndt *et al.* [4]. La section 2.4.2.b a été consacrée à la description de l'étude préliminaire des caractéristiques du champ de pression proche dans le cadre des travaux menés par ces chercheurs. Il y est conclu que la pression mesurée à une position axiale déterminée est représentative de la structure globale des événements survenant dans la couche de mélange à cette position. L'analyse est poursuivie en établissant le lien entre grosses structures et champ de pression hydrodynamique. S'appuyant sur les développements de l'équation de

² Particle Image Velocimetry, Vélocimétrie   Image de Particule.

Poisson menés par George *et al.* [50] (section 2.4.1), le phénomène de filtrage de nombres d'ondes suggère que la pression est dominée par les plus grands nombres d'onde associés aux grosses structures et est corrélée sur de grandes distances axiales. Tout ceci laisse supposer qu'un maillage spatial grossier tant axial qu'azimutal peut être utilisé pour obtenir des informations quantitatives sur la taille et l'orientation des régions corrélées de la couche de mélange. L'intérêt de l'utilisation de la pression, au lieu des signaux à fils chauds pour mesurer le champ de vitesse, tient dans cet argument et dans le fait que la pression est un scalaire ce qui réduit la complexité du problème. Ajoutons que dans le cas des jets chauds par exemple, la méthode, par ailleurs non intrusive, est sans doute la seule utilisable.

Le jet est considéré stationnaire dans le temps, symétrique et périodique suivant la variable azimutale θ et inhomogène suivant la direction axiale x si bien que la pression s'écrit $p(x, \theta, t)$. La stationnarité dans le temps implique que l'on peut utiliser les interspectres de pression définis par :

$$S_{pp}(x, x', \theta; \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} C_{pp}(x, x', \theta; \tau) \cdot e^{-i\omega\tau} d\tau$$

avec C_{pp} tenseur des corrélations de pression. La symétrie et la périodicité de la variable azimutale autorise la représentation de la direction θ par une série de Fourier. Les interspectres sont alors décomposés par :

$$S_{pp}(x, x', \theta; \omega) = \sum_{m=0}^{+\infty} \Psi_{pp}(x, x'; m, \omega) \cdot \cos(m\theta)$$

où m est le numéro de mode azimutal. Les coefficients complexes de la série sont définis par :

$$\Psi_{pp}(x, x'; 0, \omega) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} S_{pp}(x, x', \theta; \omega) d\theta$$

et par :

$$\Psi_{pp}(x, x'; m, \omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} S_{pp}(x, x', \theta; \omega) \cdot \cos(m\theta) d\theta$$

Finalement le problème intégral à résoudre s'écrit :

$$\int_{\mathcal{D}} \Psi_{pp}(x, x'; m, \omega) \tilde{\Phi}^{(n)}(x'; m, \omega) dx' = \lambda^{(n)}(m, \omega) \tilde{\Phi}^{(n)}(x; m, \omega)$$

Cette équation est à résoudre pour chaque numéro de mode azimutal et chaque fréquence. On trouvera dans Long [82] les détails numériques de cette procédure.

La décomposition est effectuée sur la surface d'un cône imaginaire dont l'axe coïncide avec l'axe du jet. Cette surface passe par la lèvre de la tuyère. Le demi-angle au sommet de ce cône est de 10° définissant la frontière de la couche de mélange³. Le maillage de mesure est défini par 8 positions axiales (de $x/D = 0,5$ à $x/D = 3$ avec un diamètre de buse $D = 2,54$ cm à la vitesse $U_j = 23$ m/s) sur 4 positions azimutales leur permettant d'accéder aux modes azimutaux $m = 0, 1, 2$ et 3 . Compte tenu de la supposition de périodicité suivant la variable azimutale θ , ils disposent les 4 positions azimutales de 0 à $6\pi/7$ (espacées de $2\pi/7$). Les huit positions axiales ont un espacement logarithmique afin de prendre en compte le fait que les petites échelles apparaissent près de la sortie de la tuyère alors que les grandes échelles apparaissent plus en aval sachant qu'il doit y avoir au moins deux sondes par longueurs d'onde.

La figure 3.2 donne un exemple de spectres mesurés sur la surface du cône à 10° . Les différents pics observés sur ces spectres sont associés au processus d'appariement de tourbillons.

³ Malgré un angle de 15° défini après une étude préliminaire du champ de pression proche (exposée en section 2.4.2.b).

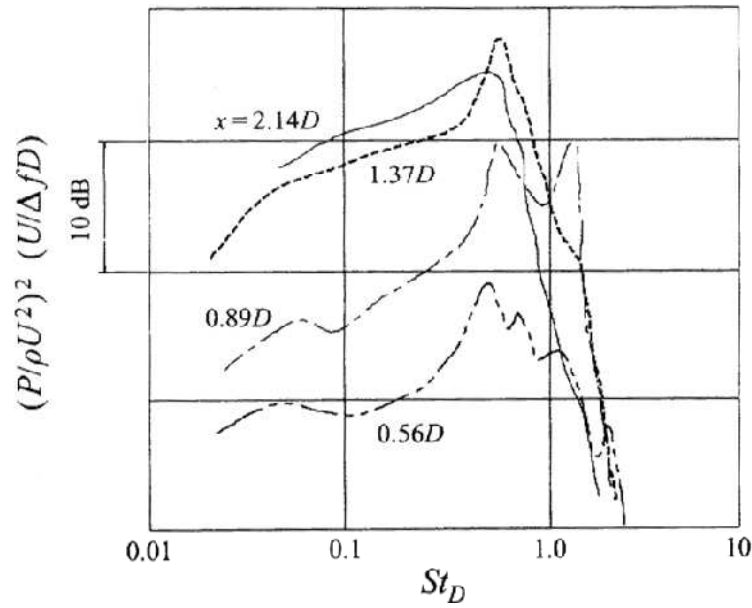


FIG. 3.2 – Exemple de spectres de pression en champ proche mesurés à 10° d'après Arndt et al. [4] ($U_j = 23\text{m/s}$, $D = 25,4\text{mm}$).

Avec un tel dispositif expérimental, un maximum de huit valeurs propres peut être obtenu. Cependant, Lumley [84] indique que probablement trois ou quatre seront suffisantes. L'énergie contenue dans la première valeur propre du premier mode azimutal ($m = 0$, mode axisymétrique) contient 50% de l'énergie totale et domine très largement tous les autres modes aux nombres de Strouhal $St_D = 0,5$ et $1,3$ (voir figure 3.3). Cette caractéristique peut être reliée à l'existence d'une structure dominante à caractère axisymétrique. La part relative d'énergie contenue dans le mode $m = 1$ par rapport au mode $m = 0$ est plus importante aux autres fréquences ce qui veut dire que le champ est moins cohérent à ces fréquences, caractère pouvant être associé à la présence de structures de plus petites tailles. La deuxième valeur propre du premier mode azimutal $\lambda^{(2)}(0, \omega)$ ne contient que 2,5% de l'énergie totale soit le vingtième de l'énergie contenue dans $\lambda^{(1)}(0, \omega)$. Ce résultat est en fort contraste avec les résultats observés dans le cas de décompositions POD du champ de vitesses dans un jet (Glauser [51]). Ce phénomène est à relier à l'effet de filtrage des nombres d'ondes.

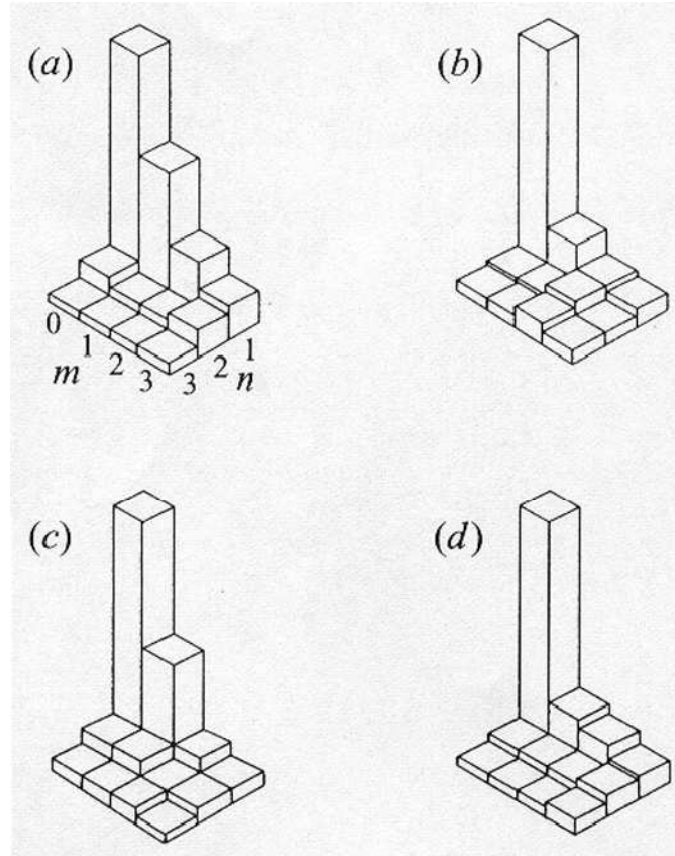


FIG. 3.3 – Histogrammes de l'énergie relative des valeurs propres pour plusieurs fréquences d'après Arndt et al. [4]: (a) $S_{tD} = 0,33$, (b) $S_{tD} = 0,5$, (c) $S_{tD} = 0,77$ et (d) $S_{tD} = 1,3$.

En conséquence des observations du comportement des valeurs propres, l'attention est portée sur l'évolution des fonctions propres (quantités complexes) aux modes azimutaux $m = 0$ et 1 aux nombres de Strouhal de $0,5$ et $1,3$ (figures 3.4 et 3.5). Les fonctions propres, caractérisant l'allure spatiale de l'onde, possèdent les caractéristiques typiques d'amplification, de saturation et de décroissance d'une onde instable quel que soit la fréquence et le mode azimutal. Les composantes hautes fréquences saturent près de la buse alors que les composantes basses fréquences saturent plus en aval ce qui indique bien le caractère inhomogène de l'écoulement dans la direction axiale. Le maximum du module du fonction propre $\tilde{\Phi}^{(1)}(x; 0, S_{tD} = 1,3)$ se situe à environ $x/D = 0,9$, position à laquelle le spectre de pression (figure 3.2) possède un pic à ce nombre de Strouhal. En procédant de même pour toutes les fréquences, la relation entre position du maximum du module des fonctions propres

$\tilde{\Phi}^{(1)}(x; 0, S_{tD})$ et nombre de Strouhal se traduit par $S_{tD} = D/x$.

Les fonctions propres peuvent se révéler être un bon moyen d'estimer la vitesse de phase ou vitesse de convection. En effet, en mesurant la longueur d'onde λ portée par les fonctions propres aux alentours du maximum de leur module pour différentes fréquences, la vitesse de convection peut être déterminée par $U_c = f\lambda$. La vitesse de convection est trouvée faiblement dépendante de la fréquence et égale à $0,58U_j$.

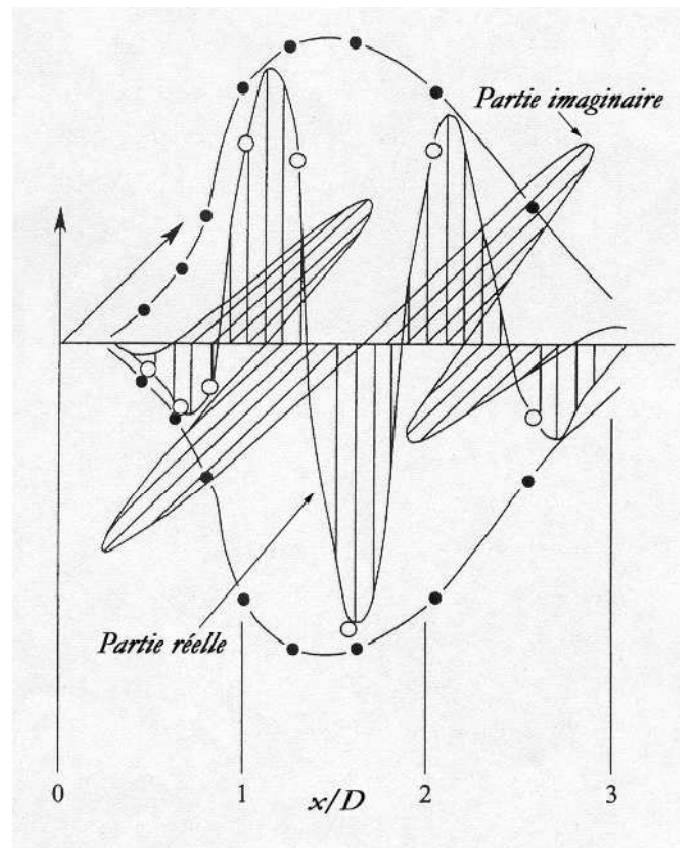


FIG. 3.4 – Fonction propre du premier mode axisymétrique ($m = 0, n = 1$) à $S_{tD} = 0,5$ d'après Arndt et al. [4].

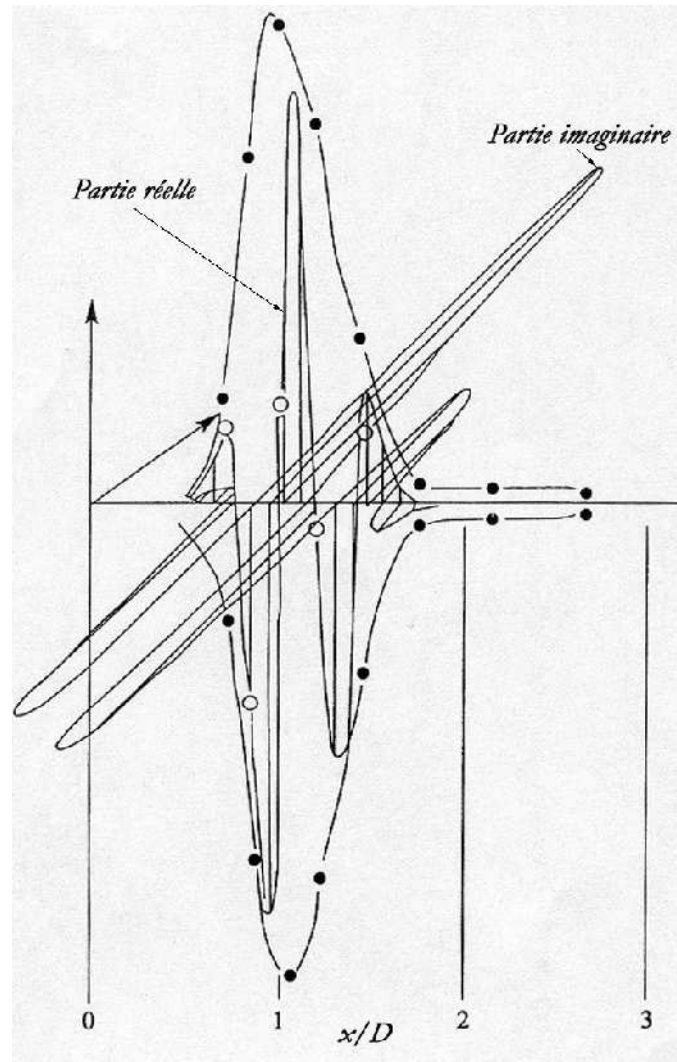


FIG. 3.5 – Fonction propre du premier mode axisymétrique ($m = 0$, $n = 1$) à $S_{tD} = 1,3$ d'après Arndt et al. [4].

Arndt et al. [4] réalisent ensuite la décomposition du *Shot Noise*. Rappelons que dans cette méthode, seul le premier mode POD est considéré. L'équation 3.16 devient pour le champ de pression l'équation suivante considérée pour chaque mode azimutal (le spectre de la fonction de distribution est choisi unitaire) :

$$\tilde{f}(x; \omega) = [\lambda^{(1)}(\omega)]^{1/2} \tilde{\Phi}^{(1)}(x; \omega) \exp(j\Theta(\omega))$$

La transformée inverse de cette équation pour chaque mode azimutal fournit l'événement caractéristique $f(x, t)$. Il reste tout de même à définir la fonction de

phase $\Theta(\omega)$. Moin et Moser [95] montrent que la solution de la fonction de phase nulle ($\nabla\omega$) fournit la forme la plus compacte spatialement de l'événement caractéristique et produit les mêmes résultats que la fonction de phase obtenue par l'utilisation de corrélations en trois points. C'est la solution retenue par Arndt *et al.* [4]. La transformation inverse aurait aussi bien pu prendre en compte les modes azimutaux et aboutir à un événement caractéristique dépendant de la variable θ : $f(x, \theta, t)$. Seulement pour des raisons de commodités de représentation, Arndt *et al.* [4] préfèrent s'en tenir à des représentations bi-dimensionnelles de l'événement caractéristique donc à des solutions de la forme: $f(x, t; m)$.

Les figures 3.6 et 3.7 représentent le tracé des événements caractéristiques aux modes azimutaux 0 et 1. L'événement caractéristique consiste en une succession de crêtes (traits pleins) et de vallées (traits pointillés) de pression de diverses amplitudes (les amplitudes les plus importantes sont indiquées par les traits gras). Le caractère convectif de la structure des événements caractéristiques est évident. La vitesse de convection qui peut être calculée, en moyenne, à partir de ces crêtes et de ces vallées est identique à celle calculée à partir des fonctions propres ce qui montre que le choix de la phase nulle produit une structure de l'événement caractéristique qui possède un sens physique.

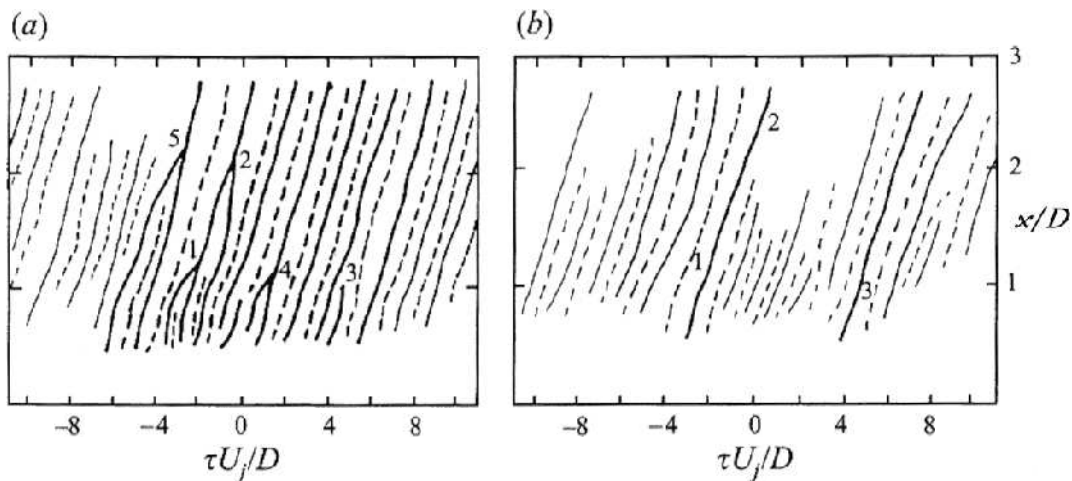


FIG. 3.6 – Événement caractéristique d'après Arndt *et al.* [4]; (a) $m = 0$, (b) $m = 1$.

Si les arêtes sont interprétées comme le passage de structures tourbillonnaires, la coalescence et la disparition de certaines arêtes peuvent être vues comme l'appariement et le déchirement de tourbillons. La croissance initiale de l'arête dominante du

mode $m = 1$ survient à la position spatiale qui correspond à l'appariement observé sur le mode $m = 0$ (position notée 1). Plus en aval suivant cette arête, un autre appariement au mode $m = 0$ se produit ce qui augmente l'amplitude de l'arête du mode 1 (position notée 2). Arndt *et al.* [4] suggèrent que ce phénomène d'interaction triple de tourbillons est responsable de la rupture du mode axisymétrique vers les modes d'ordres plus élevés. Des interactions doubles de tourbillons sont également visibles sur ces figures (position notée 3,4 et 5). L'appariement de tourbillons survient aléatoirement dans l'espace et dans le temps. L'association triple de tourbillons survient trois fois moins souvent et est associée au mode azimutal $m = 1$ traduisant la dégradation de la structure du jet en échelles plus fines.

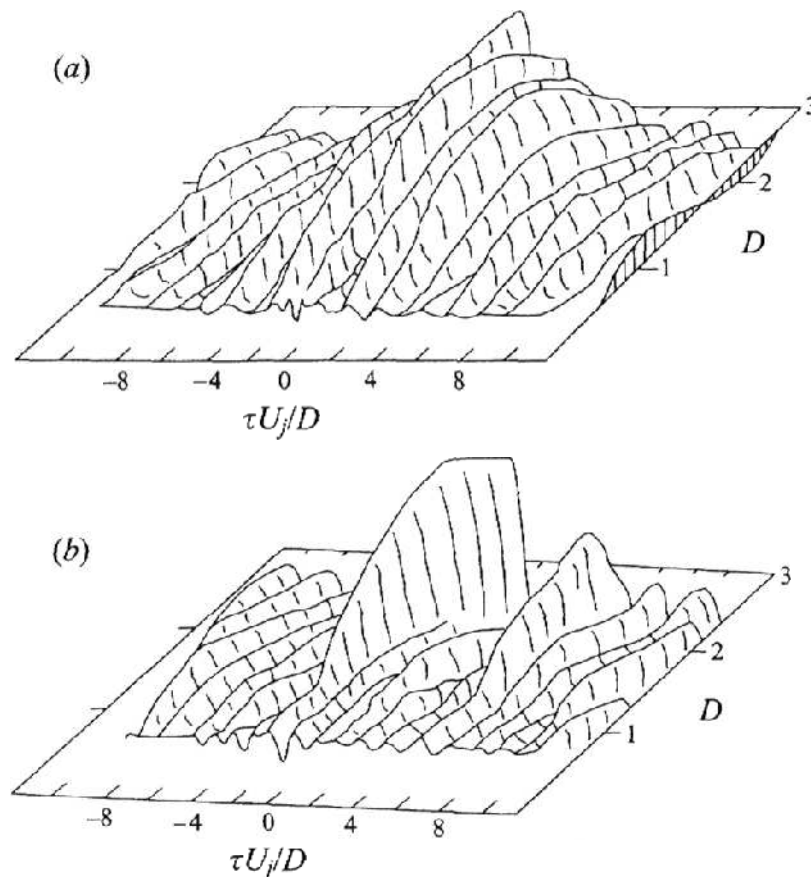


FIG. 3.7 – Événement caractéristique en 3 dimensions d'après Arndt *et al.* [4]; (a) $m = 0$, (b) $m = 1$.

3.2 Estimation Stochastique Linéaire (LSE)

3.2.1 Fondements

L'estimation stochastique est introduite dans le domaine de la turbulence en 1975 par Adrian [1]. Les nombreuses méthodes de moyennage conditionnel (Antonia [2], Vincendeau [134], Bonnet *et al* [20]) utilisées pour la détection de structures cohérentes dans les écoulements doivent généralement nécessiter des choix plus ou moins arbitraires de critères, seuils de détection, localisations des détecteurs, etc.... L'idée fondatrice d'Adrian est de détecter et caractériser des structures conditionnelles à partir de quantités statistiques non conditionnelles, les corrélations spatio-temporelles par exemple. L'estimation stochastique consiste à utiliser une structure candidate afin de détecter d'autres structures du même type. Cette condition imposée peut être liée à une organisation spatiale, temporelle ou spatio-temporelle donnée. L'utilisation des caractéristiques statistiques de l'organisation de l'écoulement permet de prélever l'information conditionnelle seulement en quelques points afin d'estimer le champ aux grandes échelles sur la totalité de l'espace. Cette interpolation, par la réduction du nombre de points de mesures nécessaires à la détection, peut s'avérer utile dans le cadre du contrôle actif des écoulements.

3.2.2 Théorie générale

Les techniques d'échantillonnage conditionnel dégagent une valeur moyenne de la quantité turbulente analysée lorsque survient l'événement condition sélectionné à un ou plusieurs points de l'espace. Notons $\mathbf{u}(\mathbf{X}, t)$ la quantité aléatoire vectorielle, un champ de vitesse par exemple, $g(\mathbf{u}(\mathbf{X}, t))$ la loi de comportement de cette quantité aléatoire et \mathbf{E} l'événement condition vectoriel vu comme le détecteur de structures cohérentes. Il s'agit de trouver une fonction de \mathbf{E} qui approche au mieux $g(\mathbf{u}(\mathbf{X}, t))$. Un opérateur de moyenne conditionnelle peut alors être défini par :

$$\hat{g}(\mathbf{u}(\mathbf{X}', t)) = \langle g(\mathbf{u}(\mathbf{X}, t)) | \mathbf{E} \rangle ,$$

où \hat{g} est l'estimation de la fonction g quand la condition \mathbf{E} se réalise et où \mathbf{X} et \mathbf{X}' désignent différents points de l'espace.

Adrian [1] propose de choisir l'événement condition du type :

$$\mathbf{E} = \mathbf{u}(\mathbf{X}, t) \text{ quand } \mathbf{c} \leq \mathbf{u}(\mathbf{X}, t) < \mathbf{c} + d\mathbf{c},$$

condition qui confine le vecteur \mathbf{u} dans une fenêtre entre \mathbf{c} (vecteur arbitraire caractéristique de l'événement à détecter) et $\mathbf{c} + d\mathbf{c}$. Dans ce cas, la condition \mathbf{E} ne se conçoit plus vraiment comme un détecteur mais plutôt comme une succession temporelle d'information sur l'état du champ aux points de références \mathbf{X} . La loi de comportement g peut être directement représentée par le champ lui-même⁴. L'Estimation Stochastique consiste alors en une reconstruction dynamique du champ $\hat{\mathbf{u}}(\mathbf{X}', t)$ en tous les points \mathbf{X}' d'estimation de l'espace considéré, estimé à partir d'une réalisation du champ $\mathbf{u}(\mathbf{X}, t)$ pris en quelques points de références \mathbf{X} :

$$\hat{\mathbf{u}}(\mathbf{X}', t) = \langle \mathbf{u}(\mathbf{X}', t) | \mathbf{u}(\mathbf{X}, t) \rangle .$$

Si l'on suppose que l'opérateur de moyenne conditionnelle est une fonction continue de $\mathbf{u}(\mathbf{X}, t)$ on peut développer cet opérateur en série de Taylor autour de la moyenne de $\mathbf{u}(\mathbf{X}, t)$. Le champ \mathbf{u} étudié est en général en turbulence un champ fluctuant à moyenne nulle et la série de Taylor s'écrit alors en chaque point d'estimation :

$$\hat{u}_i = A_{ij}^{iref} u_j^{iref} + B_{ijk}^{iref} (u_j u_k)^{iref} + \dots ,$$

avec (i, j, k, \dots) les indices de composantes de \mathbf{u} . La détermination des coefficients d'influences $A_{ij}^{iref}, B_{ijk}^{iref}, \dots$ s'effectue en minimisant l'erreur quadratique moyenne entre le champ réel et le champ estimé aux points d'estimation : $\epsilon_i = \langle |\hat{u}_i - u_i|^2 \rangle$. Soit en développant :

$$\epsilon_i = \langle \left| A_{ij}^{iref} u_j^{iref} + B_{ijk}^{iref} (u_j u_k)^{iref} + \dots - u_i \right|^2 \rangle .$$

La minimisation de l'erreur ϵ_i se traduit par :

$$\frac{\partial \epsilon_i}{\partial A_{ij}^{iref}} = \frac{\partial \epsilon_i}{\partial B_{ijk}^{iref}} = \dots = 0,$$

ce qui conduit à la résolution d'un système d'équations linéaires suivant les coefficients d'influences $A_{ij}^{iref}, B_{ijk}^{iref}, \dots$ (Vincendeau [134]).

S'intéressant au champ de vitesse, Tung et Adrian [130] montrent dans le cas d'une turbulence isotrope qu'une estimation linéaire, une troncature au premier

⁴ Ce n'est pas une obligation. Il pourrait tout aussi bien s'agir d'une autre quantité physique. Il nous a semblé plus simple pour la compréhension de l'exposé de procéder de la sorte et c'est de plus le cas le plus couramment rencontré.

ordre, est suffisante pour l'étude quantitative de la morphologie des grosses structures. La série de Taylor pour une Estimation Stochastique Linéaire s'écrit alors plus simplement :

$$\hat{u}_i(\mathbf{X}', t) = A_{ij}^{iref}(\mathbf{X}') u_j^{iref}(\mathbf{X}, t).$$

Les coefficients A_{ij}^{iref} se déterminent par la résolution du système suivant :

$$\langle u_i u_k^{jref} \rangle = A_{ij}^{iref} \langle u_j^{iref} u_k^{jref} \rangle .$$

La LSE nécessite la connaissance des corrélations d'ordre 2 en deux points, entre les points de référence et les points où l'on désire estimer le champ. On constate facilement grâce à cette dernière équation que la LSE permet d'estimer directement les grandeurs statistiques sans calcul préalable du champ $\hat{\mathbf{u}}$ par combinaison des coefficients d'influences et des grandeurs statistiques aux points de références. Une limitation de la LSE est qu'elle ne prend pas en compte les effets des moments d'ordre supérieurs à deux.

3.2.3 Propriétés de la LSE

Il s'agit de déterminer dans quelles mesures un champ reconstitué par l'estimation stochastique linéaire conserve les différentes propriétés propres au champ original.

Propriété de séparation. Lorsque un point de référence est trop éloigné du point de reconstruction, la composante du champ estimée \hat{u}_i tend vers la moyenne de la composante du champ réel $\langle u_i \rangle$, vers 0 pour une composante centrée.

Propriété de coïncidence. Lorsque le point de reconstruction correspond à l'un des points de référence, les coefficients d'influence sont nuls pour tous les points de référence excepté pour celui qui fixe la participation au point de reconstruction. Dans ce cas, le coefficient est égal à 1 ce qui implique heureusement l'égalité entre champ reconstruit et champ de référence. Cette propriété constitue un bon test de validité du calcul.

Conservation des échelles intégrales. Les échelles de longueur intégrales et de temps du champ estimé restent conformes à celles du champ original. En particulier, les échelles caractéristiques de grandes dimensions de la turbulence qui sont contenues dans les corrélations, sont conservées dans le champ estimé.

Propriétés de reconstruction énergétique et morphologique. Lorsque l'on choisit un faible nombre de points de référence, la répartition énergétique du champ reconstruit possède des chutes d'énergie entre les points de référence. Ceci s'explique par le fait que la LSE est tributaire de la longueur de corrélation. Afin d'obtenir une répartition énergétique acceptable, les niveaux de corrélation entre points de référence doivent être importants.

Pour un écoulement de couche de mélange, Vincendeau [134] constate que la restitution de la structuration des mouvements à grande échelle est généralement plus significative lorsque les sondes de référence sont situées au voisinage des frontières de la zone mélange, limites entre la zone rotationnelle et zone irrotationnelle. En revanche, une partie importante de la turbulence de fond est restituée lorsque les sondes de référence sont situées près du centre de la couche de mélange. La figure 3.8 illustre ces comportements pour différents points de référence. Les signaux de vitesse longitudinale et radiale au travers d'une couche de mélange sont obtenus par un peigne de fils chauds croisés.

En définitive, le choix des points de référence se fait en fonction de la préférence accordée à la propriété de reconstruction recherchée : une reconstitution correcte de la répartition énergétique ou une restitution de la structuration des mouvements à grande échelle.

3.2.4 Relation de la LSE avec la POD

Les approches POD et LSE utilisent les mêmes quantités statistiques, le tenseur des corrélations en deux points, et relèvent pourtant de concepts relativement différents. D'une part, la POD définit intrinsèquement une structure dominante au sens de l'énergie turbulente et d'autre part, la LSE définit une structure comme une réponse à un état localisé du champ. De par leur formulation mathématique respective, la relation entre les deux approches n'est pas triviale d'une manière générale. Cependant, sous certaines conditions simplificatrices, Berkooz *et al.* [12] établissent le lien entre les coefficients d'influences de la LSE et les fonctions propres de la POD. Les coefficients apparaissent comme la somme pondérée d'une infinité de modes POD. Il ressort de ce constat que si les modes POD peuvent être identifiés à des structures caractéristiques du champ turbulent, la LSE ne peut effectuer une telle distinction.

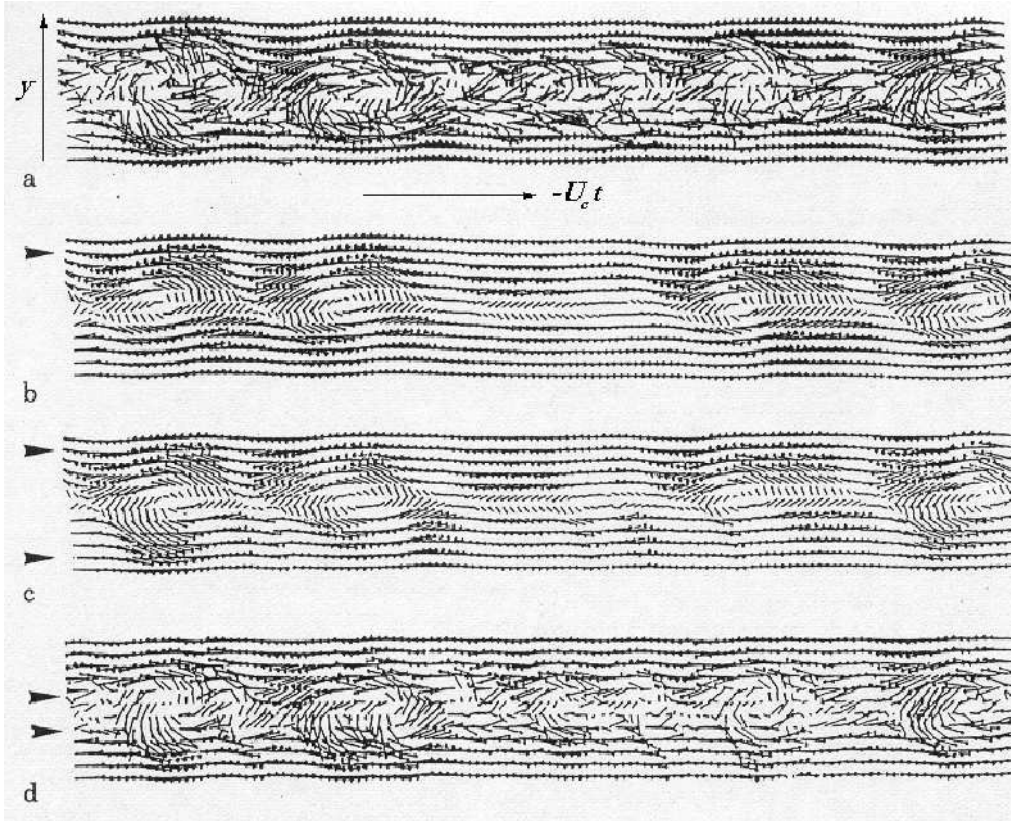


FIG. 3.8 – Exemple de reconstruction dynamique par la LSE d'un champ de vitesses dans une couche de mélange en fonction de la position des points de référence (la position des points de référence est indiquée par les pointeurs) d'après Bonnet *et al* [20].

3.3 Technique complémentaire

L'idée de Bonnet *et al.* [19] est de combiner les avantages des techniques LSE et POD. Il a été souligné précédemment que l'efficacité de restitution de la LSE à partir de peu de points référence possède un caractère local. On peut espérer obtenir une information plus globale en combinant cette estimation avec les modes propres de la POD. Une fois la reconstitution dynamique du champ obtenue par la LSE, les fonctions propres issues de l'analyse POD sont projetées sur ce champ d'une manière identique aux équations 3.6 et 3.5. L'estimation des coefficients de projection s'écrit :

$$\hat{a}^{(n)} = \int_{\mathcal{D}} \hat{u}_i(\mathbf{X}) \Phi_i^{*(n)}(\mathbf{X}) d\mathbf{X},$$

où $\hat{u}_i(\mathbf{X})$ est l'estimation du champ par la LSE et $\Phi_i^{*(n)}$ les fonctions propres de la POD du champ réel total. La contribution des modes POD à l'estimation du champ s'obtient par :

$$\hat{u}_i^{(n)}(\mathbf{X}) = \hat{a}^{(n)} \Phi_i^{*(n)}(\mathbf{X}).$$

La figure 3.9 donne un exemple de champ restitué par cette technique dans le cas d'une couche de mélange. Les signaux sont obtenus par un peigne de fils chauds. Les sondes de références sont choisies proche du centre de la couche de mélange. Un degré élevé de similitude entre la projection POD et la projection par la technique complémentaire est observé. Ce résultat est très encourageant dans le sens où il est possible d'étudier la dynamique des modes POD sur tout un domaine spatial en ne prélevant l'information qu'en un nombre de points limités de ce domaine.

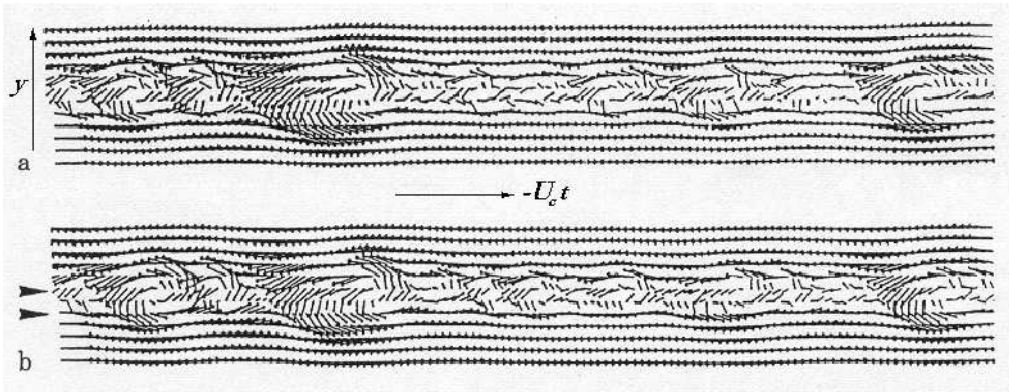


FIG. 3.9 – Exemple d'application de la technique complémentaire au champ de vitesses d'une couche de mélange : a) Projection du premier mode POD, b) Projection du mode POD sur la reconstruction LSE (la position des points de référence est indiquée par les pointeurs) d'après Bonnet et al [20].

La technique complémentaire a été utilisée avec succès par Druault [39] dans le cadre de la génération de conditions d'entrée pour les simulations numériques d'un écoulement de couche de mélange plane turbulente.

3.4 Conclusions

Les méthodes POD et LSE utilisées indépendamment ou conjointement sont utiles à l'extraction de structures cohérentes dans les écoulements turbulents. Les

travaux menés par Long [82] et Arndt *et al.* [4] montrent l'intérêt qu'apporte la POD à l'analyse du champ de pression proche d'un jet afin d'en extraire un comportement associé à la dynamique des structures cohérentes. Dans l'étude présente, suivant la même démarche et possédant le même objectif, la POD est appliquée au champ de pression proche de jets rapides (chapitre 4) ainsi qu'à un jet à très faible vitesse (chapitre 5) en conjonction avec la LSE.

Chapitre 4

Mesures acoustiques réalisées au banc MARTEL

Après avoir exposé les motivations et les enjeux de cette étude (chapitre 1), puis avoir passé en revue les connaissances actuelles sur le sujet (chapitre 2), le chapitre 3 a été consacré à la présentation des méthodes d'analyse des champs aléatoires, POD et LSE qui seront utilisées de manière intensive au cours de ce travail.

On se propose ici d'appliquer l'approche POD au champ de pression proche de jets rapides générés par cette installation dans le but de développer une méthode non intrusive de caractérisation des grosses structures turbulentes, sources de bruits intrinsèques aux jets (méthode proposée par Arndt *et al.* [4]). Ce choix se justifie d'autant plus par le fait que les ambiances sévères inhérentes à de tels jets posent de réelles difficultés de mesure des grandeurs aérodynamiques internes.

Après une présentation des installations du banc MARTEL, ce chapitre expose les configurations expérimentales retenues : la mesure du champ de pression proche est effectuée dans une configuration spatiale plus simple que celle utilisée par [4] mais pour un jet transonique et un jet supersonique. L'étude spectrale du champ de pression est exposée en section 4.3 et les résultats de la POD spectrale appliquée sont analysés en section 4.4.

4.1 Présentation du banc MARTEL

Le bruit émis par un lanceur spatial au décollage, issu des jets et réfléchi sur sa table de lancement, engendre des vibrations susceptibles de créer des défauts

de fonctionnement de la charge utile ou du système propulsif. Afin de maîtriser ce problème, le Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) a constitué dans le cadre de ses activités de Recherche et Technologie un groupe issu de plusieurs organismes ou laboratoires nationaux (AÉROSPATIALE, ECL, EDF, LEA, ONERA), groupe réunissant les compétences nécessaires en acoustique, aéroacoustique, mécanique des fluides, vibrations et modélisations numériques. Avec celui-ci a été défini un programme de travail, caractérisé par les deux objectifs suivants :

- améliorer les connaissances relatives aux mécanismes d'émission de bruit des jets, supersoniques, froids et chauds, et à leur atténuation,
- analyser et maîtriser les techniques de réduction de bruit de jets par injection d'eau, en vue de leur exploitation sur les lanceurs spatiaux.

Dans le cadre de ce programme, il est apparu nécessaire de pouvoir mener en parallèle à des études théoriques, des expérimentations sur un banc capable de délivrer une ambiance aéroacoustique la plus proche de celle des lanceurs réels (propulseurs à poudre P230 du lanceur Ariane 5). Après examen, il s'est avéré que les bancs d'essais existant susceptibles de fournir cette ambiance aéroacoustique n'offraient pas les caractéristiques d'une installation de type recherche dans la mesure où ils mettent le plus souvent en oeuvre des ergols proches de ceux des lanceurs réels, avec notamment pour conséquence la production de rafales de courtes durées, des gaz brûlés interdisant l'approche de nombreuses métrologies, et des coûts d'essais élevés. Ce constat a conduit le CNES à engager en 1993 le financement et la construction d'une installation de recherche spécifique au CEAT de Poitiers, qui dispose d'une infrastructure adéquate. De plus, de par la nature et l'ampleur de cette installation de recherche originale, la Région Poitou-Charentes a contribué de manière importante à l'équipement métrologique du LEA pour ses travaux sur ce banc. Cette installation, maintenant connue sous le nom de banc MARTEL (Moyen Aéroacoustique de Recherche et Technologie sur l'Environnement des Lanceurs), est opérationnelle depuis mai 1996 et répond aux objectifs fixés :

- fournir une représentativité acceptable des jets de moteurs-fusées et de leur environnement,
- constituer un moyen d'essais et de recherche analytique afin de pouvoir différencier au mieux les différents phénomènes physiques,
- assurer une bonne reproductibilité des résultats,
- avoir une souplesse d'utilisation et un coût faible,

- pouvoir accueillir des métrologies acoustiques, aérothermiques, des moyens de visualisations, ainsi que divers dispositifs et structures (injection d'eau, obstacle, carneau...).



FIG. 4.1 – Photo du banc MARTEL.

4.1.1 Descriptif des installations

L'infrastructure est caractérisée par un hall semi-ouvert de $9\text{ m} \times 9\text{ m}$ et d'environ 7 m de hauteur, un local de pilotage et un parc de stockage de gaz situés à l'extérieur d'une enceinte de talus destinée à limiter le bruit propagé à proximité de l'installation. Cette configuration semi-ouverte s'écartant sensiblement de celle des lanceurs réels, il a donc été nécessaire de prévoir un traitement acoustique interne assurant une semi-anéchoïcité du hall. Le local de pilotage regroupe la commande des équipements de production du jet ainsi que les équipements de conditionnement et de traitement des mesures effectuées dans le hall (cf figure 4.2).

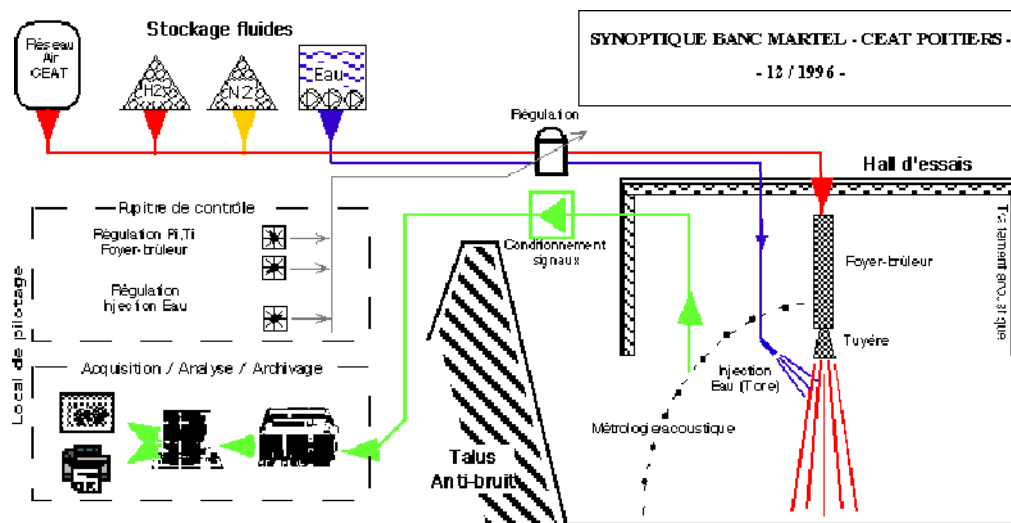


FIG. 4.2 – Synoptique du banc MARTEL.

Foyer-brûleur et tuyères

Les ergols retenus pour la génération de gaz chauds sont l'air et l'hydrogène. Le choix de cet ergol a conduit à la réalisation par la division "Energétique" de l'ONERA d'un foyer-brûleur composé d'un étage non refroidi permettant l'obtention de températures génératrices de 1200 K au plus, suivi d'un second étage refroidi permettant d'accroître cette température jusqu'à 2100 K. Son domaine de fonctionnement (pression génératrice P_i : [2,5 - 30 bar] et température génératrice T_i : [500 - 2100 K]) permet de générer des vitesses de jet parfaitement détendu variant entre 600 et 1800 m/s. Le banc est équipé d'une tuyère convergente-divergente (CD60) d'un diamètre de sortie $D = 6$ cm (Mach nominal de 3,2), d'une tuyère convergente-divergente (CD50) d'un diamètre de sortie $D = 5$ cm (Mach nominal de 2,8) et d'une tuyère convergente simple (CS40) d'un diamètre de sortie $D = 4$ cm (Mach nominal de 1). C'est cette dernière qui sera utilisée dans cette étude. L'ensemble foyer-brûleur et tuyère, recouvert d'un carénage, est disposé verticalement avec éjection vers le sol. Cette disposition a été notamment retenue pour restituer la configuration réelle des lanceurs et des dispositifs d'injection d'eau déjà mis en oeuvre, ainsi que pour assurer l'axisymétrie du jet et de son environnement. La zone de dégagement autour du jet, constituant donc le volume de mesures, est principalement caractérisée par la longueur libre en aval du jet nécessaire à un épanouissement correct du jet. L'ensemble foyer et tuyère est accroché sous un portique (désolidarisé du sol) de telle

sorte que le plan de sortie tuyère soit placé à 3 m du sol.

4.1.2 Dispositifs métrologiques

Le banc est doté d'une instrumentation acoustique (cf figure 4.3) composée de 15 voies microphoniques et d'un capteur de pression pariétale installé sur le foyer. Les signaux de ces 15 voies sont conditionnés et véhiculés jusqu'au local de pilotage. En fait, l'installation intègre 30 lignes entre le hall et le local de pilotage pour permettre une extension facile des voies de mesures.

Microphones et adaptateurs

Les capteurs utilisés sont des microphones électrostatiques 1/4 de pouce "AK-SUD" de type 3401-Q, recommandé pour les mesures en pression de niveaux élevés (maximum ≈ 172 dB, référence à 2.10^{-5} Pa). Les microphones, polarisés par des tensions de +200 V, sont associés à des adaptateurs (préamplificateurs) de type 7495-S alimentés en +15 V. Cet ensemble possède une sensibilité de 1,6 mV/Pa dans la gamme de fréquences 4 Hz - 70 kHz. Ces capteurs sont raccordés à un boîtier répartiteur situé à l'intérieur du hall d'essais.

Conditionnements et acquisitions

Le boîtier répartiteur est connecté à un rack de conditionnement qui délivre les tensions d'alimentation et de polarisation des capteurs, et qui renvoie les signaux de pression dans un rack d'amplification et de filtrage. Ces deux éléments installés dans une baie sont situés à l'extérieur du hall. La programmation des différents paramètres s'effectue depuis le local de pilotage grâce à un rack de commande, via une liaison RS 232 tandis que l'acheminement des signaux conditionnés se fait par câbles blindés. Le rack de commande permet de :

- sélectionner les valeurs des fréquences de coupure des filtres passe-haut (10, 40, 200, 400 ou 600 Hz, pente d'atténuation de -24 dB/octave),
- modifier les gains de -18 dB à 54 dB par pas de 6 dB,
- sélectionner ou non un filtre passe-bas anti-repliement (50 kHz maximum, -48 dB/octave)
- étalonner les chaînes de mesure,

- envoyer les signaux vers deux racks d'oscilloscopes de contrôle permettant de visualiser 16 voies et vers le système d'acquisition et de stockage des données.

Le système d'acquisition des données est composé de deux cartes convertisseurs A/N (16 bits) de 8 voies installées dans un ordinateur. L'ordinateur communique avec le module de filtrage anti-repliement (liaison IEEE488) et lit la valeur des gains après acquisition (liaison série). L'acquisition se fait en temps réel dans la mémoire vive de l'ordinateur alors que le stockage sur disque dur est effectué à la fin de la séquence d'acquisition. L'ensemble permet l'acquisition simultanée de 16 voies à 200 kHz/voie et ce sur une durée de 20 secondes.

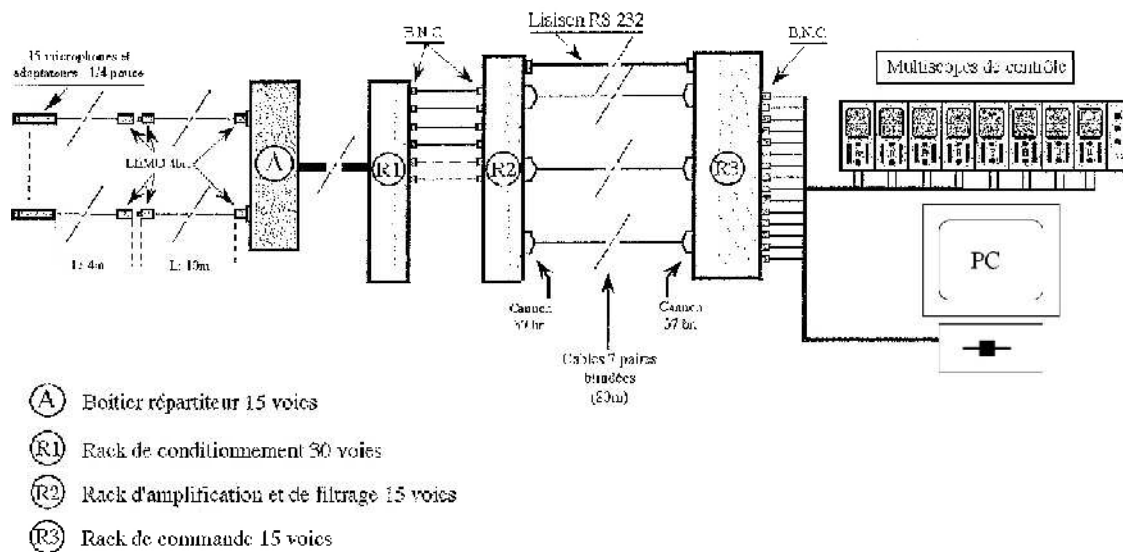


FIG. 4.3 – Chaîne de mesure du banc MARTEL.

4.2 Expériences effectuées

4.2.1 Description

La tuyère convergente utilisée (CS40) possède un diamètre de sortie D de 4 cm. Les mesures de pression ont été réalisées au moyen d'une antenne de 12 microphones placée parallèlement à l'axe du jet comme indiqué sur la figure 4.4. La distance y de l'antenne à l'axe du jet est maintenue constante et égale à 20 cm soit $5 \times D$. Les microphones sont espacés de 6 cm soit $1,5 \times D$ donnant une longueur totale de l'antenne de 66 cm ou $16,5 \times D$. La pression ainsi mesurée est notée : $p(x,t)$.

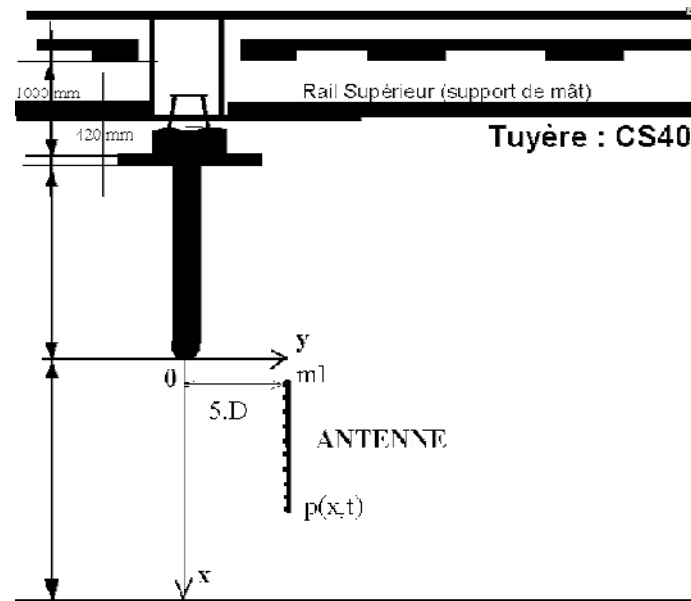


FIG. 4.4 – Schéma du montage dans le hall du banc MARTEL.

Microphones	Position haute	Position intermédiaire	Position basse
m_1	$0D$	$5D$	$10D$
m_2	$1,5D$	$6,5D$	$11,5D$
m_3	$3D$	$8D$	$13D$
m_4	$4,5D$	$9,5D$	$14,5D$
m_5	$6D$	$11D$	$16D$
m_6	$7,5D$	$12,5D$	$17,5D$
m_7	$9D$	$14D$	$19D$
m_8	$10,5D$	$15,5D$	$20,5D$
m_9	$12D$	$17D$	$22D$
m_{10}	$13,5D$	$18,5D$	$23,5D$
m_{11}	$15D$	$20D$	$25D$
m_{12}	$16,5D$	$21,5D$	$26,5D$

TAB. 4.1 – Distance axiale des microphones à la sortie de tuyère en fonction de la position de l'antenne pour les mesures réalisées au banc MARTEL.

Pour les différentes configurations de jet étudiées, trois positions de l'antenne, repérées par la distance du microphone 1 (noté m_1) à la sortie de tuyère, ont été choisies soit

$x_1 = 0$ cm ($0 \times D$) appelée position haute, $x_1 = 20$ cm ($5 \times D$) position intermédiaire et $x_1 = 40$ cm ($10 \times D$) position basse. La position de tous les microphones en fonction des positions de l'antenne est donnée en table 4.1. Les chevauchements des positions de l'antenne indiquent que les microphones ne sont jamais situés aux mêmes endroits.

L'utilisation de la laine de roche sur l'antenne et sur son support permet de minimiser les effets de réflexions sur les mesures de pression.



FIG. 4.5 – Photo du montage pour la position la plus élevée de l'antenne.

	JET XX	JET XXI
U_e [m/s]	323	348
T_e [K]	290	301
M_e	0,95	1
U_j [m/s]	323	476
T_j [K]	290	249
M_j	0,95	1,5

Nous avons effectué six mesures: étude de deux jets à trois positions d'antennes différentes. Les paramètres du tableau ci-dessus sont des moyennes faites sur les trois mesures de chaque jet, étant entendu que la reproductibilité des jets contrôlée après chaque rafale est acceptable. Les vitesses U_e , températures T_e et nombres de Mach M_e sont des caractéristiques d'éjection, les mêmes quantités avec l'indice j représentent les caractéristiques pleinement détendues. Les appellations JET XX et JET XXI correspondent aux désignations en vigueur au banc MARTEL. Dans cet exposé, dans un souci de clarté, la différenciation entre les deux configurations de jet se fera à partir de leur nombre de Mach pleinement détendu M_j .

4.2.2 Acquisitions des données

Le contenu spectral des phénomènes que nous désirons étudier ne dépasse pas 30 kHz, c'est pourquoi un filtrage des signaux s'impose. Ceci n'a pas été possible car les filtres anti-repliement ne fonctionnaient pas lors de cette campagne. Les signaux ont également été systématiquement filtrés passe-haut à 200 Hz (fréquence de coupure à -3dB), la pente du filtre étant de -24dB/octave . Nous avons donc échantillonné 12 voies à la fréquence maximale de $f_e = 200\text{ kHz}$. Cette acquisition unique dure 16,4 secondes et possède une longueur $L_a = 3276802$ pas de temps. Les procédures d'estimation d'interspectres sont basées sur l'utilisation des transformées de Fourier de longueur $L_e = 16384$. On suppose que l'on peut découper l'acquisition de taille L_a en 200 échantillons de taille L_e supposés indépendants. A cause de l'étendue temporelle finie de chaque échantillon, un effet de fenêtre peut être retrouvé sur le spectre où l'énergie mesurée au voisinage des pics ou des maxima est étalée. On multiplie alors ici systématiquement chaque échantillon temporel par des fonctions de correction de type fenêtre de Hanning avant la transformation de Fourier. Pour la taille de la Transformée de Fourier considérée, la représentation discrète des spectres est obtenue pour les fréquences $f_k = k\Delta f$, $k = 0, \dots, L_e/2$, où la largeur de bande élémentaire $\Delta f = f_e/L_e$ vaut 12,2 Hz.

4.2.3 Calcul des interspectres

Le tenseur interspectral des fluctuations de pression $p(x,t)$ est obtenu grâce à l'utilisation de la procédure FFT (Fast Fourier Transform) et s'écrit :

$$\Psi_{pp}(x, x'; f) = \langle \tilde{p}(x; f) \tilde{p}^*(x'; f) \rangle, \quad (4.1)$$

où $\langle \rangle$ représente la moyenne d'ensemble sur les échantillons retenus, $()^*$ correspond au conjugué complexe et où $\widetilde{()}$ dénote la transformée de Fourier.

De manière à améliorer la précision de l'estimation statistique des interspectres $\Psi_{pp}(x, x'; f)$, on procède à un "lissage en fréquence". Il s'agit d'un opérateur de moyennage en fréquence glissant dans le domaine spectral. Ce processus est à relier aux méthodes d'estimations spectrales, où l'on montre que le fait d'intégrer sur une certaine bande de fréquence est, au niveau de la précision de l'estimateur, tout à fait comparable au fait d'augmenter le nombre d'échantillons servant à établir l'estimation (cf [11]). Ce lissage est défini comme suit :

$$\Psi_{pp}(x, x'; f) = \int_{f-\Delta f}^{f+\Delta f} \Psi_{pp}^{mesure}(x, x'; f') df', \quad (4.2)$$

où $\Delta f = \alpha f$. Une largeur de bande correspondant à $\alpha = 10\%$ semble la mieux adaptée pour préserver à la fois le comportement à basse fréquence et assurer une bonne intégration de la dispersion aux hautes fréquences. Cependant, ce lissage modifie très faiblement les énergies contenues dans les spectres. De manière à conserver les profils d'énergie rigoureusement identiques à ceux mesurés, il est nécessaire de procéder à une correction des interspectres lissés (éq. 4.2). On utilise pour ceci les moyennes quadratiques mesurées $\overline{p(x, t)^2}$ et les énergies contenues dans les spectres lissés $\sigma_p^2(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_{pp}(x, x; f) df$. Dans ces conditions on écrit le tenseur des densités interspectrales sous la forme :

$$S_{pp}(x, x'; f) = \Psi_{pp}(x, x'; f) \frac{\left(\overline{p(x, t)^2} \overline{p(x', t)^2} \right)^{1/2}}{\sigma_p(x) \sigma_p(x')}. \quad (4.3)$$

4.2.4 Calcul des corrélations en deux points

On a choisi d'estimer les corrélations spatiales et spatio-temporelles à partir des interspectres de la pression. Les corrélations par elles-mêmes sont ensuite obtenues par transformation de Fourier inverse complexe-réelle :

$$C_{pp}(x, x', \tau) = TF^{-1} \{ S_{pp}(x, x'; f) \}. \quad (4.4)$$

Ce choix a été guidé par les considérations suivantes :

- L'utilisation de procédure FFT accélère le calcul des corrélations.

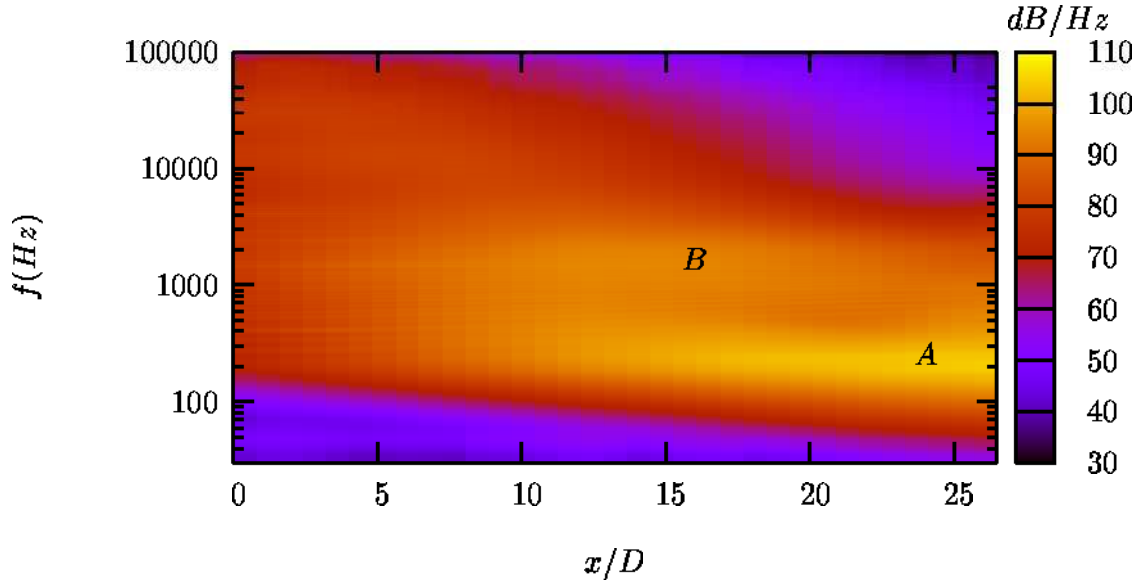


FIG. 4.6 – Cartographie des densités spectrales de pression; Jet à $M_j = 0,95$.

- La connaissance de ces corrélations dans le domaine spectral permet de mettre en œuvre des procédures de lissage et de filtrage complémentaire améliorant la qualité de la mesure de ces corrélations.

4.3 Résultats expérimentaux

La procédure de validation d'une rafale est basée sur une estimation de la pression génératrice et de la température génératrice dans le second foyer. Une rafale est valide si des écarts inférieurs à 2% sur la pression et 5% sur la température par rapport au point visé sont atteints. Ceci assure une répétitivité correcte des caractéristiques acoustiques générées.

4.3.1 Jet à $M_j = 0,95$

Les trois mesures pour le jet à $M_j = 0,95$ ne sont pas simultanées impliquant un traitement POD individuel. On peut cependant tracer toutes les densités spectrales unilatérales de pression ($G_{pp}(x,x;f) = 2 \times S_{pp}(x,x;f)$ pour $f \geq 0$) en fonction de la fréquence f (en échelle logarithmique) et de l'abscisse axiale x normalisée par le diamètre de la tuyère D (figure 4.6 et 4.7).

La visualisation en échelles logarithmiques de ces spectres permet de mettre en

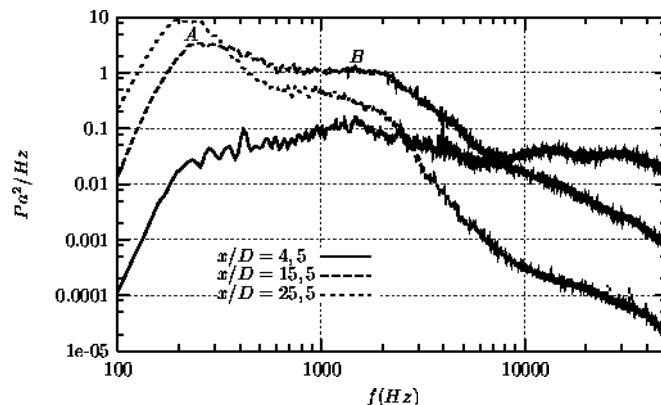


FIG. 4.7 – Exemples de densités spectrales de pression; Jet à $M_j = 0,95$.

évidence la présence d'un bruit très basses fréquences de 200 à 300 Hz (zone notée A). Ce bruit très marqué en aval de 13 diamètres provient sans doute du fait que dans cette région, l'entraînement de l'air extérieur par le jet est important. Les microphones situés beaucoup plus en amont ne sont pas confrontés à ce phénomène. Le positionnement de l'antenne parallèlement à l'axe du jet fait que tous les microphones ne sont pas situés dans des zones similaires de champ proche telles que celles exposées en section 2.4.2. Le sens physique éventuel à donner à cette composante de pression ne peut même pas être envisagé dans notre cas du fait du filtrage passe-haut à 200 Hz. Par la suite et en particulier au cours du traitement POD de ces signaux, cette composante est systématiquement ignorée en ne prenant en compte que les fréquences supérieures à 720 Hz (ou pour un nombre de Strouhal $S_{tD} = f \times D/U_j$ correspondant supérieur à 0,09). Au delà de 720 Hz, l'allure spectrale s'apparente à celle du bruit de mélange avec une bosse à 95 dB centrée entre 10 et 15 diamètres (zone notée B) aux alentours de 1200 Hz ($S_{tD} = 0,15$). Une plus grande richesse aux hautes fréquences peut être observée pour les abscisses faibles. Cette composante disparaît peu à peu au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la sortie de la tuyère.

L'évolution de la moyenne quadratique de la pression, calculée pour $f \geq 720$ Hz, est tracée sur la figure 4.8 pour les trois positions de l'antenne. Cette quantité intègre l'énergie sur le domaine spectral supérieur à 720 Hz. On constate que le maximum de la distribution de pression est situé à 12 diamètres. Les différences de niveaux observées pour les différentes positions de l'antenne, qui restent inférieures à 1 dB, sont probablement imputables à la présence même de l'antenne dans le champ acoustique conjuguée à des imprécisions de placement.

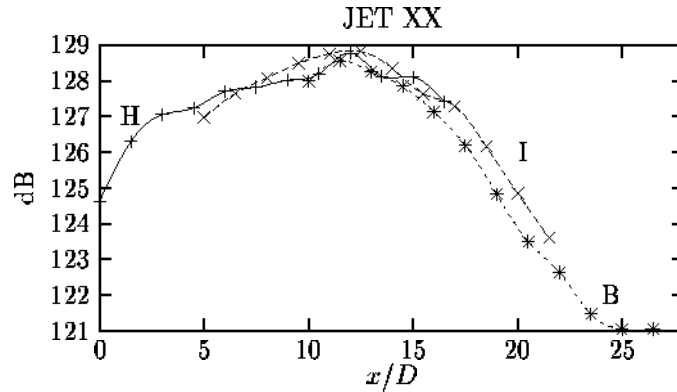


FIG. 4.8 – Evolution longitudinale de la moyenne quadratique de la pression; Jet à $M_j = 0,95$.

4.3.2 Jet à $M_j = 1,5$

On trace de la même manière les densités spectrales unilatérales mesurées pour le jet à $M_j = 1,5$ (figures 4.9 et 4.10). Pour ce jet non adapté, la présence d'un bruit de choc ne fait aucun doute. Il apparaît de 0 à 9 diamètres pour des fréquences variant de 3200 à 6000 Hz avec un maximum de 110 dB (zone A). On remarque également la présence de deux pics liés au "screech". Le fondamental à la fréquence de 3000 Hz apparaît dans tous le domaine spatial avec une valeur maximale de 130 dB de 0 à 5 diamètres (zone B). L'harmonique à 6000 Hz n'est clairement visible que de 5 à 10 diamètres pour un maximum de 115 dB (zone C). Lors d'une première approche POD, le phénomène très énergétique de "screech" a posé des difficultés d'interprétations des résultats. En effet, la POD étant une procédure basée sur une analyse énergétique, le "screech" est présent dans le premier mode POD et n'a pas de signification en terme de grosse structure. Ce bruit étant très localisé en fréquence, nous n'avons pu nous affranchir de ce problème qu'en supprimant le screech dans le tenseur interspectral par une interpolation linéaire avant d'appliquer la méthode du "lissage en fréquence", méthode peu élégante mais simple et efficace. La figure 4.11 donne les densités spectrales de pression une fois le screech supprimé. On retrouve alors plus nettement le bruit très basses fréquences observé dans le cas du jet subsonique semblant posséder des caractéristiques identiques (zone A). Il sera lui aussi ignoré dans la suite de l'étude. L'augmentation du niveau acoustique par rapport au jet subsonique est très importante. Le bruit de mélange possède un maximum de 115 dB étalé de 15 à 20 diamètres à la fréquence de 1800 Hz

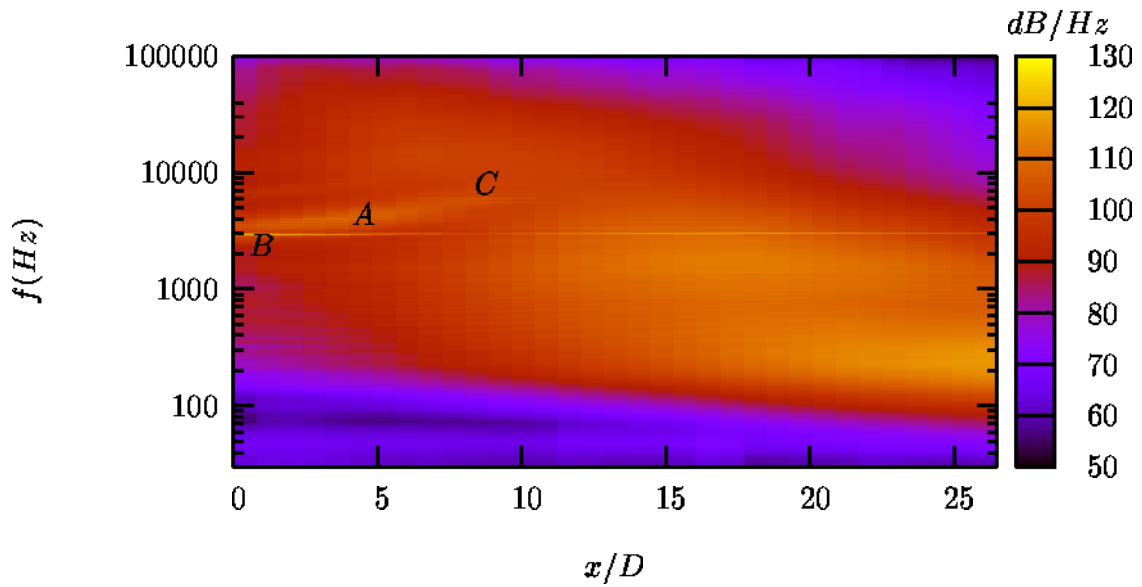


FIG. 4.9 – Cartographie des densités spectrales de pression; Jet à $M_j = 1,5$.

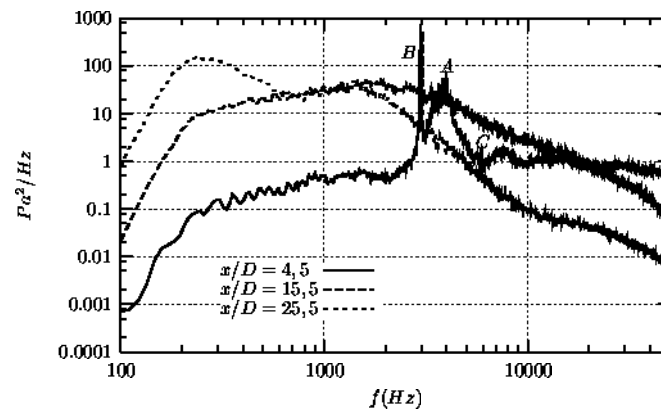


FIG. 4.10 – Exemples de densités spectrales de pression; Jet à $M_j = 1,5$.

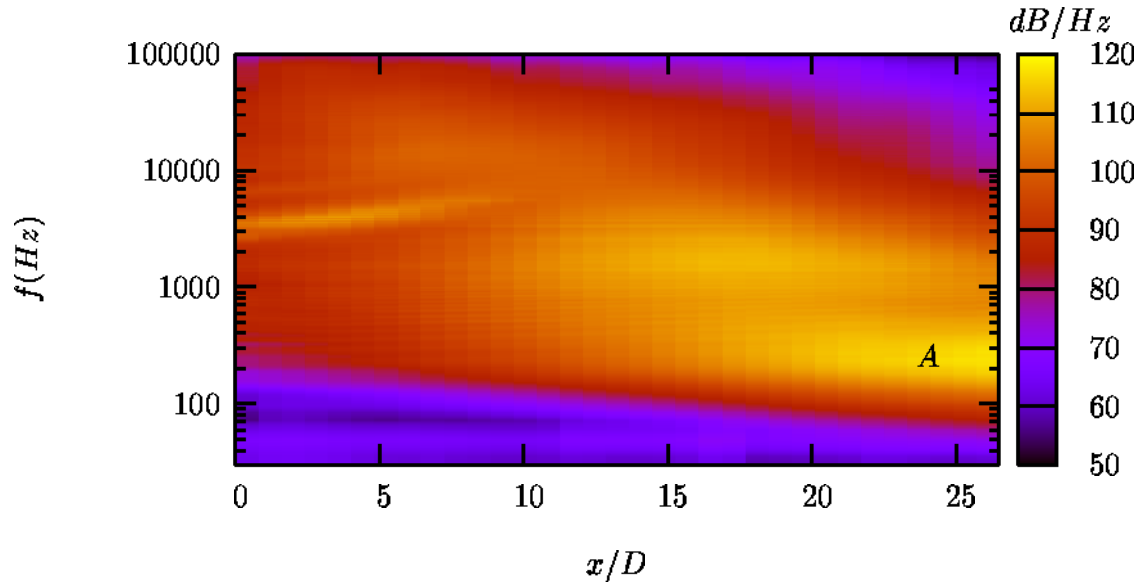


FIG. 4.11 – Cartographie des densités spectrales de pression sans “screech”; Jet à $M_j = 1,5$.

($S_{tD} = 0,15$).

La figure 4.12 représente l'évolution de la moyenne quadratique de la pression. La valeur maximale est trouvée à $x/D = 17$. Le niveau global est très supérieur à celui observé pour le jet subsonique.

Finalement, il s'avère que les propriétés de la distribution de pression sont différentes pour les deux jets tant dans les composantes qui les constituent (bruit de mélange et bruit de choc) que dans leurs localisations dans l'espace physique et dans l'espace spectral. On peut donc espérer comparer les effets de la méthode POD appliquée dans les différents cas.

4.4 POD appliquée au champ acoustique proche

Suivant la démarche adoptée par Arndt *et al.* [4], l'analyse POD est appliquée aux champs de pression proche en considérant les signaux stationnaires et ergodiques. On accède alors à un type d'analyse que nous appellerons POD spectrale.

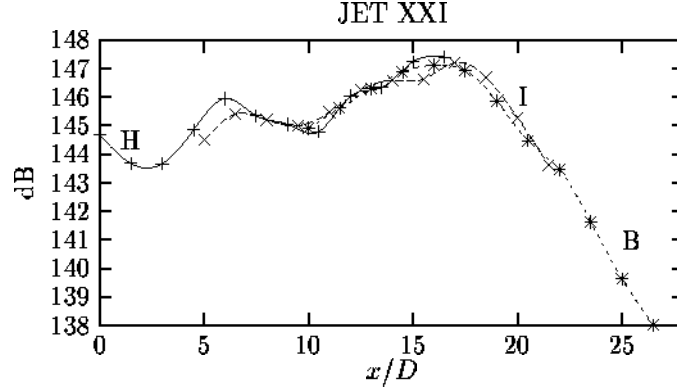


FIG. 4.12 – Evolution longitudinale de la moyenne quadratique de la pression; Jet à $M_j = 1,5$.

4.4.1 POD spectrale

A partir du tenseur interspectral lissé $G_{pp}(x, x'; f)$, il s'agit de résoudre le problème intégral aux valeurs propres suivant :

$$\int_{\mathcal{D}} G_{pp}(x, x'; f) \tilde{\Phi}^{(n)}(x'; f) dx' = \lambda^{(n)}(f) \tilde{\Phi}^{(n)}(x; f). \quad (4.5)$$

Cette équation est à résoudre pour chaque fréquence et on obtient finalement les valeurs propres $\lambda^{(n)}(f)$ représentant le contenu énergétique de chaque mode et les fonctions propres $\tilde{\Phi}^{(n)}(x; f)$ représentant une réalisation possible du signal de pression. Notons que n est le numéro du mode et que le nombre maximum de modes N_m qu'il est possible de déterminer correspond au nombre de sondes utilisées, 12 dans ce cas. Le domaine d'intégration \mathcal{D} est défini par la position longitudinale des microphones.

a) Convergence de la POD spectrale

A l'issue des calculs POD, la première étude à réaliser est une étude sur la convergence du calcul définie comme le rapport entre l'énergie portée par les n premiers modes de la POD :

$$E_n = \sum_{p=1}^n \int_0^{\infty} \lambda^{(p)}(f) df, \quad (4.6)$$

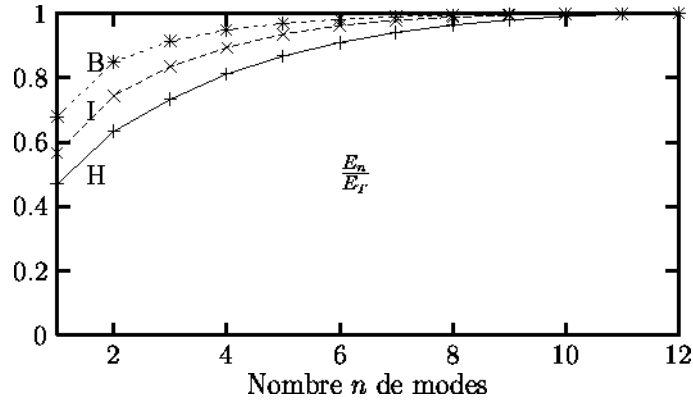


FIG. 4.13 – Convergence POD spectrale; Jet à $M_j = 0,95$.

et l'énergie globale, portée par les N_m modes :

$$E_T = \sum_{p=1}^{N_m} \int_0^{\infty} \lambda^{(p)}(f) df. \quad (4.7)$$

On peut alors comparer l'aspect de la convergence E_n/E_T des trois mesures du jet à $M_j = 0,95$:

Les énergies contenues dans le premier mode varient suivant la position de la sonde :

- 47% à la position haute (notée H),
- 56,7% à la position intermédiaire (notée I),
- 68% à la position basse (notée B).

Si, comme le note Delville [37], il existe une relation entre la cohérence spatiale et le niveau d'énergie capturé par le premier mode, ceci veut dire dans notre cas que la cohérence spatiale de la pression selon x traduit une meilleure organisation du champ analysé pour la position d'antenne basse (de $10 \times D$ à $26,5 \times D$).

La convergence POD pour le jet à $M_j = 1,5$ est donnée en figure 4.14.

Les énergies contenues dans le premier mode également varient suivant la position de l'antenne :

- 40,6% à la position haute (notée H),
- 50,8% à la position intermédiaire (notée I),
- 61% à la position basse (notée B).

Comparativement au jet à $M_j = 0,95$, les énergies contenues dans le premier mode sont plus faibles pour le jet à $M_j = 1,5$ mais du même ordre de grandeur. La rapidité de convergence en fonction du nombre de modes pris en compte est similaire.

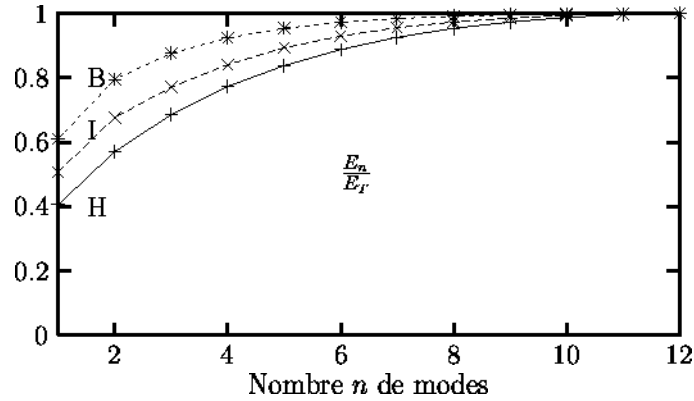


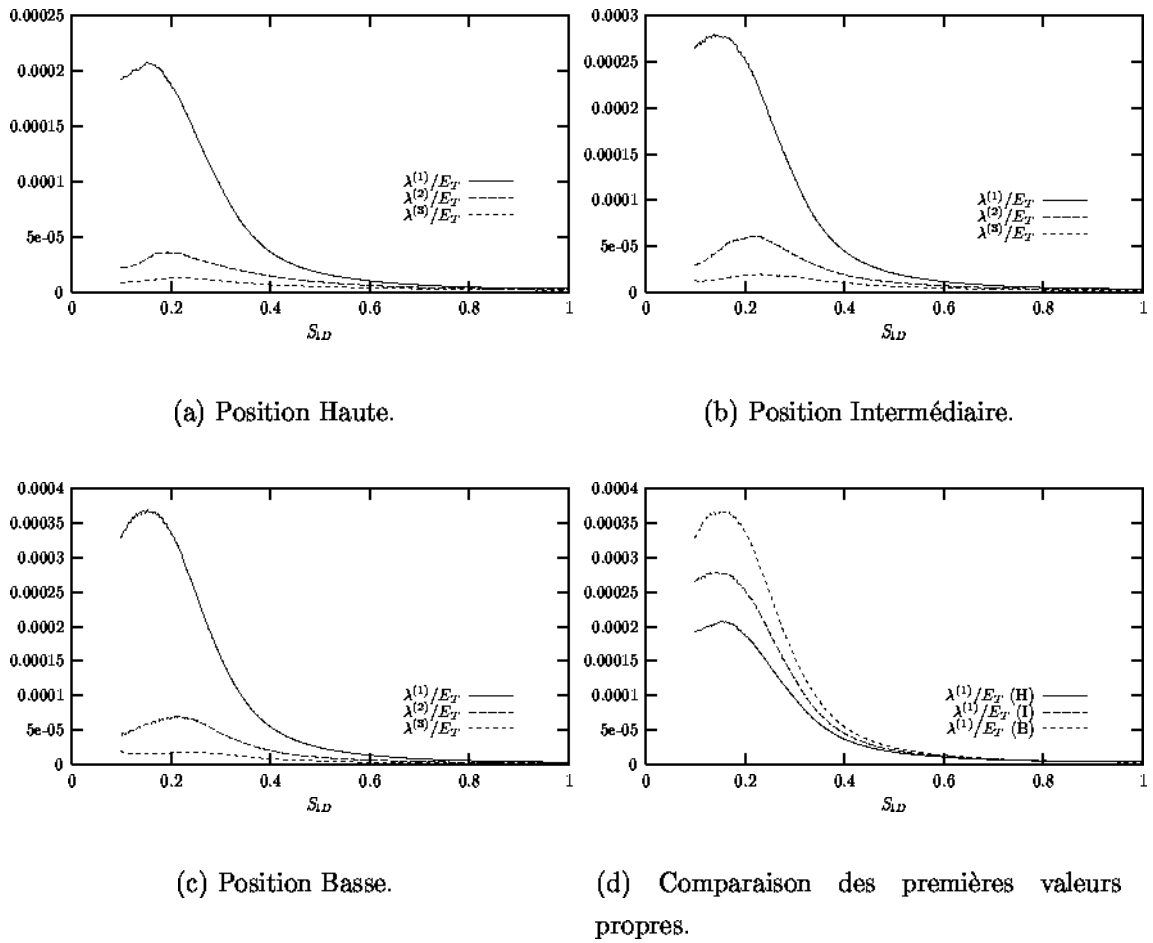
FIG. 4.14 – Convergence *POD spectrale*; Jet à $M_j = 1,5$.

b) Etudes des Valeurs Propres de la *POD spectrale*

La deuxième étape consiste à étudier le comportement spectral des valeurs propres obtenues. La figure 4.15 présente l'évolution spectrale des trois premières valeurs propres $\lambda(S_{tD})/E_T$ aux différentes positions de l'antenne ainsi que la comparaison des premières valeurs propres pour le jet à $M_j = 0,95$.

On remarque tout d'abord que même si la résolution *POD* est effectuée fréquence par fréquence, la continuité fréquentielle des valeurs propres est toujours assurée. On retrouve également les propriétés de convergence contenues dans la figure 4.13. La valeur relative des valeurs propres indique le degré d'organisation du champ analysé pour le mode et la fréquence considérée. Ceci veut dire que plus un type d'organisation est dominant, plus la valeur propre d'un mode associé à ce type d'organisation est importante et localisée en fréquence. La comparaison des valeurs propres au premier mode justifie le commentaire de la figure 4.13 : la première valeur propre à la position basse est plus importante qu'aux autres positions d'antenne indiquant une meilleure organisation; la fréquence dominante se situant aux alentours de 1200 Hz ($S_{tD} = 0,15$).

Dans le cas du jet à $M_j = 1,5$, les premières valeurs propres possèdent des allures semblables à celles du jet à $M_j = 0,95$ (figure 4.16). Le nombre de Strouhal correspondant à leurs maxima est toutefois un peu plus faible, de l'ordre de 0,13 (soit 1500 Hz environ). Lorsque l'antenne est à la position haute, la première valeur propre possède une légère bosse centrée à $S_{tD} = 0,35$ qui correspond à la localisation en fréquence du bruit de choc. A cette position, les allures des valeurs propres aux modes 2 et 3 sont grandement modifiée par rapport au cas du jet à $M_j = 0,95$,

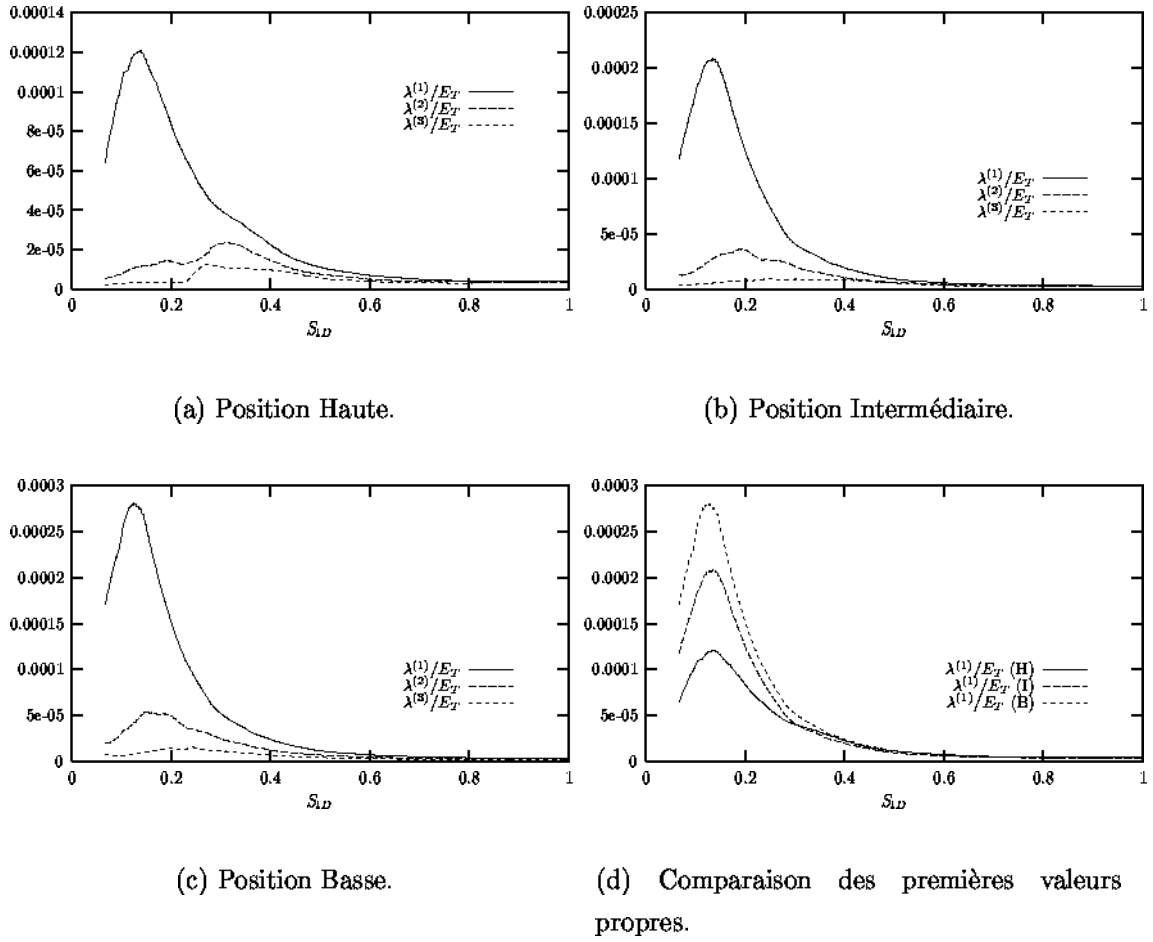
FIG. 4.15 – Valeurs propres; Jet à $M_j = 0,95$.

phénomène qui disparaît peu à peu au fur et à mesure de l'éloignement de l'antenne de la zone où le bruit de choc est intense. L'énergie due au bruit de choc semble se répartir sur les différents modes.

Dans la suite de cette section, nous nous focalisons principalement sur les résultats concernant les positions intermédiaires de l'antenne. Les résultats concernant les autres positions peuvent être trouvés en annexe A.

c) Reconstruction des densités spectrales de pression par le POD spectral

Contrairement aux valeurs propres qui fournissent une information spectrale globale (intégrée sur tout le domaine spatial) de la distribution énergétique du champ de pression, les densités spectrales fournissent une information spectrale locale. On peut reconstruire les densités spectrales pour chaque position x de l'écoulement au

FIG. 4.16 – Valeurs propres; Jet à $M_j = 1,5$.

mode n à partir des valeurs propres et des fonctions propres par :

$$G_{pp}^{(n)}(x,x,f) = \lambda^{(n)}(f) \tilde{\Phi}^{(n)}(x,f) \tilde{\Phi}^{*(n)}(x,f). \quad (4.8)$$

Nous avons vérifié que les densités reconstruites sur tous les modes $\sum_{n=1}^{N_m} G_{pp}^{(n)}(x,x;f)$ sont identiques aux densités mesurées $G_{pp}(x,x;f)$ à une erreur relative de calcul de l'ordre de 10^{-15} . La figure 4.17 présente la reconstruction de densité spectrale mesurée en $x/D = 12,5$ avec l'antenne en position intermédiaire sur les trois premiers modes soit $\sum_{n=1}^3 G_{pp}^{(n)}(x,x;f)$ où l'on remarque que jusqu'à $S_{tD} = 0,5$ (≈ 4 kHz), la reconstruction est très correcte. La participation individuelle des trois premiers modes à la même densité est donnée en figure 4.18. Une représentation sous la forme $S_{tD} \times G_{pp}^{(n)}(x,x;S_{tD})$ fonction de $\log(S_{tD})$ permet de préciser la contribution

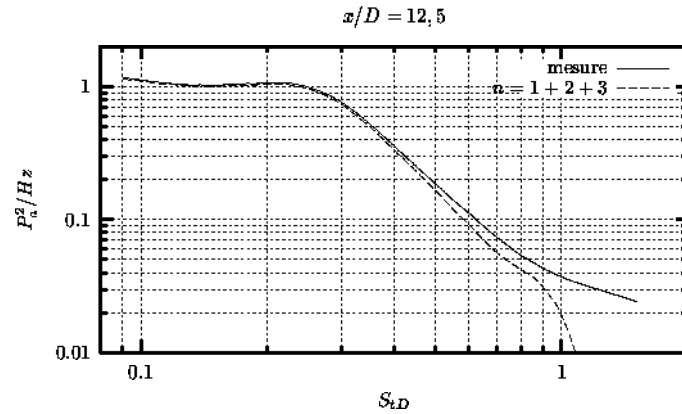


FIG. 4.17 – Reconstruction d'une densité spectrale sur 3 modes; Jet à $M_j = 0,95$.

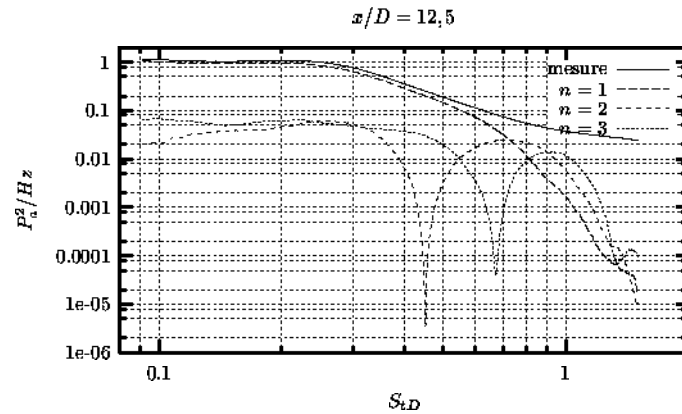


FIG. 4.18 – Participation des 3 premiers modes à une densité spectrale; Jet à $M_j = 0,95$.

des divers modes à la reconstruction de cette densité. On obtient alors à la fois une idée de la distribution dans une bande de fréquence en gardant le contenu d'énergie dans cette bande (fig. 4.19). On observe sur les figures 4.18 et 4.19 une différence de comportement entre l'évolution spectrale des reconstructions et l'évolution spectrale des valeurs propres. En effet, pour des nombres de Strouhal supérieurs à 0,7 la contribution du deuxième puis du troisième mode devient plus importante que celle du premier mode. On remarque également que lorsqu'un mode présente un déficit d'énergie dans une bande donnée, un autre mode devient dominant. Selon Delville [37], les modes les plus élevés, qui sont associés aux petites échelles, tendent vers la décomposition harmonique car les petites échelles ont un caractère homogène.

La reconstruction d'une densité spectrale de pression, pour le jet à $M_j = 1,5$, per-

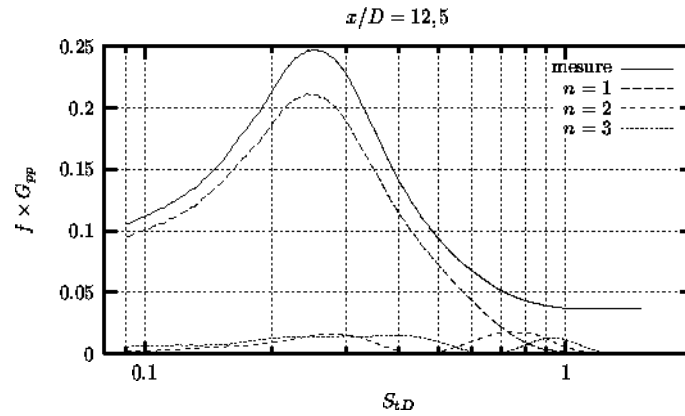


FIG. 4.19 – Contribution des 3 premiers modes à la reconstruction d'une densité spectrale; Jet à $M_j = 0,95$.

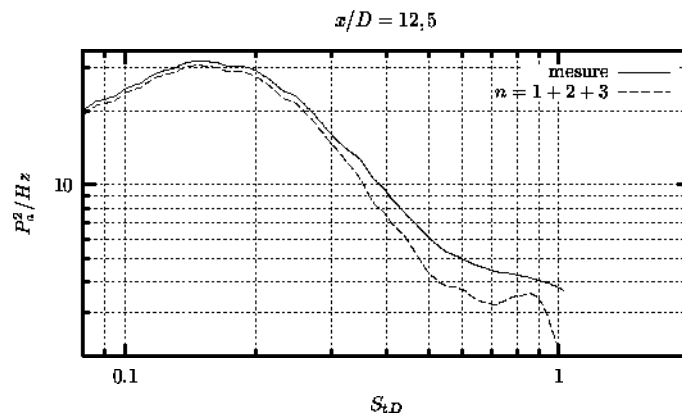


FIG. 4.20 – Reconstruction d'un spectre sur 3 modes; Jet à $M_j = 1,5$.

met d'observer le même comportement des contributions des divers modes (figures 4.20 et 4.21): reconstruction sur les trois premiers modes de la densité spectrale correcte jusqu'à cette fois $S_{tD} = 0,3$ et dominance successive des modes deux et trois avec l'élévation de la fréquence.

La dominance du premier mode est moins marquée que dans le cas du jet à $M_j = 0,5$. C'est que confirment les contributions des trois premiers modes représentées sous la forme $S_{tD} \times G_{pp}^{(n)}$ (figure 4.22).

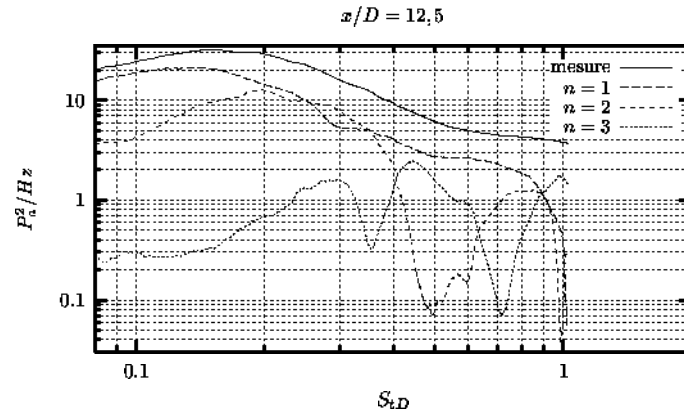


FIG. 4.21 – Participation des 3 premiers modes à un spectre; Jet à $M_j = 1,5$.

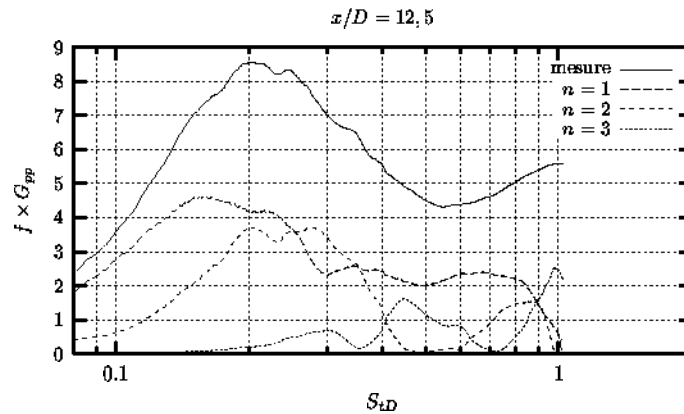


FIG. 4.22 – Contribution des 3 premiers modes à la reconstruction d'un spectre; Jet à $M_j = 1,5$.

d) Participation des modes de la POD spectrale à la moyenne quadratique de la pression

La participation des trois premiers modes à la moyenne quadratique de la pression donnent des informations globales intéressantes :

si un mode peut être associée à un type de structuration du champ analysé, la figure 4.23 nous informe sur l'évolution axiale de l'énergie de ces structurations. Dans la zone de transition de l'écoulement, située à partir de la fin du cône potentiel de longueur L_c (la formule de Lau *et al.* [69] donne pour le jet à $M_j = 0,95$ une longueur de cône potentiel $L_c = (4,3 + 1,2 \times M_j^2) \times D = 5,4 \times D$) jusqu'à environ $x/D = 10$, on remarque l'émergence d'un type de structuration associé au mode 1 et d'un autre type associé au mode 2. La chute énergétique du mode 1 à $x/D = 8D$ pourrait

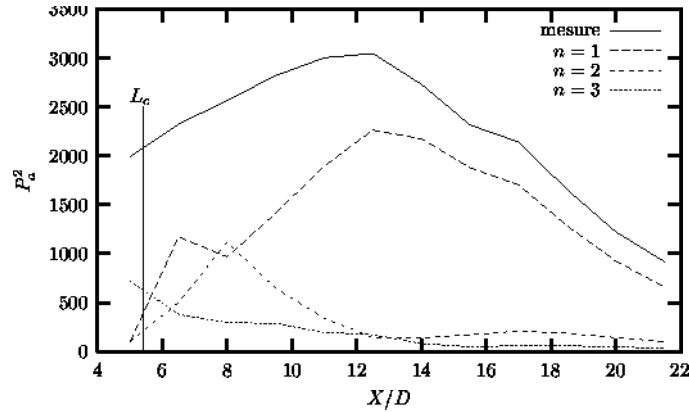


FIG. 4.23 – Moyenne quadratique de la pression; Jet à $M_j = 0,95$.

provenir d'une interaction avec le deuxième mode. Au delà de $x/D = 10$, dans la zone de turbulence développée, on observe les phases de croissance, saturation (à $13D$) et décroissance du premier mode observées par Arndt *et al.* [4].

Concernant le jet à $M_j = 1,5$, la contribution des modes à la moyenne quadratique de la pression est tracée sur la figure 4.24. La distribution longitudinale que l'on a mesuré présente un pic à 6 diamètres, attribué au bruit de choc, que l'on retrouve dans le premier mode. On retrouve également le pic à $8 \times D$ dans le mode deux; la longueur du cône potentiel L_c étant ici de $7 \times D$. Il est remarquable de constater que les contributions des divers modes présentent une forte ressemblance morphologique dans les deux cas. Cependant les positions des maximums se sont déplacés vers l'aval dans le cas du jet supersonique. En particulier pour la distribution mesurée et celle reconstruite au mode 1, le maximum est situé à 17 diamètres pour le jet à $M_j = 1,5$ contre 13 pour le jet à $M_j = 0,95$. Ceci est à relier à l'effet de convection des sources qui est plus important dans le cas supersonique et qui concentre le rayonnement sonore vers des angles plus faibles par rapport à l'axe du jet. Le fait d'avoir placé l'antenne parallèlement à l'axe du jet ne permet pas de s'affranchir totalement de ce phénomène. Dans ces conditions, il est hasardeux de vouloir procéder à une identification précise des zones sources de bruit.

e) Etude des Vecteurs Propres de la POD spectrale

L'application de cette POD spectrale empêche un retour dans l'espace physique du fait de l'utilisation de la transformée de Fourier suivant la direction temporelle. On peut cependant obtenir des informations sur le comportement spectral des fonc-

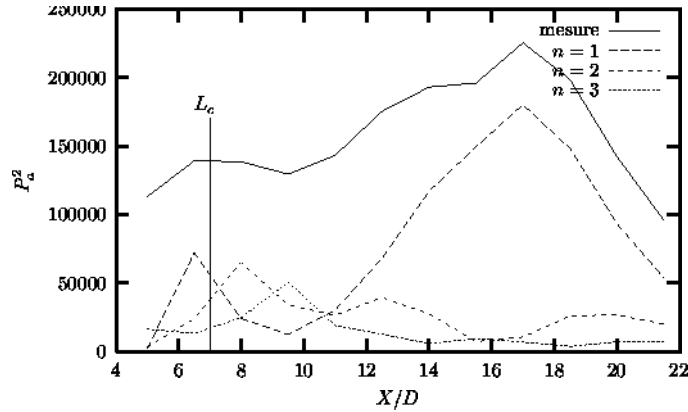


FIG. 4.24 – Pression quadratique moyenne; Jet à $M_j = 1,5$.

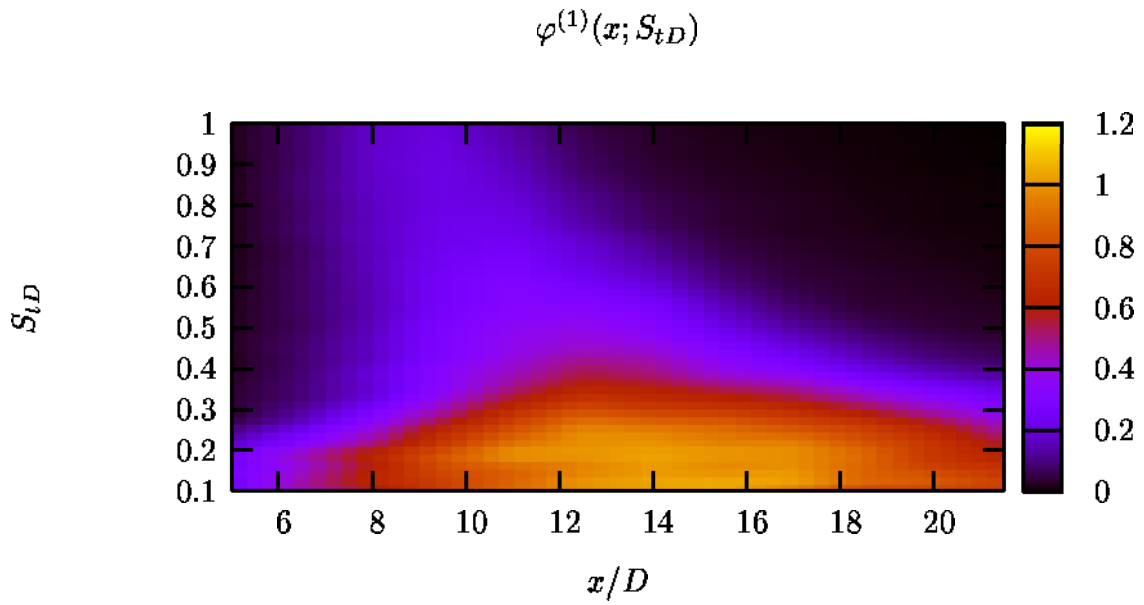
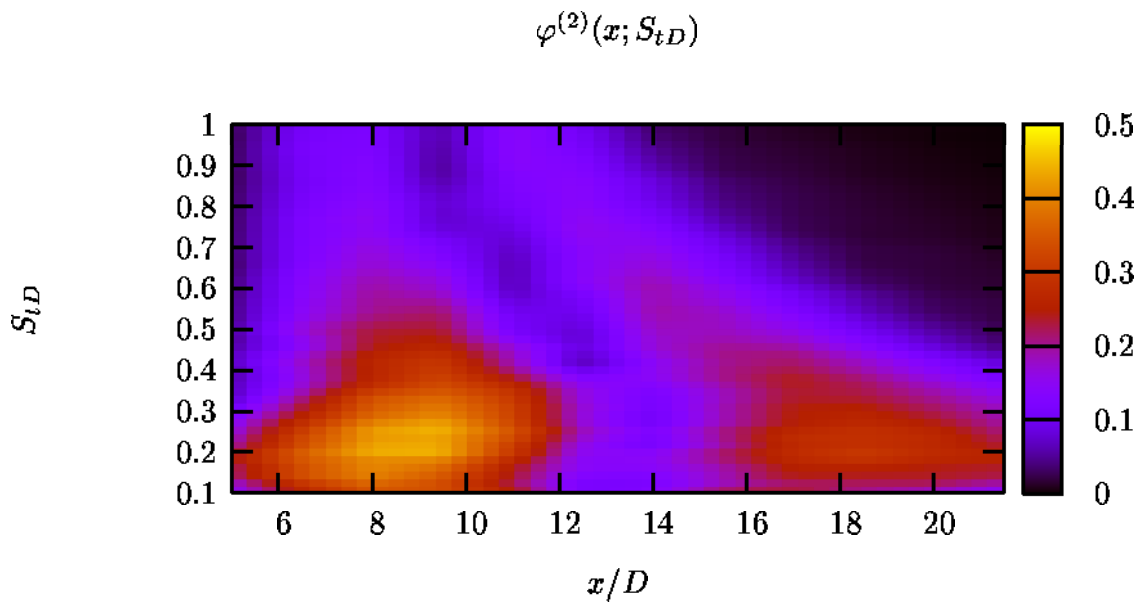
tions propres. Dans une approche similaire à la théorie du *Shot-noise*, Delville [37] suggère de pondérer ces fonctions propres par la racine carré de la valeur propre correspondante de manière à prendre en compte l'importance statistique des modes. On obtient alors les vecteurs propres au mode n par :

$$\varphi^{(n)}(x; f) = \sqrt{\lambda^{(n)}(f)} \cdot \left\| \tilde{\Phi}^{(n)}(x; f) \right\| \quad (4.9)$$

La figure 4.25 trace le vecteur propre au premier mode à la position intermédiaire. La zone du maximum d'intensité se situe de 12 à 17 diamètres pour des nombres de Strouhal variant de 0,09 à 0,3. On remarque de plus un contenu spectral plus riche pour $6 < x/D < 12$.

Le vecteur propre au deuxième mode (figure 4.26) semble un peu plus représentatif des fréquences élevées. Ce mode pourrait être associé à un type de structure dont le rayonnement acoustique, aux fréquences plus hautes que le mode 1, est localisé de part et d'autre de la zone de rayonnement du mode 1 avec toutefois une légère dominance en amont.

La zone du maximum d'intensité du vecteur propre au mode 1 pour le jet à $M_j = 1,5$ (figure 4.27) est située entre 15 et 20 diamètres et semble moins étendue que dans le cas du jet à $M_j = 0,95$ (fig. 4.25) aussi bien dans le domaine spectral que spatial. Ces remarques s'appliquent également au vecteur propre au mode 2 (figure 4.28). Là encore, les maxima du vecteur propre au mode 2 sont localisés de part et d'autre de la zone du maximum du vecteur propre au mode 1. On remarque également la présence d'une zone de forte intensité située de 5 à 10 diamètres pour

FIG. 4.25 – Vecteur propre au mode 1; Jet à $M_j = 0,95$.FIG. 4.26 – Vecteur propre au mode 2; Jet à $M_j = 0,95$.

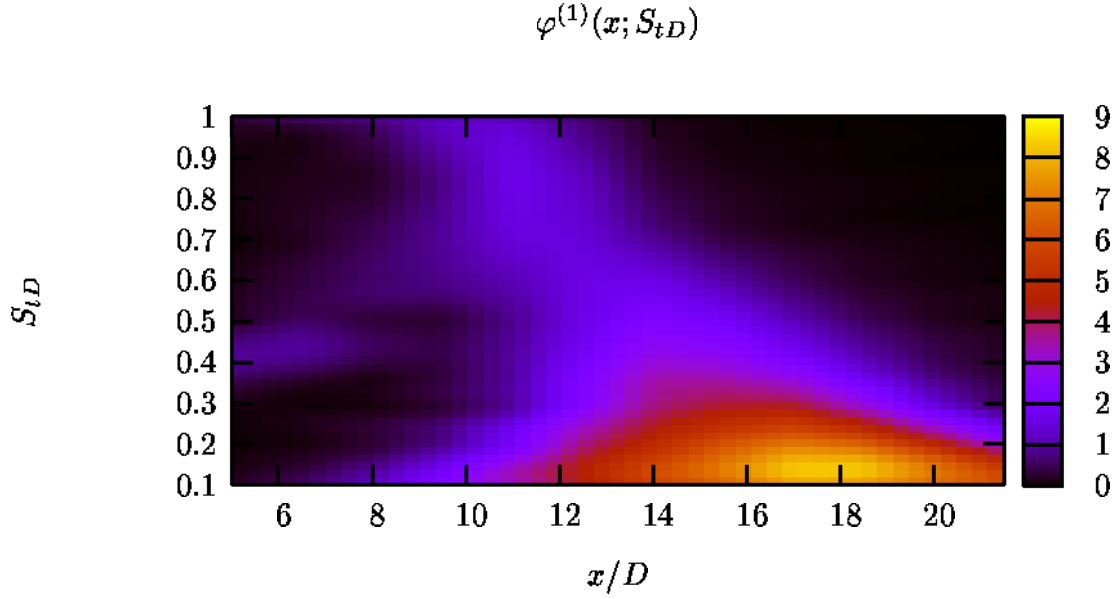


FIG. 4.27 – Vecteur propre au mode 1; Jet à $M_j = 1,5$.

des nombres de Strouhal variant de 0,3 à 0,5. Cette “localisation” espace-fréquence correspond en partie à celle du bruit de choc que l’on trouve d’ailleurs faiblement dans le premier mode. Ces comportements sont globalement bien vérifiés lorsque l’antenne est située aux autres positions (figures A.1, A.2, A.3, A.4, A.5 et A.6).

f) Reconstruction du champ instantané par la POD spectrale

Une manière d’obtenir des informations sur l’organisation de l’écoulement dans le domaine physique est d’effectuer une analyse qui n’est plus directement basée sur un concept énergétique comme c’était le cas jusqu’à maintenant. Rappelons que l’information de phase est perdue par la mise en oeuvre de la POD spectrale. Or la connaissance du champ spatio-temporel de pression, porteur de l’information de phase, permet d’étudier la participation instantanée des modes à une réalisation du champ de pression (équations 3.5 et 3.7, section 3.1.2.b). La contribution d’un mode n peut être obtenue dans le domaine fréquentiel par :

$$\tilde{p}^{(n)}(x; f) = \tilde{a}^{(n)}(f) \cdot \tilde{\Phi}^{(n)}(x; f) \quad (4.10)$$

avec $\tilde{a}^{(n)}(f) = \int_{\mathcal{D}} \tilde{p}(x; f) \cdot \tilde{\Phi}^{*(n)}(x; f) dx$ coefficients de projection où $\tilde{p}(x, f)$ est la transformée de Fourier du champ de pression original $p(x, t)$. La transformée de Fourier inverse de $\tilde{p}^{(n)}(x; f)$ permet de remonter à $p^{(n)}(x, t)$. Ce type d’analyse peut

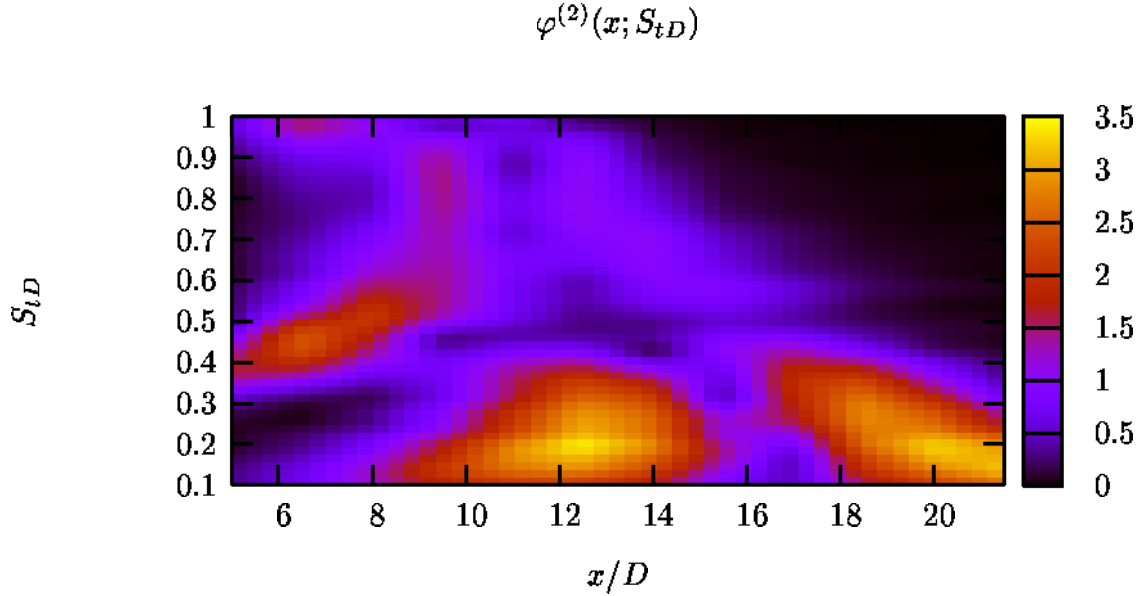


FIG. 4.28 – Vecteur propre au mode 2; Jet à $M_j = 1,5$.

être utile pour connaître la nature de la fonction de distribution introduite dans la théorie du *Shot-noise* ainsi que pour qualifier un modèle basé sur les systèmes dynamiques. La figure 4.29 donne des exemples de la participation des modes au signal de pression (position intermédiaire à $x/D = 12,5 \times D$). La contribution du premier mode sur la figure 4.29(a) est représentative de l'évolution à grande échelle des fluctuations de pression. Les modes 2 et 3 (figures 4.29(b) et 4.29(c)) ne permettent pas de régénérer le signal pour les fréquences élevées. Delville [37] explique ceci par un phénomène de coupure fréquentielle associé à la taille du maillage spatial utilisée dans la reconstruction. La figure 4.29(d) donne la reconstruction du champ sur les trois premiers modes et on remarque que déjà les signaux sont presque identiques mis à part pour les fluctuations à hautes fréquences.

La contribution du premier mode à la reconstruction d'une réalisation instantanée du champ de pression pour le jet à $M_j = 1,5$ est tracée en figure 4.30(a) à $x/D = 12,5$. Les fluctuations aux basses fréquences du signal mesuré sont assez bien reproduites. La participation du deuxième mode semble représentative des fluctuations à des fréquences un peu plus élevées (figure 4.30)(b) avec un niveau d'énergie évidemment plus faible. La contribution des trois premiers modes cumulés est donnée en figure 4.30(c). Tout comme dans le cas du jet à $M_j = 0,95$, il est clair que les fluctuations de pression aux grandes échelles peuvent être reconstituées avec un nombre

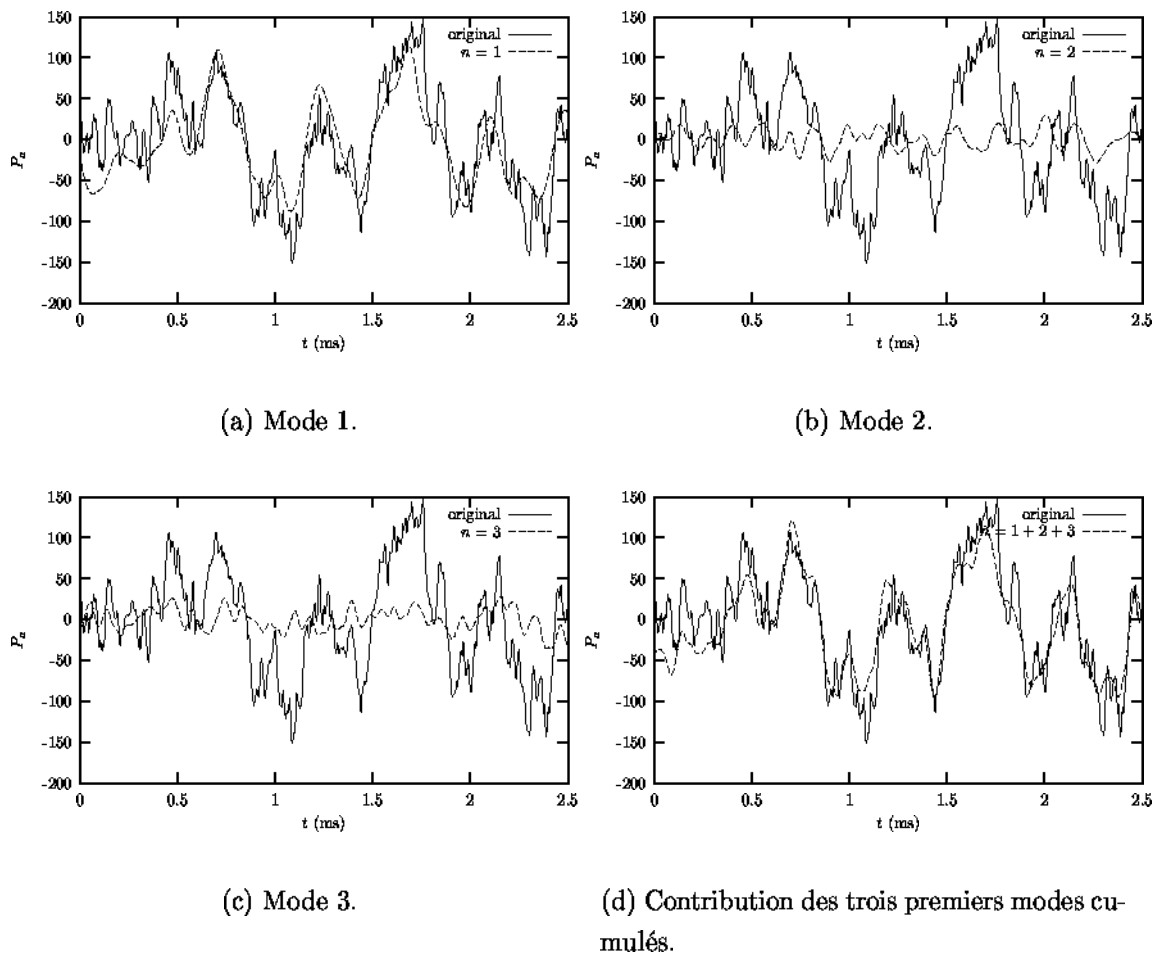


FIG. 4.29 – Reconstitution temporelle d'un échantillon de la pression en $x/D = 12,5$; Jet à $M_j = 0,95$.

limité de modes.

La contribution des deux premiers modes à la reconstruction d'une réalisation complète du champ de pression est donnée par les figures 4.31 ($M_j = 0,95$) et 4.32 ($M_j = 1,5$) à la position intermédiaire de l'antenne. Les figures (a) représentent les champs originaux. Les figures (b) sont les reconstructions des champs au premier mode, les figures (c) représentent les reconstructions au deuxième mode et les figures (d) la contribution des deux premiers modes cumulés. Les signaux de pression utilisés pour les reconstruction sont les signaux filtrés qui ne prennent pas en compte les composantes spectrales inférieures à 720 Hz et sans le "screech" dans le cas supersonique.

La présence de hautes fréquences aux positions longitudinales les plus faibles

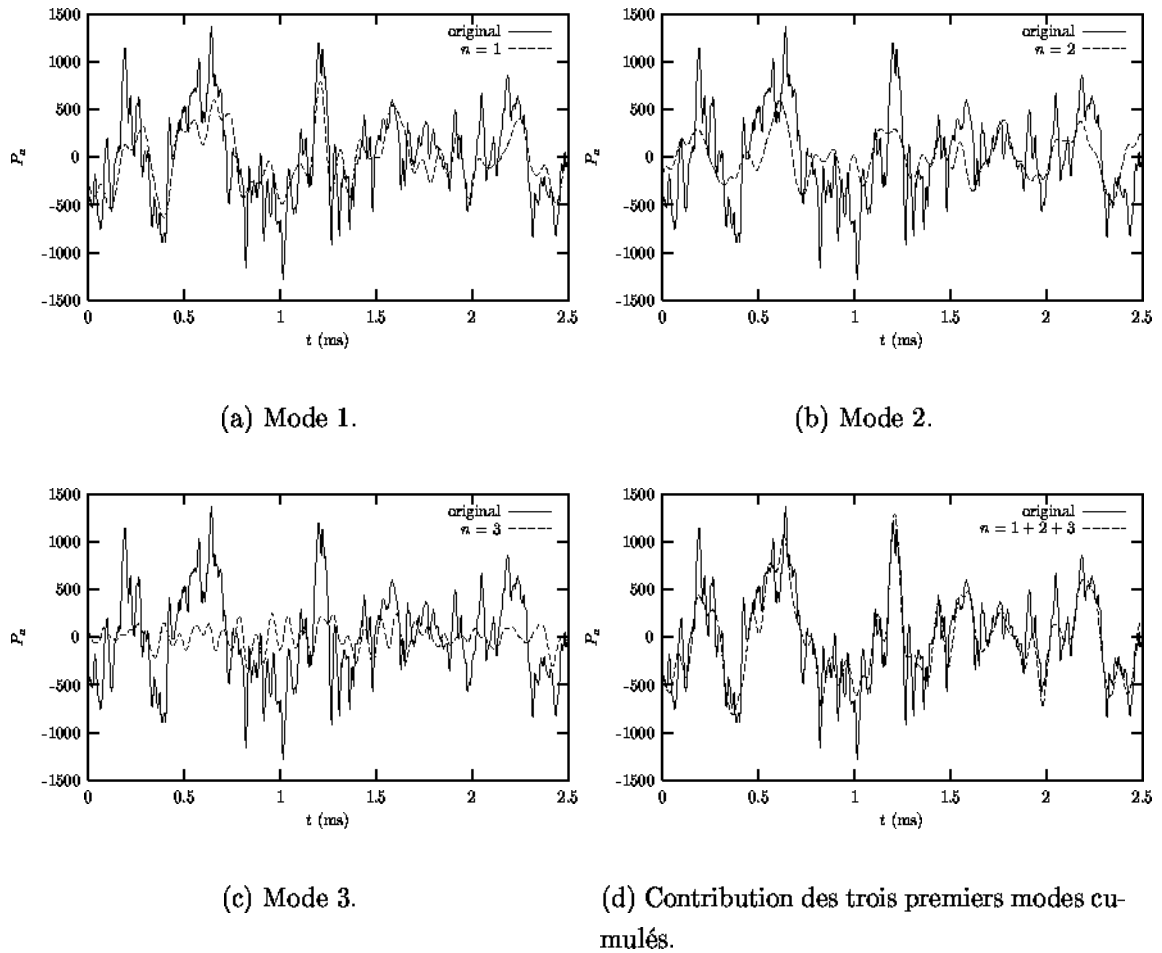


FIG. 4.30 – Reconstitution temporelle d'un échantillon de la pression en $x/D = 12.5$; Jet à $M_j = 1.5$.

brouillent quelque peu la lisibilité des ces cartographies surtout dans le cas du jet à $M_j = 1.5$. Néanmoins, on peut observer que les reconstructions reproduisent assez bien les grandes échelles contenues dans les champs originaux. La projection des fonctions propres sur une réalisation du champ original peut s'apparenter à une opération de filtrage. De plus, les inclinaisons des fronts de pression observées sur les champs mesurés, liées aux effets propagatifs des ondes, sont très bien conservées dans les reconstructions au premier mode et par conséquent dans les reconstructions du cumul des contributions des deux premiers modes. Les pentes de ces fronts de pression peuvent être reliées à des vitesses et l'on trouve en moyenne 390 m/s pour le jet à $M_j = 0.95$ ($U_j = 323$ m/s) et 430 m/s pour le jet à $M_j = 1.5$ ($U_j = 476$ m/s).

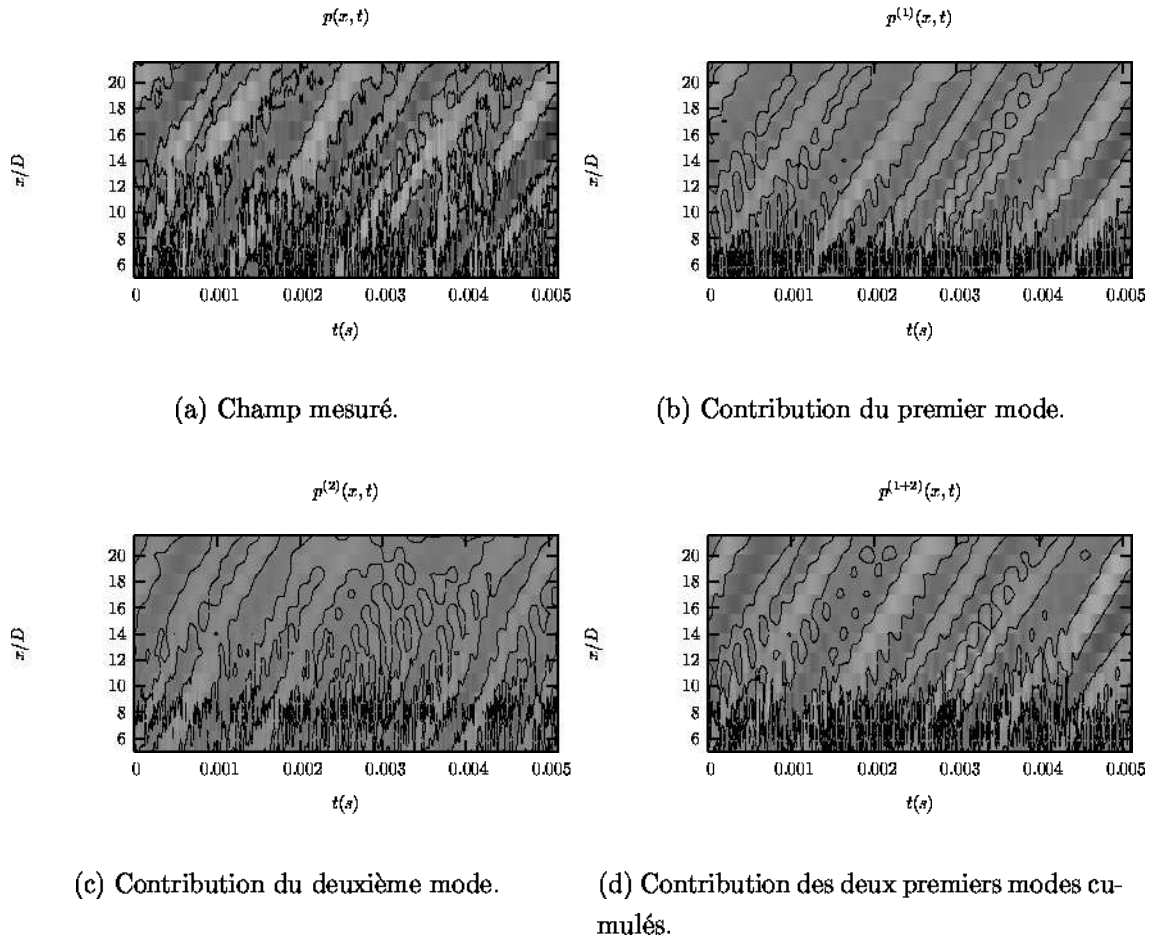


FIG. 4.31 – *Champ spatio-temporel mesuré et reconstruction spatio-temporelle par la POD spectrale pour le jet à $M_j = 0,95$; contributions modales individuelles des deux premiers modes et contribution des deux premiers modes cumulés. Les niveaux de gris les plus clairs correspondent à des niveaux de pression positifs et les niveaux de gris les plus sombres correspondent à des niveaux de pression négatifs. Les traits indiquent les passages par zéro. Ces cartographies sont tracées à une échelle identique des niveaux de pression.*

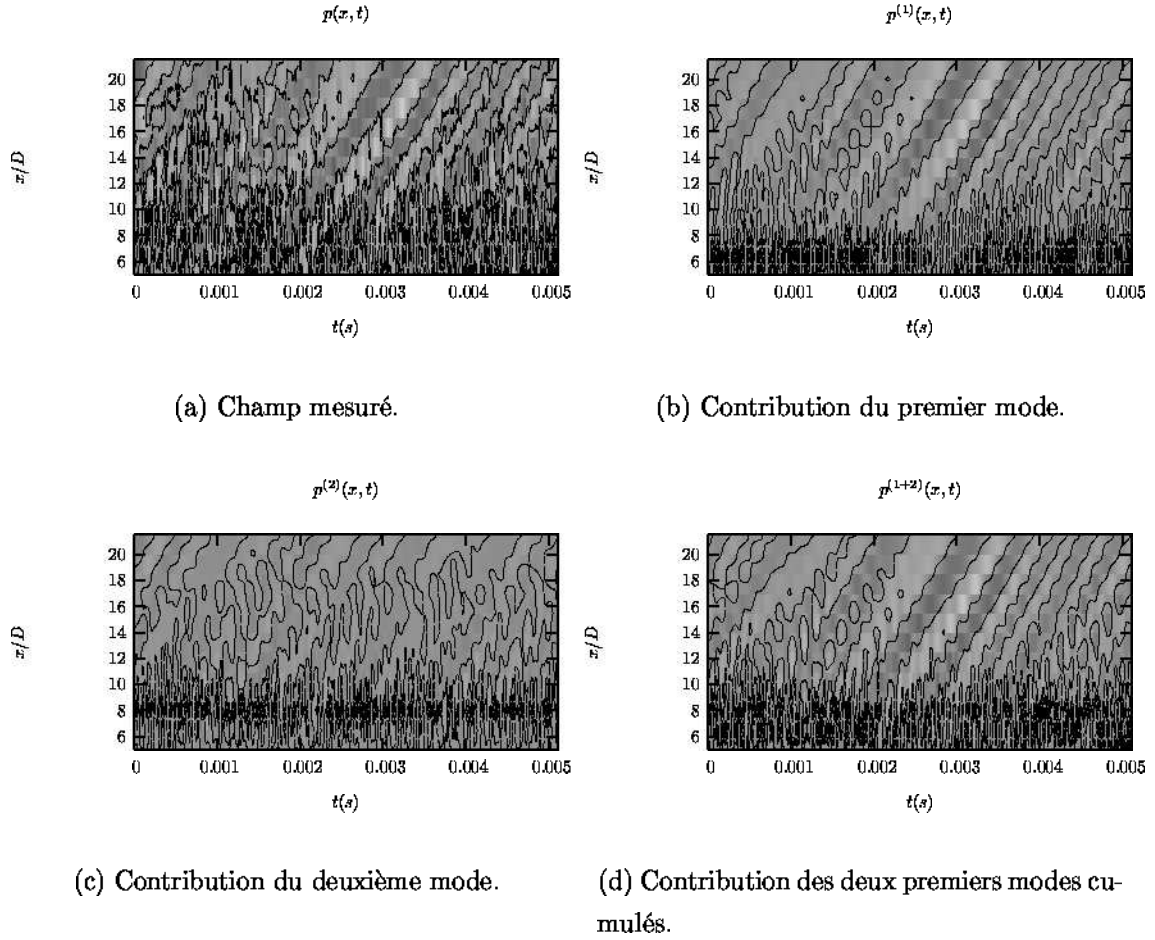


FIG. 4.32 – Champ spatio-temporel mesuré et reconstruction spatio-temporelle par la POD spectrale pour le jet à $M_j = 1,5$; contributions modales individuelles des deux premiers modes et contribution des deux premiers modes cumulés.

g) Décomposition du Shot-Noise

L'application de la théorie du *Shot-noise* permet d'obtenir une image physique statistique de l'écoulement (c.f. 3.1.3.a). Ce formalisme ne considère que le premier mode de la décomposition POD et permet de résoudre le problème de phase pour le retour dans l'espace physique. L'évènement caractéristique est obtenu par :

$$f(x,t) = TF^{-1} \left\{ \sqrt{\lambda^{(n)}(f)} \tilde{\Phi}^{(n)}(x; f) \right\} \quad (4.11)$$

avec $TF^{-1} \{ \}$ la transformée de Fourier inverse. Le cas le plus simple, qui ne fait intervenir aucun traitement ni hypothèse supplémentaire, est de choisir la fonction de phase nulle, choix identique à celui adopté par Arndt *et al.* [4] (c.f. section 3.1.4b.).

Ce calcul donne pour la position intermédiaire les résultats des figures 4.33 et 4.34. Les images structurales moyennes des champs de pressions obtenues ne ressemblent en rien à celles obtenues par Arndt *et al.* [4] (figures 3.6 et 3.7). La disposition spatiale différente de l'antenne (inclinaison de l'antenne, espacement entre les microphones), la non prise en compte de la variable azimutale et la gamme de vitesse d'éjection bien supérieure sont autant de raisons qui font qu'il est impossible de tirer de ces figures des informations similaires à celles déduites par Arndt *et al.* [4].

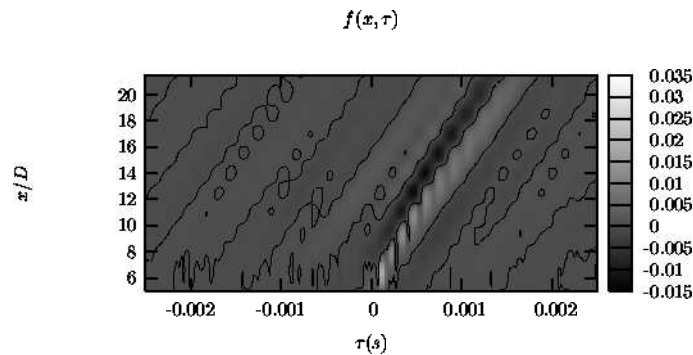


FIG. 4.33 – *Événement Caractéristique; Jet à $M_j = 0,95$, position intermédiaire.*

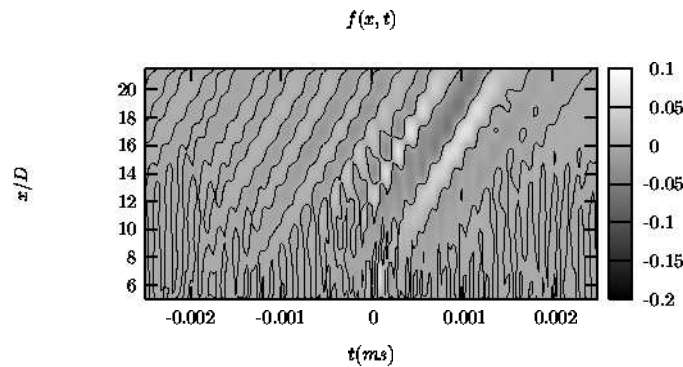


FIG. 4.34 – *Événement Caractéristique; Jet à $M_j = 1,5$, position intermédiaire.*

On peut toutefois retrouver quelques caractéristiques déjà observées. Ces images structurales moyennes se présentent sous la forme de bandes inclinées. Ces bandes sont amorties lorsque $|\tau|$ croît. Dans chacune des ces figures, une bande principale émerge particulièrement et est centrée en $\tau = 0$ à la position longitudinale la plus faible. Les pentes de ces bandes principales correspondent parfaitement aux pentes moyennes des fronts de pression observés dans les champs spatio-temporels de pres-

sion (figure 4.31(a) et figure 4.32(a)). Le décalage temporel entre le centre de la bande principale et le centre de la bande précédente (située à la gauche de la bande principale) correspond à la période repérée par le nombre de Strouhal du maximum de la première valeur propre soit 1200 Hz pour le jet à $M_j = 0,95$ et 1500 Hz pour le jet à $M_j = 1,5$.

4.4.2 POD spatiale

L'indétermination de phase due à l'utilisation d'une transformée de Fourier dans l'analyse POD spectrale empêche le retour dans le domaine temporel. L'organisation de la représentation spectrale des vecteurs propres d'une part, et les résultats de la décomposition du *shot-noise* d'autre part ne sont pas simples à interpréter d'un point de vue physique.

On peut toutefois se faire une idée de la forme des fonctions propres de la décomposition dans l'espace physique en ne considérant que les corrélations spatiales de pression $C_{pp}(x, x', 0)$ pour le noyau de l'intégrale de Fredholm :

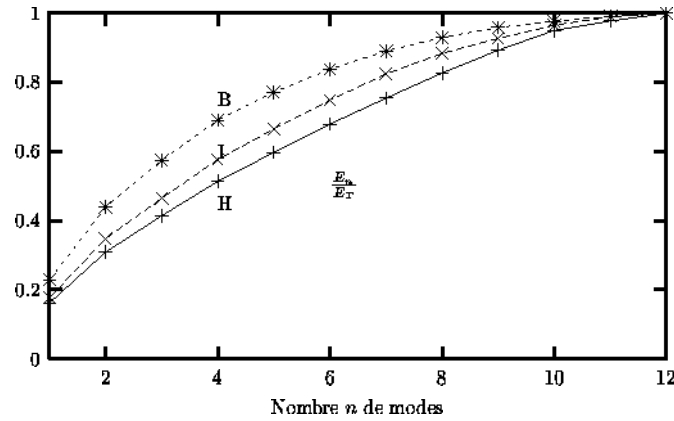
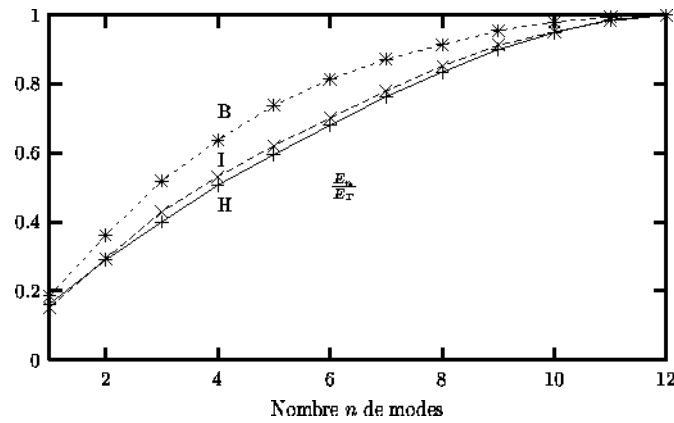
$$\int_{\mathcal{D}} C_{pp}(x, x', 0) \phi^{(n)}(x') dx' = \lambda^{(n)} \phi^{(n)}(x). \quad (4.12)$$

Dans cette approche, les valeurs propres ne dépendent pas de la fréquence et les fonctions propres sont réelles. Cette décomposition revient à ignorer le comportement temporel en intégrant l'influence de l'ensemble des fréquences. Il n'existe pas de relation mathématique directe entre les fonctions propres obtenues par les deux types de POD.

Dans cette étude, les corrélations spatiales sont calculées par transformée de Fourier inverse des densités interspectrales lissées en ne prenant en compte que les composantes de fréquences supérieures à 720 Hz, sans le "screech" pour le jet supersonique.

a) Convergence de la POD spatiale

L'énergie se répartit beaucoup plus uniformément sur l'ensemble des modes par rapport à la décomposition POD spectrale (figures 4.36 et 4.35). Les énergies contenues dans les premiers modes sont plus faibles que dans le cas de la POD spectrale comme indiqué sur le tableau suivant:

FIG. 4.35 – Convergence POD spatiale; Jet à $M_j = 0,95$.FIG. 4.36 – Convergence POD spatiale; Jet à $M_j = 0,95$.

	Jet à $M_j = 0,95$	Jet à $M_j = 1,5$
Position haute	16,2%	16,2%
Position intermédiaire	17,7%	15,1%
Position basse	22,9%	18,5%

Il faudra donc prendre en compte un nombre important de modes pour reconstruire correctement le champ.

b) Fonctions propres de la POD spatiale

Les trois premières fonctions propres spatiales pour les différentes positions de l'antenne et les deux configurations de jets étudiées sont tracées en figure 4.37.

L'évolution de ces modes comporte des caractéristiques déjà mises en évidence par Delville [37] dans le cas d'un champ de vitesse au travers d'une couche de mélange. Le nombre d'extrema locaux et le nombre de passages par zéro augmentent avec l'ordre du mode ce qui laisse penser que la tendance asymptotique des modes est une fonction de type harmonique.

Pour un mode donné, il a fallu déphaser de π certaines fonctions propres afin d'assurer au mieux la continuité suivant les différentes positions de l'antenne. En effet, si une fonction propre de la base $\phi^{(n)}$ est solution, $-\phi^{(n)}$ l'est aussi. On constate la grande similitude morphologique des fonctions propres entre les deux cas de jet avec toutefois une localisation des extrema située plus en aval pour le jet supersonique ce qui recoupe les observations effectuées sur les vecteurs propres de la POD spectrale. Pour le jet à $M_j = 1,5$, la présence du bruit de choc semble apparaître sur les trois premiers modes pour l'antenne en position haute et pour typiquement $x/D < 10$.

c) Reconstruction spatio-temporelle du champ de pression par la POD spatiale

Une reconstruction spatio-temporelle modale d'une réalisation du champ de pression pour la POD spatiale s'on obtient grâce à :

$$p^{(n)}(x,t) = a^{(n)}(t) \cdot \phi^{(n)}(x)$$

$$\text{avec } a^{(n)}(t) = \int_{\mathcal{D}} p(x,t) \cdot \phi^{(n)}(x) dx. \quad (4.13)$$

On trace, de la même manière que pour la POD spectrale, les projections des fonctions propres de la POD spatiale sur une réalisation du champ de pression (figure 4.38 pour le jet à $M_j = 0,95$ et figure 4.39 pour le jet à $M_j = 1,5$, l'antenne de microphones étant à la position intermédiaire dans les deux cas). L'effet propagatif contenu dans les champs mesurés n'est pas représenté dans les contributions modales individuelles (modes 1 en figures 4.38.(b) et 4.39.(b), modes 2 en figures 4.38.(c) et 4.39.(c)). D'après la relation 4.13, les contributions modales individuelles $p^{(n)}(x,t)$ ne peuvent effectivement pas posséder ce caractère convectif puisqu'il s'agit d'une simple pondération spatiale (par $\phi^{(1)}(x)$ et $\phi^{(2)}(x)$) d'une fonction temporelle représentée par le coefficient de projection $a^{(n)}(t)$ au mode considéré. Ce n'est qu'en considérant le cumul des deux premières contributions (figures 4.38.(d) et 4.39.(d))

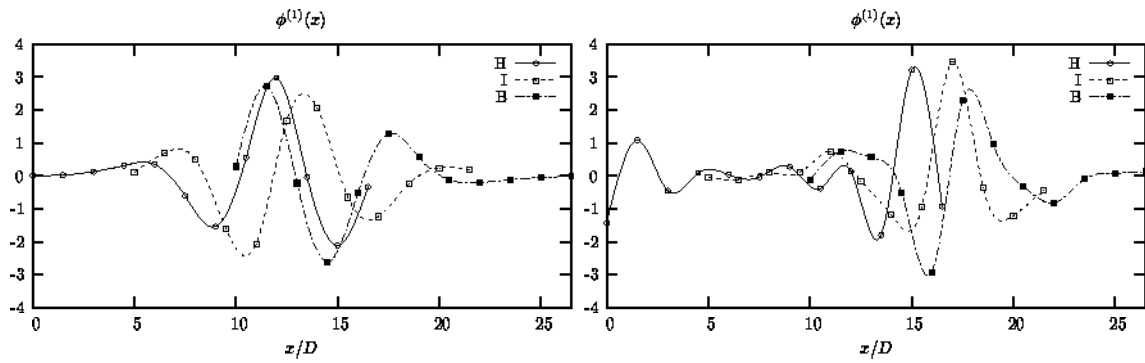
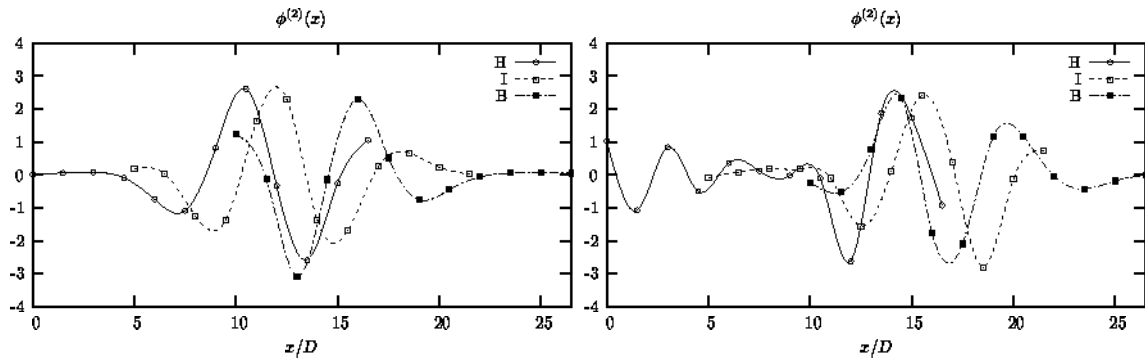
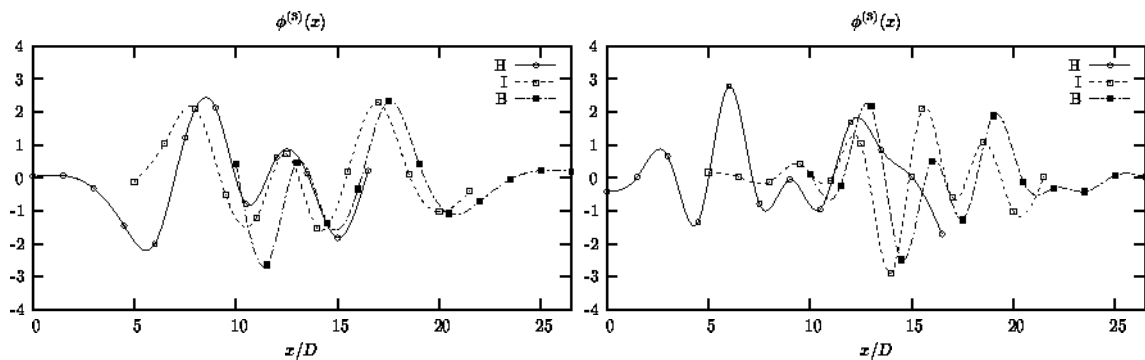
(a) Premiers modes; $M_j = 0,95$.(b) Premiers modes; $M_j = 1,5$.(c) Deuxièmes modes; $M_j = 0,95$.(d) Deuxièmes modes; $M_j = 1,5$.(e) Troisièmes modes; $M_j = 0,95$.(f) Troisièmes modes; $M_j = 1,5$.

FIG. 4.37 – Tracé des trois premières fonctions propres correspondant à l'analyse POD spatiale pour les jets à $M_j = 0,95$ et $M_j = 1,5$ aux trois positions de l'antenne de microphones.

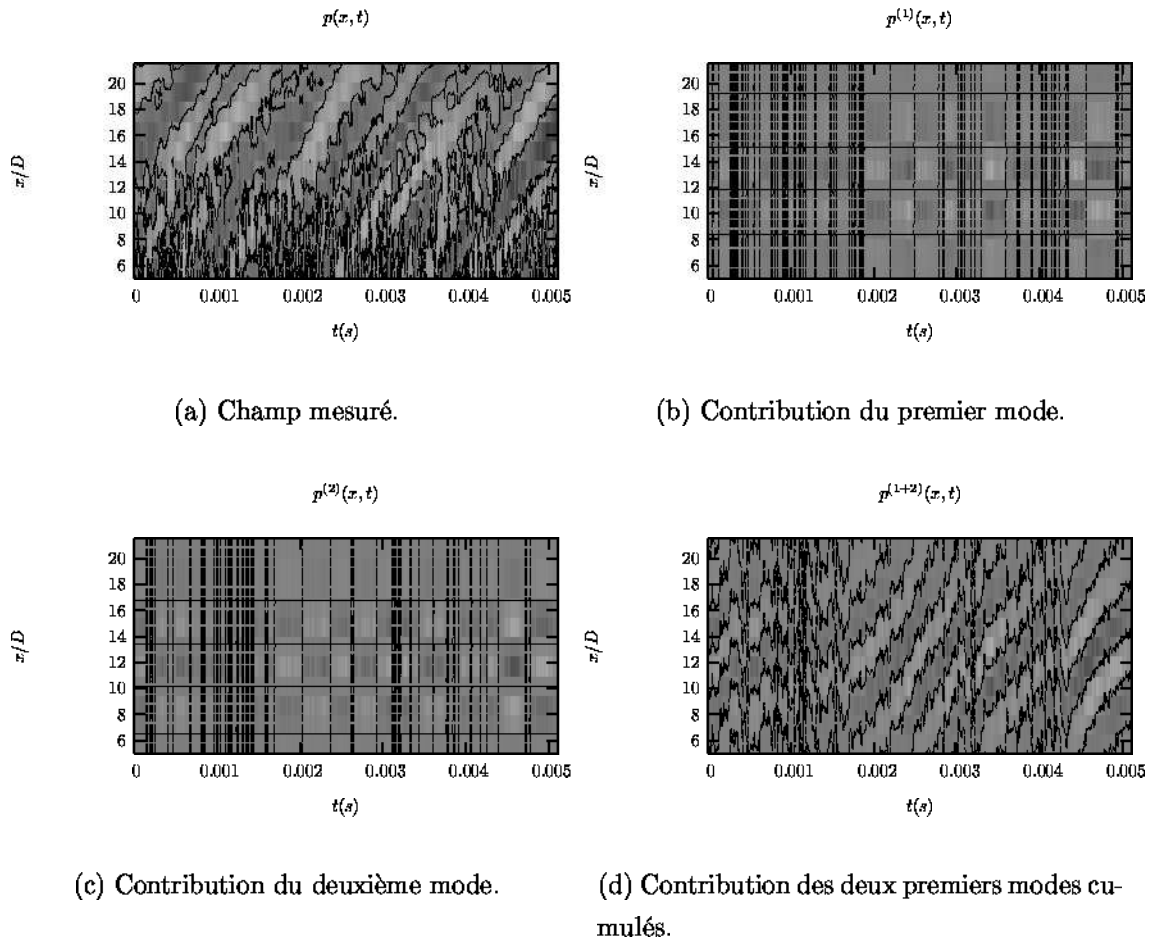


FIG. 4.38 – Champ spatio-temporel mesuré et reconstruction spatio-temporelle par la POD spatiale pour le jet à $M_j = 0,95$; contributions modales individuelles des deux premiers modes et contribution des deux premiers modes cumulés.

que l'effet propagatif peut être représenté. Il faut donc au moins deux modes à la POD spatiale afin de reproduire le phénomène de propagation.

4.5 Conclusions

Cette étude de faisabilité de détermination de la structure turbulente d'un jet à partir du champ acoustique proche a été réalisée en suivant le concept développé par les initiateurs de la méthode (Arndt *et al.* [4]). D'un point de vue purement expérimental, Arndt *et al.* [4] utilisent quatre peignes de huit microphones disposés sur quatre azimuts. Ils procèdent ainsi à une décomposition sur deux variables d'espace et une variable spectrale. Les mesures effectuées sur le banc MARTEL avec

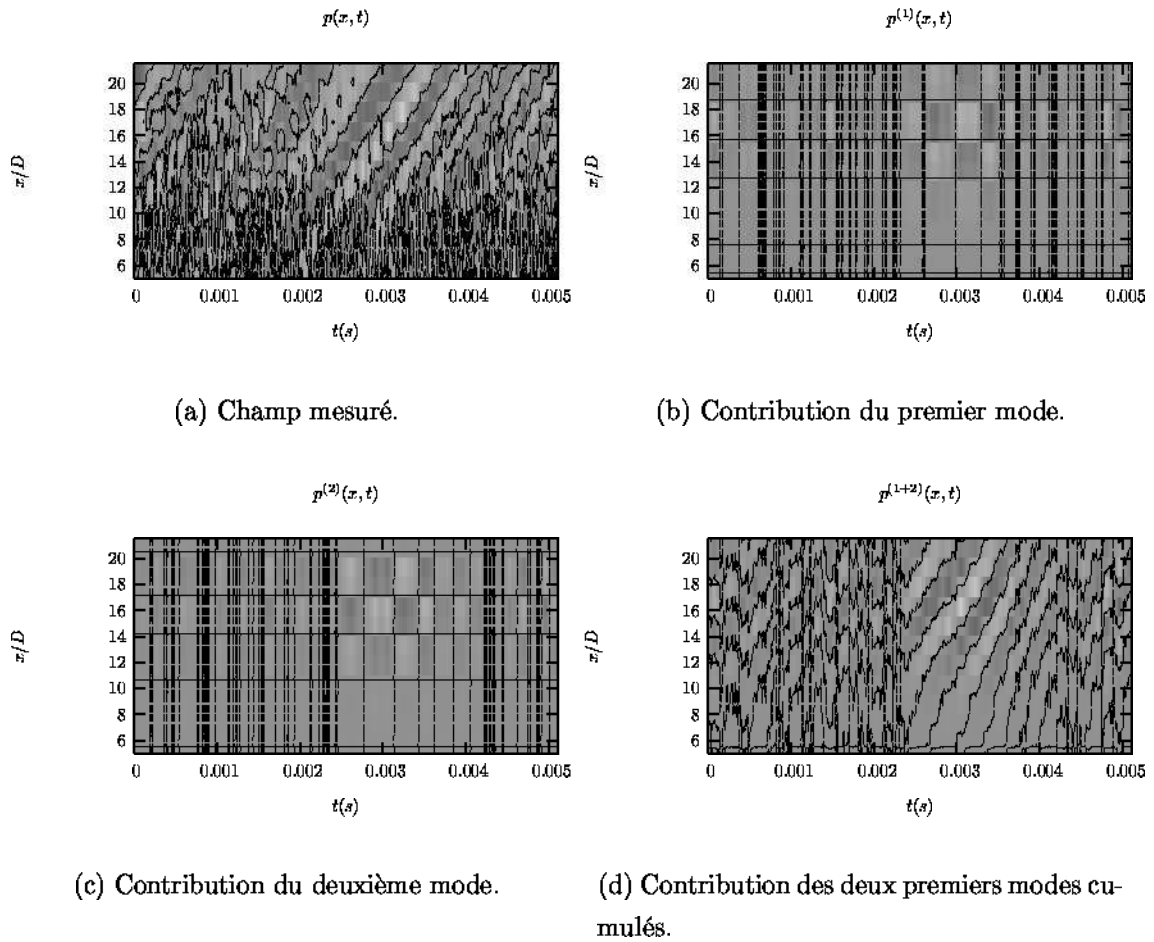


FIG. 4.39 – *Champ spatio-temporel mesuré et reconstruction spatio-temporelle par la POD spatiale pour le jet à $M_j = 1,5$; contributions modales individuelles des deux premiers modes et contribution des deux premiers modes cumulés.*

un peigne de douze microphones ignorent la variable azimutale. Le traitement POD associé est alors plus simple et conduit naturellement à moins d'information. Les comportements des deux premiers modes POD, modes prépondérants qui à eux seuls captent l'essentiel de l'organisation spatiale et spectrale du champ analysé, sont similaires à ceux observés dans l'étude menée par [4]. Le premier mode traduit l'organisation spatiale des échelles spectrales les plus petites qui sont les plus énergétiques tandis que le deuxième mode, moins énergétique, localise spatialement les échelles spectrales plus élevées contenues dans le champ spectral analysé. C'est le cas, en particulier, du bruit de choc qui "parasite" quelque peu les informations que l'on veut extraire.

En définitive, si la faisabilité de cette méthode POD ne semble pas poser de

problème de principe, l'interprétation des résultats obtenus reste encore délicate. En effet, tout comme Arndt *et al.* [4] nous n'avons pas pu dégager d'information pertinente tant qualitative que quantitative sur les structures turbulentes et les sources acoustiques.

Cependant, il nous paraît possible, au prix de travaux expérimentaux supplémentaires, d'extraire par cette approche des informations sur l'évolution des grosses structures au sein d'un jet. Nous proposons de mesurer simultanément la distribution longitudinale de pression proche d'un jet et deux composantes de vitesse dans ce jet. Nous utilisons par cela la technique anémométrique à fils chauds, technique classique et bien maîtrisée au laboratoire. La vitesse de sortie du jet est choisie faible afin de se rapprocher des conditions expérimentales choisies par Arndt *et al.* [4] mais également afin de minimiser les perturbations acoustiques générées par la présence de sondes anémométriques dans l'écoulement. Par rapport à ce qu'offre le banc MARTEL, ce type d'expérimentations présente l'avantage de pouvoir effectuer des essais de longues durées et peu coûteux.

Chapitre 5

Etude expérimentale d'un jet subsonique

La campagne expérimentale menée sur le banc MARTEL a été présentée au chapitre 4. Les mesures de champ de pression proche de jets ont été effectuées dans une configuration spatiale plus simple que celle utilisée par Arndt *et al.* [4]. En effet, nous n'avons étudié que la distribution longitudinale de la pression proche pour une valeur fixe de l'angle azimutal alors qu'ils proposaient l'étude de la distribution longitudinale sur quatre azimuts simultanément. De plus, nos expériences diffèrent fondamentalement des leurs de part le choix des caractéristiques aérodynamiques des jets étudiés. Ces choix trouvent leurs justifications dans la vocation propre du banc MARTEL. Ceci étant, les résultats de l'application de la Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres (POD) au champ de pression proche sont similaires à ceux obtenus par Arndt *et al.* [4], ce qui constitue déjà un point positif. Cependant à ce stade, nous ne sommes pas en mesure de donner une interprétation physique des modes POD de pression proche en terme de structures turbulentes. Il nous est alors apparu essentiel de passer à une étude expérimentale plus simple en utilisant d'autres moyens disponibles au laboratoire.

Nous proposons dans ce chapitre d'utiliser la relation particulière qui existe entre le champ fluctuant des vitesses dans la couche de mélange d'un jet et le champ de pression proche du jet. L'étude est réalisée sur un jet d'air rond dont la vitesse d'éjection est proche de celle choisie par Arndt *et al.* [4] et dont les caractéristiques statistiques sont déjà connue au laboratoire (Hangan [57] et Le Crom [32]). Il s'agit de mesurer simultanément la distribution longitudinale des fluctuations de pression proche et la distribution radiale des fluctuations des vitesses radiales et axiales.

D'une manière identique à la procédure retenue au chapitre 4, un peigne de 16 microphones est utilisé pour mesurer la distribution longitudinale de pression. Les fluctuations de vitesses sont quant à elles obtenues grâce à un peigne de 12 sondes à fils chauds croisés en X. En répétant cette procédure à plusieurs tranches de l'écoulement, les corrélations spatiales vitesses-pression sont connues dans tout le domaine de mesure. L'Estimation Stochastique Linéaire (LSE), dont les grands principes ont été exposés en section 3.2, appliquée aux corrélations obtenues permet d'associer un champ de vitesses cohérentes à toute réalisation instantanée du champ de pression. Le modèle tourbillonnaire obtenu fournit alors une interprétation physique des modes POD de pression et nous montrerons qu'il est générateur de bruit en champ lointain.

5.1 Dispositif expérimental

5.1.1 Soufflerie

La soufflerie subsonique (figure 5.1) utilisée est une soufflerie traditionnellement utilisée pour l'étalonnage des sondes à fils chauds ou de peignes de sondes par l'équipe de Turbulence du C.E.A.T.. La vitesse de l'écoulement peut être réglée continûment dans la gamme de 0 à 30 m/s par asservissement de la vitesse de rotation du moteur. Les caractéristiques de la soufflerie sont les suivantes :

- diamètre du jet : $D = 50$ mm,
- chambre de tranquillisation : $\varnothing = 200$ mm,
- ventilateur centrifuge entraîné en rotation par un moteur de 1,1 kW,
- homogénéisation par nid d'abeilles et grilles,
- taux de turbulence: inférieur à 0,3 %.

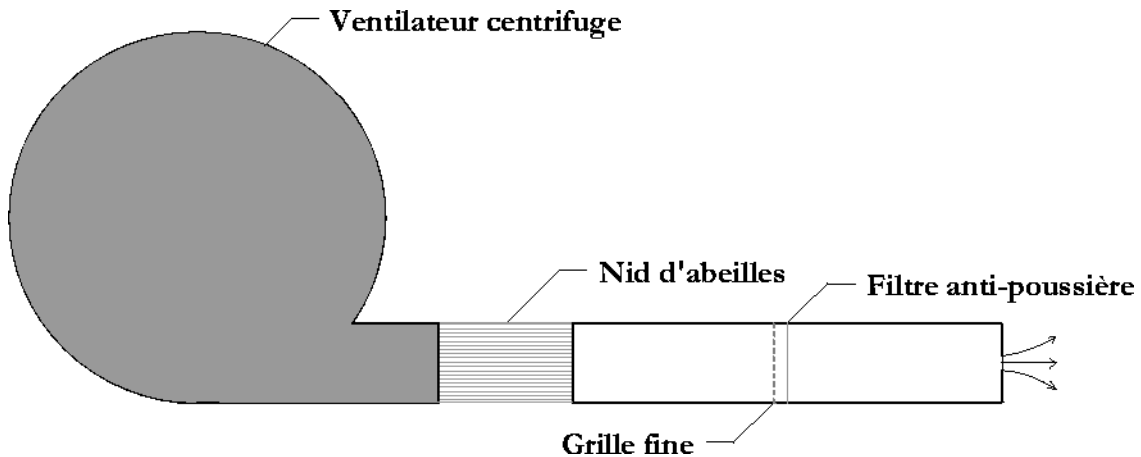


FIG. 5.1 – Schéma descriptif de la soufflerie subsonique.

5.1.2 Anémométrie à fils chauds

Anémomètres Un ensemble de 24 anémomètres à température constante (CTA) est utilisé dans cette étude. Ceux-ci sont développés à partir d'anémomètres modulaires T.S.I. 1750, intégrés par les soins du laboratoire : alimentation, générateurs de signaux tests, indicateur de casse de fil, protection contre les surchauffes parasites.

Ces anémomètres sont utilisés à fort coefficient de surchauffe (de l'ordre de 0,8), de manière à minimiser l'influence de la température de l'écoulement sur la réponse des fils.

Pour les sondes développées au C.E.A.T. et les types de conducteurs utilisés, la bande passante obtenue par l'ensemble fil-chaud anémomètre est d'une manière générale sensiblement supérieure à 50 kHz pour la gamme de vitesses rencontrées en régime subsonique. La bande passante de l'ensemble anémomètre fil chaud est ajustée et la constante de temps déterminée classiquement par la technique de la réponse à un signal carré. Cette bande passante est tout à fait suffisante pour accéder aux échelles temporelles qui nous intéressent.

Peignes de sondes. Pour accéder de manière simultanée aux composantes de la vitesse en plusieurs points de l'espace, des peignes de sondes à fils chauds ont été développés au laboratoire. La définition de tels peignes fait apparaître plusieurs problèmes technologiques liés principalement à certains points particuliers comme l'interaction peigne/écoulement. Un soin particulier a donc été porté lors de cette conception pour prendre en compte les perturbations aérodynamiques créées par le

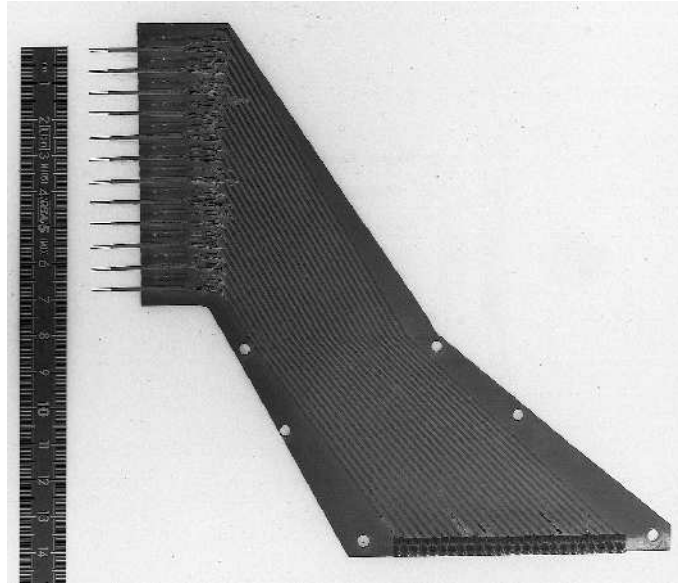


FIG. 5.2 – Photographie du peigne de 12 sondes à fils chauds croisés.

peigne et l'excitation vibratoire du peigne par l'écoulement, la précision du positionnement mécanique des sondes, l'adduction des signaux électriques, la diaphonie qui peut exister entre ces signaux.

Les sondes et les peignes conçus possèdent les caractéristiques suivantes: les sondes fabriquées sont de section carrée et présentent un ergot de positionnement longitudinal. Dans chaque peigne il est possible de placer au même endroit, indifféremment, une sonde droite ou une sonde croisée, dans un plan parallèle ou perpendiculaire au circuit imprimé support. Les sondes sont entièrement logées dans l'épaisseur du circuit imprimé par l'intermédiaire de rainures réalisées dans ce dernier, assurant le positionnement latéral (cf figure 5.2). On trouvera dans Bellin [10] ou Delville [37] une analyse plus approfondie des éléments ayant guidés les choix techniques, une description plus précise de la technologie de fabrication ainsi qu'une description de la procédure d'étalonnage.

5.1.3 Peigne de microphones

Le peigne de microphones est composé d'une équerre en acier de 5 mm d'épaisseur, fixée sur le bâti de la soufflerie par l'intermédiaire d'un bras d'aluminium. L'ensemble peut être déplacé suivant toutes les directions de l'espace avec une précision de positionnement relativement bonne par rapport au diamètre des microphones. Une rainure de 30 cm de longueur et 10 mm de largeur reçoit des bagues de serrage

permettant de maintenir correctement les microphones sur l'équerre. Une mousse alvéolée insonorisante est installée sur l'ensemble afin de limiter les effets de diffraction acoustique aux moyennes et hautes fréquences (typiquement supérieures à 1 kHz). On utilise 16 capteurs de pression acoustique (1/4" AKSUD de type 3401-Q et leurs adaptateurs de type 7495-S) ainsi que le rack de conditionnement provenant du banc MARTEL (cf section 4.1.1). Pour toutes les mesures détaillées dans ce chapitre, les grilles protectrices des capteurs sont retirées. Les signaux de pression issus du rack d'alimentation attaquent directement le système d'acquisition de données détaillé dans la section suivante. Cependant, une modification importante a dû être effectuée sur le rack de conditionnement. En effet, la tension continue délivrée en sortie est inacceptable par le module de mise en forme des signaux et des filtres passe-haut (fréquence de coupure à 2 Hz) ont été implantés en sortie de rack. Cette modification ne porte aucun préjudice à la mesure des fluctuations de pression.

5.1.4 Moyens de mesures

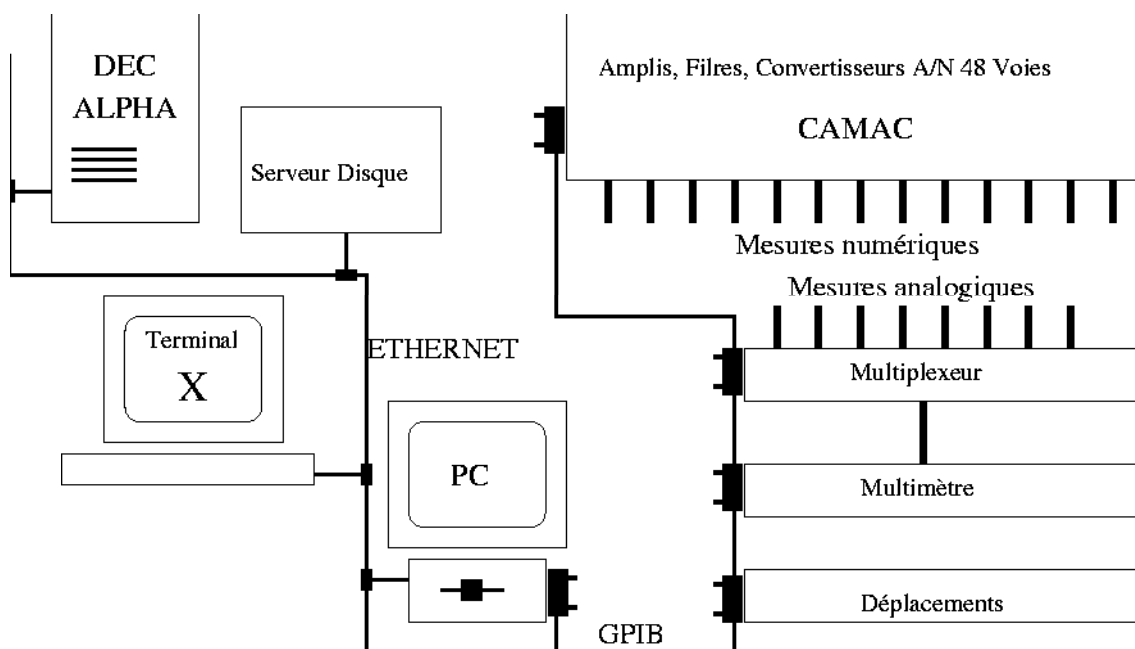


FIG. 5.3 – Chaîne de mesures.

Les mesures, réalisées dans cette étude, l'ont été grâce à un système expérimental spécialement développé dans les services du laboratoire. Cet ensemble d'acquisition

de données, schématisé par la figure 5.3, est développé autour d'un micro-ordinateur de type PC contrôlant tout le processus des mesures :

- acquisition de données basse vitesse; un ensemble multimètre intégrateur et multiplexeur analogique à commutation par relais permet de mesurer des grandeurs de référence : pression génératrice, température,...
- Un système d'acquisition rapide aux normes CAMAC a été mis au point au C.E.A.T. comportant des étages de mises en forme analogique des signaux anémométriques ainsi qu'un ensemble de convertisseurs analogique/digital.
- L'ensemble des mesures est contrôlé par le calculateur via un bus GPIB (ou IEEE488).
- Les données échantillonnées sont ensuite transférées par réseau ETHERNET sur un ordinateur central (DEC ALPHA) pour traitement, ou sur un serveur disque pour sauvegarde.

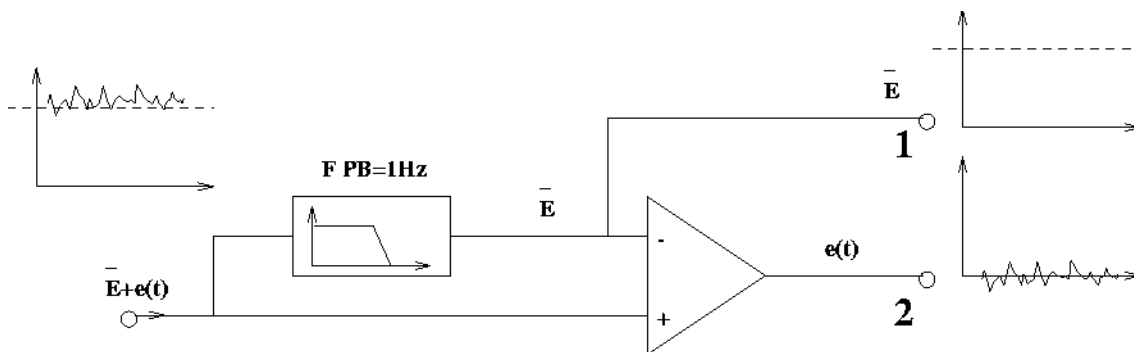


FIG. 5.4 – Description schématique de la séparation tensions moyennes/fluctuantes.

Mise en forme des signaux. Des précautions particulières doivent être prises pour réaliser un échantillonnage correct des signaux. En effet, la tension instantanée $e(t)$ délivrée par les anémomètres à fil chaud possède une valeur moyenne \bar{E} importante devant l'amplitude des fluctuations : les Convertisseurs Analogique/Numérique (CAN) utilisés ont une résolution en tension fixée (typiquement 2mV pour 12 bits de résolution). Il est possible d'améliorer la précision de la mesure en traitant séparément les tensions moyennes et les fluctuations. Des modules de conditionnement aux normes CAMAC (PGF 1760) ont été étudiés et réalisés au laboratoire, afin d'assurer la mise en forme des signaux.

Ces modules servent à amplifier et à filtrer séparément les composantes continues et fluctuantes de chaque signal. Les positions 1 et 2 d'un multiplexeur (voir schéma 5.4) correspondent respectivement pour chaque voie, soit à la composante continue, soit à la composante fluctuante du signal $e(t)$. Cette séparation est effectuée par l'intermédiaire d'un ensemble de filtres passe-bas (1Hz). Par ailleurs un filtre à fréquence de coupure programmable de 0,1 Hz à 30 kHz (-36 dB/Octave) permet de s'affranchir des effets de repliement liés à l'échantillonnage.

Les gains d'amplification de chaque voie sont directement contrôlés et affichés automatiquement par le calculateur qui gère l'acquisition de données. Pour ce faire un dispositif de surveillance des signaux, monté en parallèle sur les entrées des convertisseurs, contrôle en temps réel le niveau des fluctuations et fournit au calculateur la valeur du gain optimal pour assurer la meilleure dynamique d'échantillonnage. Ainsi, les gains correspondant aux composantes fluctuantes sont supérieurs à ceux correspondant aux composantes continues. L'automatisation complète et indépendante de chaque voie de mesure est une condition nécessaire pour pouvoir réaliser des mesures fiables et rapides avec un nombre si important de sondes.

Acquisition de données. Le système d'acquisition de données permet d'effectuer simultanément la conversion analogique numérique de 48 signaux à une fréquence maximale de 100kHz par voie (seulement 40 voies sont utilisées dans cette étude). Cette chaîne, aux normes CAMAC, comprend :

- 6 modules CAN 8 voies, 100 kHz/ voie, codage sur 12 bits (DSP 2812)
- 1 module mémoire tampon de 512 k-conversions partagées par l'ensemble des voies (DSP 5002)
- 1 contrôleur d'acquisition (DSP 4012)
- 1 contrôleur CAMAC/IEEE488 (LECROY 8901A)

5.2 Description de l'écoulement

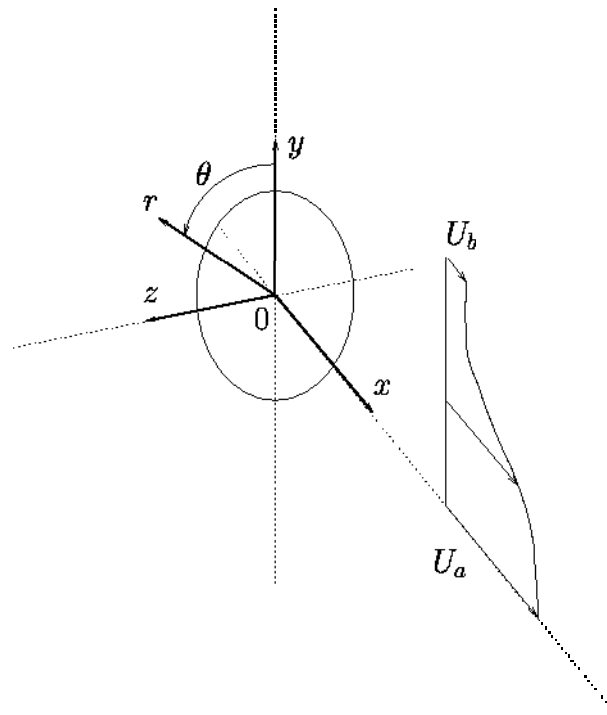


FIG. 5.5 – *Système de coordonnées.*

On présente brièvement dans cette partie l'essentiel des notations et des caractéristiques de l'écoulement qui est analysé dans cette étude. On se référera en particulier à l'ouvrage de Townsend [132] pour les considérations permettant d'établir les équations de similitude.

On définit dans ce chapitre deux systèmes de coordonnées associés à la géométrie de l'écoulement, rappelés sur la figure 5.5, de la manière suivante :

- Un repère cartésien où l'axe (Ox) représente la direction de l'écoulement moyen. L'origine est située au centre du plan de sortie de jet, l'axe (Oy) représente une direction verticale perpendiculaire à la direction de l'écoulement moyen et l'axe (Oz) qui définit avec les deux autres axes un repère orthogonal direct.
- Un repère cylindrique défini par (Ox), une direction radiale (Or) perpendiculaire à (Ox) et une direction de rotation azimutale ($O\theta$).

On s'intéresse dans cette étude à la zone de mélange du jet (cf figure 2.6). Les caractéristiques moyennes de la couche de mélange ont été établies dans le cadre

des études menées par Hangan [57] et par Le Crom [32]. Il est montré que la zone de similitude de l'écoulement moyen commence dès $x = 10\text{mm}$ ($x/D = 0,2$). Dans cette zone, le champ de vitesse longitudinale moyenne peut être adimensionné de la manière suivante :

$$\Phi = \frac{U - U_b}{U_a - U_b} = \frac{1}{2}(1 - \text{erf}(\sigma.\eta)), \quad (5.1)$$

où $\text{erf}()$ représente la fonction erreur :

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt,$$

et η représente la variable de similitude spatiale : $\eta = \frac{y - y_0}{x - x_0}$, avec $\eta = 0$ sur l'axe de la couche de mélange (ie $\Phi = 0,5$ et $y = y_0$) et (x_0, y_0) l'origine virtuelle de la couche de mélange. Dans cette étude, les expériences seront réalisées uniquement dans la zone de similitude de l'écoulement. Dans cette zone, le champ de vitesse moyenne, permet de déterminer les caractéristiques suivantes :

– Epaisseur de quantité de mouvement :

$$\Theta = \int_0^{+\infty} \frac{U - U_b}{U_a - U_b} \left(1 - \frac{U - U_b}{U_a - U_b}\right) dy,$$

– Epaisseur de vorticit   :

$$\delta_\omega = (U_a - U_b) / \left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)_{\Phi=0,5}.$$

Ces   paisseurs pr  sentent dans la zone de similitude une   volution lin  aire bien d  finie (cf figure 5.6(a)). Les caract  ristiques principales de l'  coulement moyen sont r  sum  es dans le tableau suivant.

σ	11,72
$d\Theta/dx$	0,0328
$d\delta_\omega/dx$	0,151

L'ensemble de ces mesures est en accord avec les r  sultats classiques de la litt  rature. En particulier, le rapport des   paisseurs de vorticit   et de quantit   de mouvement est   gal    4,4. Le taux d'expansion σ est   galement en accord avec les r  sultats classiques. On peut en particulier relier la variation longitudinale de l'  paisseur de vorticit   au taux d'expansion :

$$d\delta_\omega/dx = \sqrt{\pi}/\sigma. \quad (5.2)$$

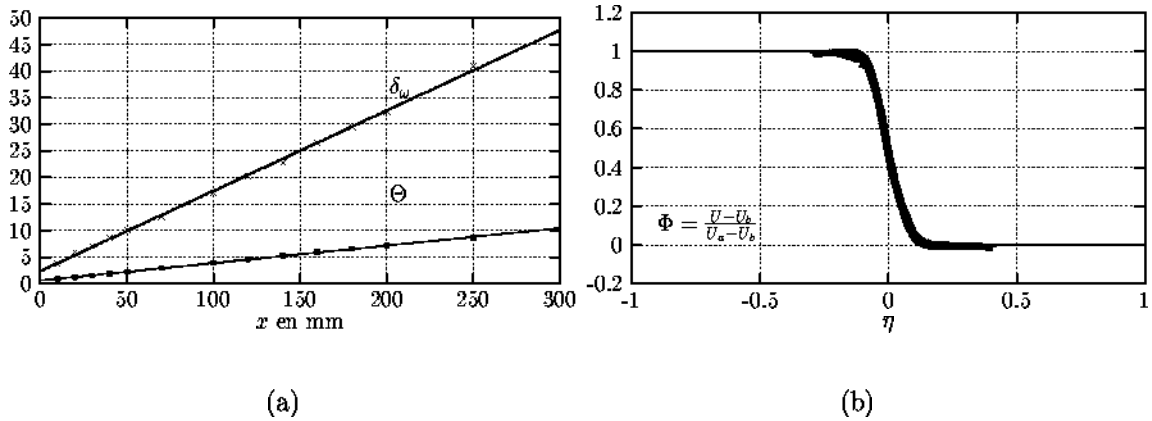


FIG. 5.6 – Caractérisation moyenne de la couche de mélange. a) évolution des épaisseurs de quantité de mouvement (o) et de vorticité (+); b) évolution des profils de similitude: 10 profils de vitesse regroupés pour x variant de 50 à 250mm. D'après Hangan [57] et Le Crom [32].

Pour notre configuration σ est trouvé égal à 11,7 et d'un ordre de grandeur tout à fait en accord avec la valeur trouvée par Liepmann et Laufer [76] par exemple. L'évolution correcte de la couche de mélange étudiée est confirmée par l'excellent regroupement des profils de similitude (figure 5.6(b)).

Sur la figure 5.7 sont représentés les profils d'énergie turbulente de la composante w' . On remarquera que les maxima se situent tous sur l'axe de la couche de mélange.

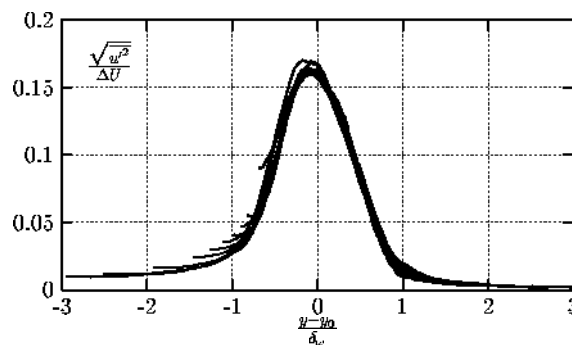


FIG. 5.7 – Profils d'énergie turbulente dans la couche de mélange. D'après Hangan [57] et Le Crom [32].

Adimensionnement

D'une manière générale, si les grandeurs dimensionnantes du développement spatial de la couche de mélange sont le taux d'expansion σ et la variable spatiale η de la loi de similitude, les grandeurs dimensionnantes de l'état de la couche de mélange à une position longitudinale donnée sont la différence de vitesse génératrice $\Delta U = U_a - U_b$ (qui reste constante tout au long de l'évolution spatiale aval de la couche de mélange et fournit donc une échelle de vitesse caractéristique) et l'épaisseur de vortacité δ_ω correspondant à la taille du "tourbillon moyen" (liée au gradient $\frac{\partial U}{\partial y}$).

5.3 Expériences réalisées

Pour ces expériences, on utilise simultanément un peigne de 12 sondes à fils chauds croisés permettant d'accéder aux composantes locales instantanées de la vitesse u (composante longitudinale) et v (composante radiale) et un peigne de 16 microphones mesurant la distribution longitudinale des fluctuations de pression p' (cf photo 5.8 et représentation schématique du montage 5.9). La vitesse dans le plan de sortie de la soufflerie U_j est choisie égale à 15,6 m/s. Le nombre de Reynolds correspondant est $\Re_{eD} = \frac{U_j D}{\nu} = 5,2 \times 10^4$ (avec ν viscosité cinématique).

5.3.1 Description des expériences



FIG. 5.8 – Photo du montage.

Les mesures sont effectuées dans le hall du bâtiment de Turbulence. Ce local

n'est pas conçu pour accueillir des expérimentations acoustiques. Après plusieurs essais de qualification du rayonnement acoustique généré par ce jet, il est apparu indispensable de s'approcher au maximum du jet. En effet, la présence du ventilateur et des équipements d'acquisition à proximité de l'environnement de mesure acoustique d'une part, et la faible puissance acoustique du jet d'autre part, rendent même inexploitable les explorations en champ proche telles que le préconisent Maestrello [87] ou Arndt *et al.* [4] (voir section 2.4.2). En définitive, la non contamination des mesures de pression par les parasites sonores extérieurs est atteinte lorsque les microphones sont placés dans le jet.

Nous avons donc choisi de placer le peigne de 16 microphones dans la direction longitudinale de l'écoulement sous un angle de $4,4^\circ$ par rapport à l'axe du jet, angle basé sur l'évolution longitudinale de la demi épaisseur de vortacité $\delta_\omega/2$. Les microphones sont espacés les uns des autres d'une distance de 16 mm, l'ensemble couvrant l'intervalle $[1 \times D ; 5,76 \times D]$. Le microphone le plus en amont de l'écoulement est situé à une distance radiale $y = 0,64D$ et le microphone le plus en aval est situé à $y = 1D$.

Le peigne de 12 sondes de fils chauds croisées est monté sur un système de déplacement longitudinal et radial permettant un repérage précis des positions des sondes. L'espace entre les sondes est constant et égal à 4 mm. Grâce à cette configuration, 16 séries de mesures sont effectuées où nous mesurons les vitesses dans chacune des tranches situées sous les microphones : on vient placer le peigne de sondes en dessous de chaque microphone tout en suivant l'expansion du jet, le peigne de microphones restant à la même position. La distance radiale séparant le centre de la sonde de fils chauds la plus éloignée du centre du jet et la membrane microphonique qui se situe juste au dessus est de l'ordre de 4mm.

Grâce à ces expériences, on pourra par le calcul d'interspectre entre les composantes de la vitesse et la pression et pour les différentes combinaisons d'espace avoir accès à des quantités statistiques conventionnelles comme les corrélations spatio-temporelles, ou la distribution spectrale de l'énergie de la vitesse et de la pression en fonction des fréquences f . Ces corrélations et spectres seront utilisés dans les approches LSE et POD.

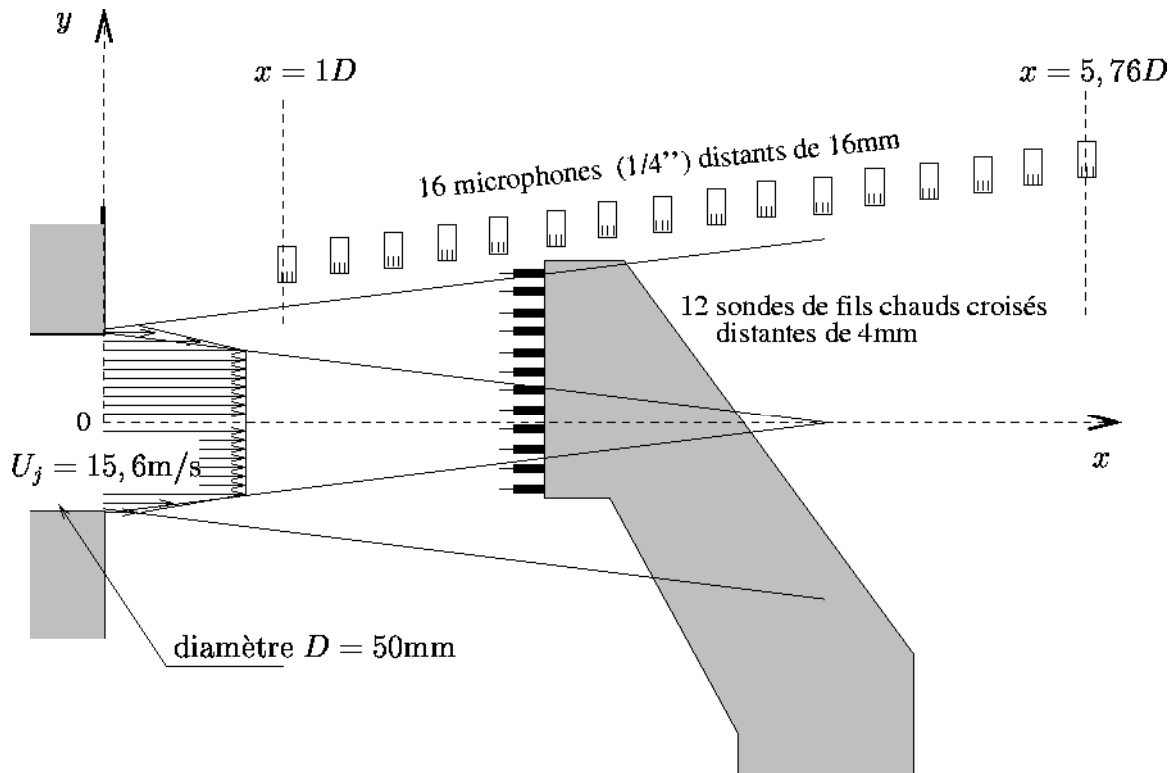


FIG. 5.9 – Schéma du montage.

5.3.2 Processus d'acquisitions des données

Nous cherchons dans cette étude à caractériser l'organisation des structures cohérentes au sein de l'écoulement, par une approche basée sur la notion de contribution énergétique. Il est donc nécessaire que la fréquence d'échantillonnage choisie permette de représenter correctement les fréquences les plus énergétiques de l'écoulement avec une résolution suffisante. Pour l'écoulement étudié, la fréquence la plus énergétique varie de 50 à 300 Hz suivant la grandeur considérée (vitesse ou pression) et suivant sa position dans l'écoulement. On a choisi d'échantillonner systématiquement les signaux à une fréquence $f_e = 5\text{ kHz}$, située plus d'une décade au delà de ces fréquences. La fréquence de Nyquist correspondante, 2,5 kHz, est également située en fin de zone inertielle des spectres de vitesse. Les signaux avant échantillonnage sont systématiquement filtrés passe-bas analogiquement à la fréquence de Nyquist.

On mesure pour chacune des 16 positions du peigne de sondes croisées $N_a = 10$ acquisitions de longueur $L_a = 12288$ pas de temps. L'intervalle entre chaque acqui-

tion étant de l'ordre de 10 secondes. Les procédures d'estimation d'interspectres sont basées sur l'utilisation des transformées de Fourier de longueur $L_e = 512$, la largeur de bande élémentaire $\Delta f = f_e/L_e$ vaut dans ce cas 9,76 Hz. On suppose que l'on peut découper chacune des acquisitions de taille L_a en 24 échantillons de taille L_e supposés indépendants. Dans ces conditions le nombre d'échantillons utilisés dans l'estimation des divers interspectres est égal à 10×24 soit $N_e = 240$ échantillons. Chaque échantillon temporel est multiplié par une fonction de correction de type fenêtre de Hanning avant la transformation de Fourier.

L'estimation du tenseur interspectral et des corrélations en deux points est réalisée d'une manière identique à celle exposée en sections 4.2.3 et 4.2.4. La différence fondamentale dans ce chapitre réside dans la prise en compte de grandeurs aérodynamiques supplémentaires. Avec les notations adoptée ici, le tenseur interspectral s'écrit :

$$\Psi_{ab}(\mathbf{X}, \mathbf{X}'; f) = \langle \tilde{f}_a(\mathbf{X}, f) \tilde{f}_b^*(\mathbf{X}', f) \rangle$$

où $\mathbf{X} = (x, y)$ est la variable d'espace et où f_a et f_b représentent successivement soit les fluctuations de vitesse longitudinale u' , soit les fluctuations de vitesse radiale v' ou encore les fluctuations de pression p' . On écrira par la suite dans le cas particulier, par exemple, des interspectres pression-vitesse longitudinale $\Psi_{pu}(\mathbf{X}, \mathbf{X}'; f)$. On utilise également ici le lissage en fréquence (cf section 4.2.3) qui conduit au tenseur interspectral bilatéral $S_{ab}(\mathbf{X}, \mathbf{X}'; f)$. La transformée de Fourier inverse de ce tenseur définit le tenseur des corrélations correspondant : $C_{ab} = (\mathbf{X}, \mathbf{X}', \tau)$. Précisons que les fluctuations de pression sont considérées comme étant uniquement dépendantes de la variable d'espace x .

5.4 Résultats expérimentaux

On a représenté sur la figure 5.10 les caractéristiques moyennes adimensionnées effectivement mesurées dans cette étude à partir du peigne de sondes de fils chauds croisés. On remarque que les paramètres dimensionnants conviennent parfaitement. Par ailleurs, l'étendue radiale des mesures ne couvre pas la totalité de la couche de mélange. Cependant la zone du maximum de turbulence, autour de l'axe de la couche de mélange, est correctement représentée.

A ce niveau, on possède une estimation expérimentale des interspectres com-

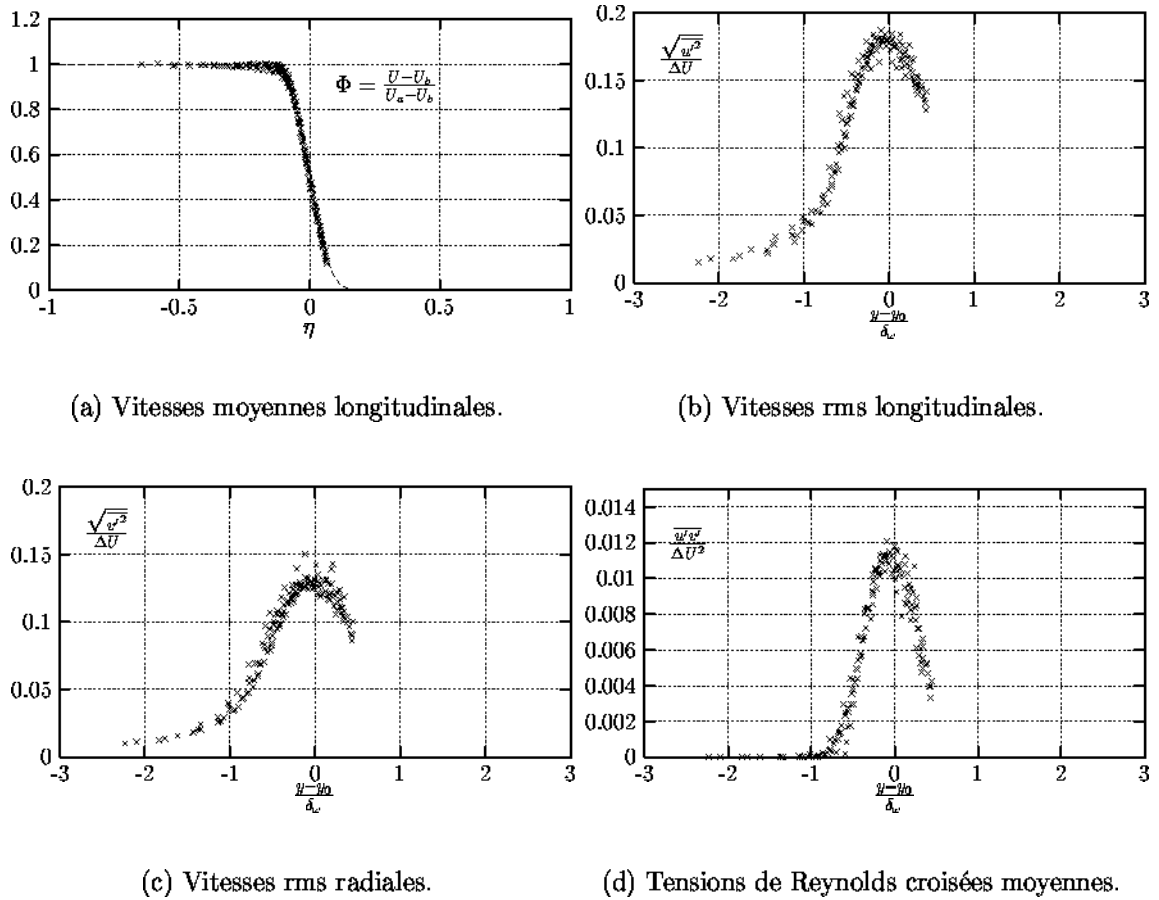


FIG. 5.10 – Caractéristiques moyennes mesurées par le peigne de 12 sondes de fils chauds croisés pour 16 positions longitudinales pour $x/D \in [1; 5,76]$.

plexes et des corrélations correspondantes décrites sur un maillage de 512 fréquences ou retards temporels connus pour 16×12 positions spatiales pour les vitesses et 16 positions longitudinales pour la pression. Cette base de données correspond à la connaissance de $16 \times 16 \times 12$ interspectres de type S_{pu} et S_{pv} et à 16×16 interspectres de type S_{pp} (obtenus pour les différentes positions du peigne de fils chauds croisés). Le nombre d'informations correspondant à la description de ces interspectres est relativement important et l'analyse détaillée de chaque grandeur représente une lourde tâche. On s'intéresse dans cette section à la validation des résultats par recoupement avec les éléments bibliographiques les plus couramment rencontrés ainsi qu'à la présentation et l'analyse des grandeurs qui sont utilisées dans les approches LSE et POD.

Il a été souligné dans la section 5.1.2, que les effets de l'interaction peigne de

fils chauds/écoulement avaient été minimisés. Cependant les expériences réalisées ici font intervenir, en plus, un peigne de microphones proche du jet et orienté dans la direction longitudinale. On peut alors se demander quelle est l'influence de la présence du peigne de fils chauds sur les mesures de pression et inversement.

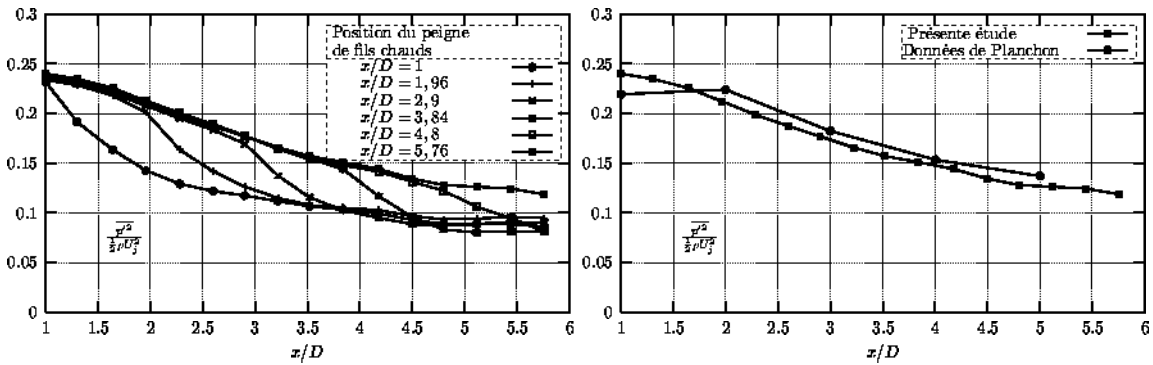
5.4.1 Validation des mesures de pression

Rappelons que lors de ces expériences, le peigne de microphones reste toujours à la même position tandis que le peigne de fils chauds est placé successivement sous chaque microphone. Si l'on ne s'intéresse qu'à la distribution de pression, il y a donc une redondance d'information sur cette quantité. La figure 5.11(a) donne les distributions longitudinales des pressions quadratiques moyennes mesurées pour chaque position du peigne de fils chauds. Il est clair que la présence du peigne de fils chauds modifie fortement l'allure de la distribution longitudinale de pression. On remarque en particulier qu'au fur et à mesure que la position longitudinale du peigne de fils chauds augmente, les valeurs des pressions quadratiques moyennes mesurées à des positions longitudinales amont se recoupent bien. Ceci veut dire que, comme on pouvait s'y attendre, la perturbation de la distribution de pression engendrée par le peigne de fils chauds intervient essentiellement en aval de la position du peigne de fils chauds. Par conséquent, la distribution de pression la plus représentative est celle qui correspond au cas où le peigne de fils chauds est placé le plus en aval, à $x/D = 5,76$. On vérifie par ailleurs grâce à la figure 5.11(b) que cette distribution de pression est en bon accord avec les mesures de pression statique de Planchon [107].

Dans la suite de cette étude, pour les approches LSE et POD, l'information de pression de référence utilisée (corrélations ou spectres) est dans tous les cas celle mesurée pour le peigne de fils chauds situé à $x/D = 5,76$. Afin de conserver une certaine 'cohérence énergétique', il est nécessaire de corriger le tenseur spectral d'une manière identique à l'équation 4.3 dans le cas où l'une des fonctions considérée, au moins, représente la pression. Si l'on note $\sigma_{pref}(\mathbf{X})$ l'écart type de la pression de référence au point \mathbf{X} , cette correction s'écrit par exemple :

$$S_{pb}(\mathbf{X}, \mathbf{X}'; f) = S_{pb}^m(\mathbf{X}, \mathbf{X}'; f) \frac{\sigma_{pref}(\mathbf{X})}{\sigma_p(\mathbf{X})}, \quad (5.3)$$

où S_{pb}^m est l'interspectre tiré des mesures. On utilise alors l'équation 4.4 pour accéder aux corrélations spatio-temporelles. Cette correction préserve la morphologie des



(a) Pour chaque position du peigne de fils.

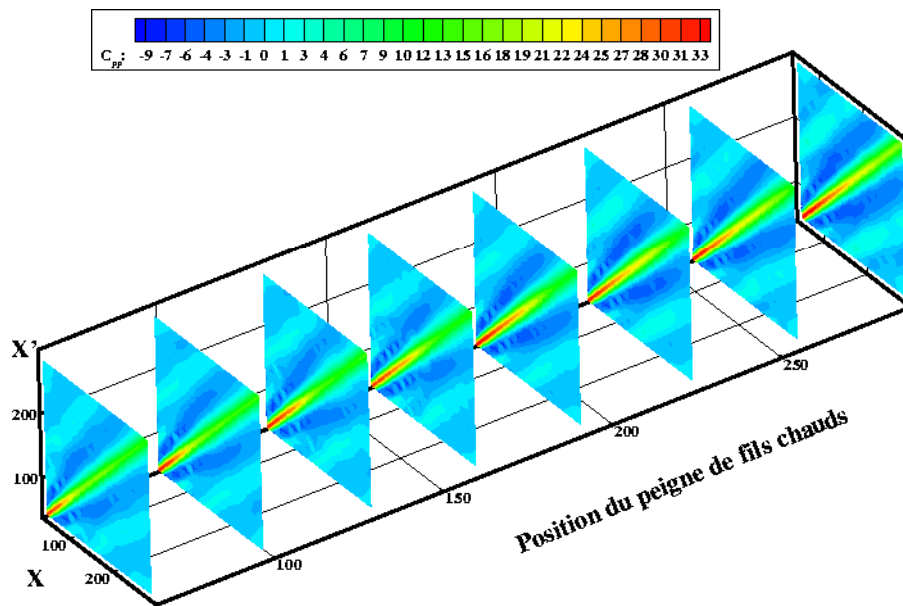
(b) Comparaison avec Planchon [107].

FIG. 5.11 – Distribution longitudinale de la pression quadratique moyenne adimensionnée.

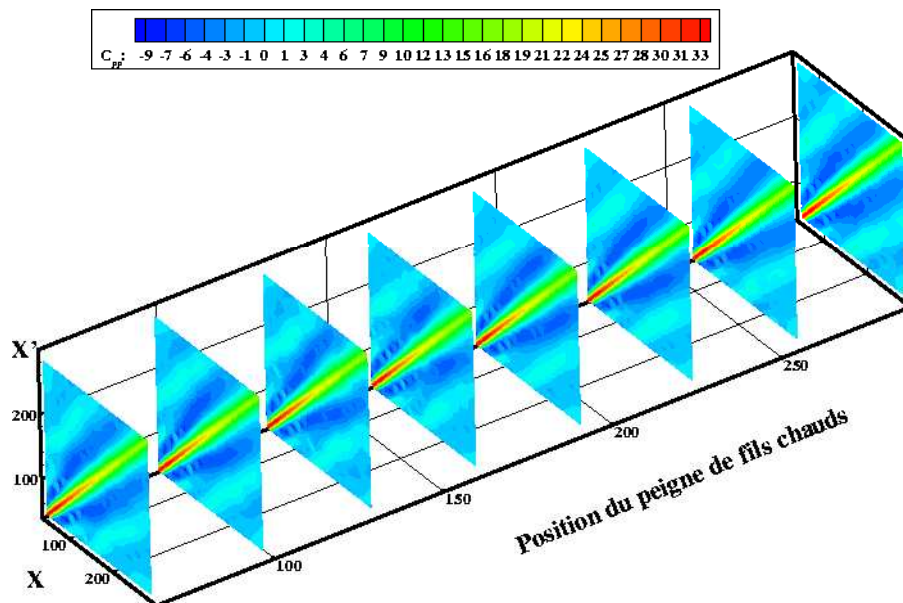
corrélations et n'affecte que les niveaux des corrélations.

La dispersion de la corrélation spatiale de pression $C_{pp}(x, x', 0)$ est représentée sous forme de cartographie pour les différentes positions du peigne de fils croisés sur la figure 5.12(a). Ces cartes qui devraient être identiques puisque représentant la même quantité statistique diffèrent essentiellement par le niveau des corrélations, la morphologie des corrélations (zones positives et négatives) étant quant à elle la même pour toutes les cartes mesurées. Les effets de la correction apportée (équation 5.3) peuvent être observés sur la figure 5.12(b). On y remarque que les corrélations spatiales corrigées obtenues pour les différentes positions du peigne de fils chauds sont très proches de celle mesurée à la position de référence $x/D = 5,76$. De la même manière, l'effet de la correction sur les corrélations spatiales pression-vitesse (longitudinale en figure B.1 et radiale en figure B.2) n'a pour effet que d'induire un léger réhaussement global des niveaux des corrélations.

Cette correction aura les mêmes effets quelles que soient les quantités considérées en ce qui concerne les corrélations spatio-temporelles. La figure 5.13 donne trois exemples des corrélations spatio-temporelles de pression pour différentes positions du peigne de fils chauds. Le microphone pris en référence est dans chaque cas situé au milieu du peigne de microphones (à la position $x/D = 3,22$). Le peigne de fils chauds est situé à la position la plus amont ($x/D = 1$) pour le tracé du bas, à $x/D = 3,22$ (à la même position longitudinale que le microphone de référence) pour le tracé du milieu et à la position la plus aval ($x/D = 5,76$) pour le tracé du haut. Les morphologies des corrélations observées sur ces tracés sont très semblables. En



(a) Corrélations spatiales brutes.



(b) Corrélations spatiales corrigées.

FIG. 5.12 – *Effet de la correction de la valeur quadratique moyenne de la pression sur les corrélations spatiales de pression. Les positions sont données en mm et les niveaux de corrélations sont en Pa^2 .*

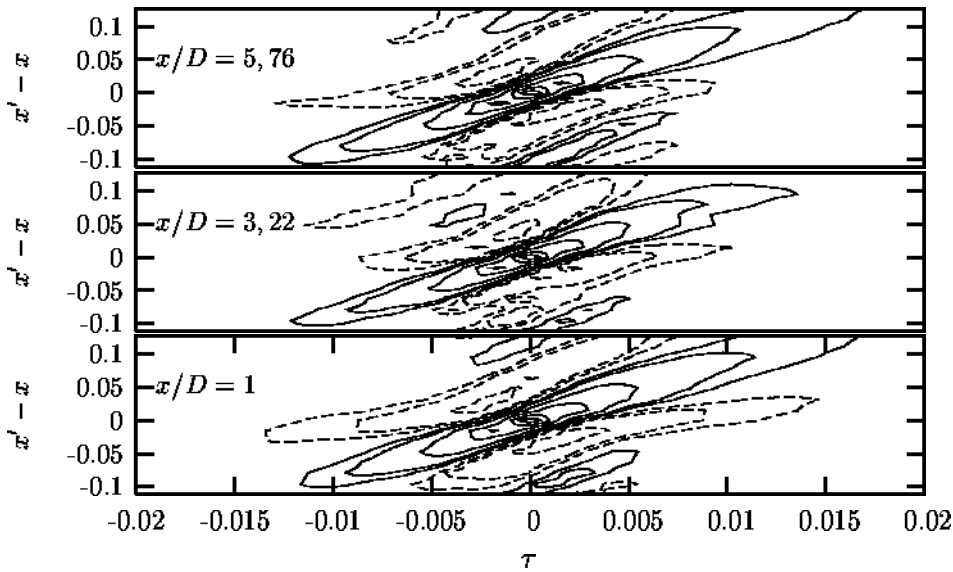
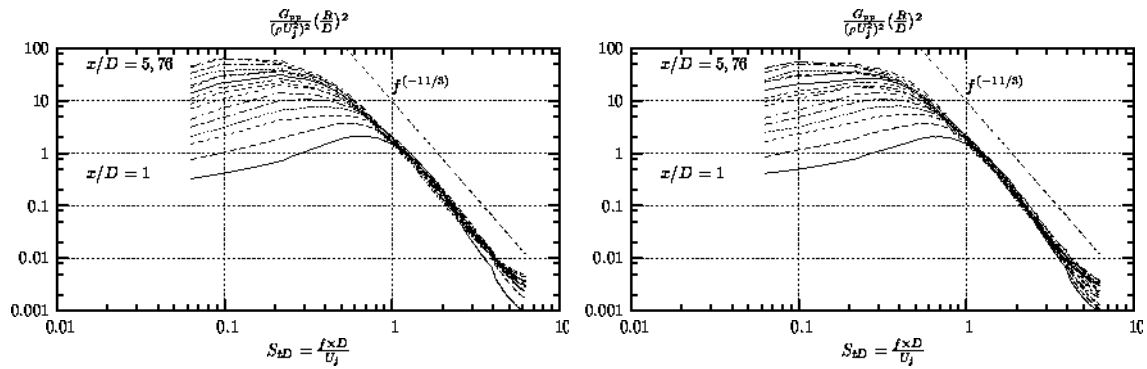


FIG. 5.13 – Exemples de corrélations spatio-temporelles de pression. Les traits pleins représentent les niveaux positifs; les traits en pointillés les niveaux négatifs.

particulier les échelles spatiales et temporelles sont conservées. L'influence la plus notable de la présence du peigne de fils chauds apparaît lorsque le peigne de fils chauds est situés à la même position longitudinale que le microphone de référence ($x/D = 3,22$).

Un moyen supplémentaire de mesurer l'importance des interactions entre les peignes passe par l'étude interspectrale des grandeurs aérodynamiques dont les lois de décroissance en fin de spectre sont bien connues. L'analyse des densités spectrales des fluctuations de pression après correction dans le cas le plus défavorable où le peigne de fils chauds est situé sous le premier microphone (à $x/D = 1$) nous renseigne sur l'influence de la présence du peigne de fils chauds (figure 5.14(a)). Les densités spectrales sont ici adimensionnées par $R = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}$ qui représente la distance de chaque microphone à l'origine virtuelle de la couche de mélange. Cette figure est à comparer avec le tracé des densités spectrales de pression dans le cas où le peigne de fils chauds est situé sous le dernier microphone (à $x/D = 5,76$), cas considéré de référence (figure 5.14(b)) pour lequel l'influence du peigne de fils chauds est la plus faible. Les densités spectrales de pression obtenues pour ces deux configurations sont en excellent accord quelle que soit la position du microphone considéré. Seul un léger effet de perturbation semble apparaître pour des nombres de Strouhal supérieurs à 2 correspondant à des fréquences situées en dehors de notre



(a) Position la plus en amont du peigne de fils chauds ($x/D=1$); Cas le plus défavorable après correction.

(b) Position la plus en aval du peigne de fils chauds ($x/D=5,76$); Cas de référence.

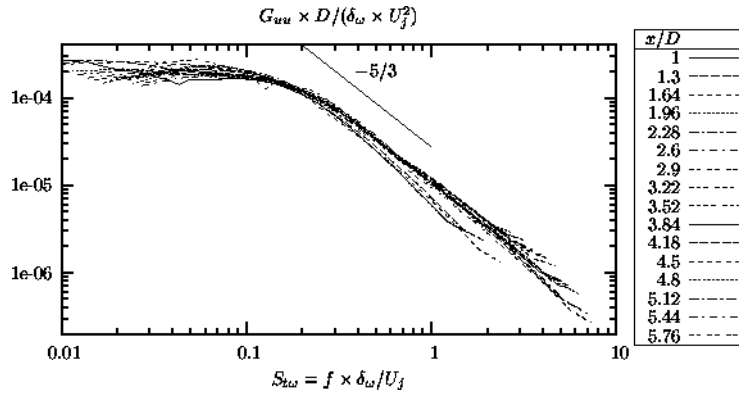
FIG. 5.14 – Densités spectrales adimensionnées des fluctuations de pression.

domaine d'intérêt. De plus, les résultats de la littérature peuvent être retrouvés, en particulier le caractère fréquentiel inhomogène de la distribution de pression dans la direction longitudinale mis en évidence par la répartition des maxima des spectres qui s'étend dans une plage de nombre de Strouhal de 0,1 à 0,7 pour x/D allant de 1 à 5,76. On trouve en outre la décroissance fréquentielle en $-11/3$ indicatrice de la dominance de l'interaction entre le cisaillement moyen d'ordre 2 et les fluctuations de vitesse à l'ordre 2 (George *et al.* [50], section 2.4.1). Nous avons également vérifié la bonne concordance des modules et phases des interspectres de pression suivant les diverses positions du peigne de fils chauds qui n'est pas montrée ici.

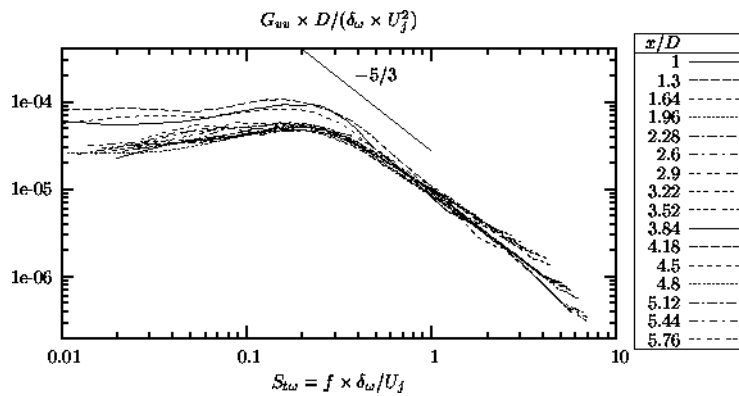
5.4.2 Validation des mesures de vitesse

Les densités spectrales des vitesses longitudinales et radiales sont données en figure 5.15. Nous avons choisi de ne tracer ces composantes que pour les fils les plus proches de l'axe de la couche de mélange, dans la zone du maximum d'énergie. Les décroissances en $-5/3$ sont très bien vérifiées excepté pour les trois premières positions du peigne de fils chauds ($x/D = 1, 1,3$ et $1,64$). A ces positions, les fils situés dans la région de fort cisaillement sont très proches des microphones (de l'ordre de deux fois le diamètre d'un microphone). Cette influence se traduit par une décroissance du spectre légèrement plus rapide et par une surestimation du niveau des spectres de vitesse radiale. Ce phénomène pouvait être présent en observant les

quantités moyennes tracées en similitude (section 5.4, figure 5.10(c) en particulier) où certains points ne respectent pas véritablement la similitude.



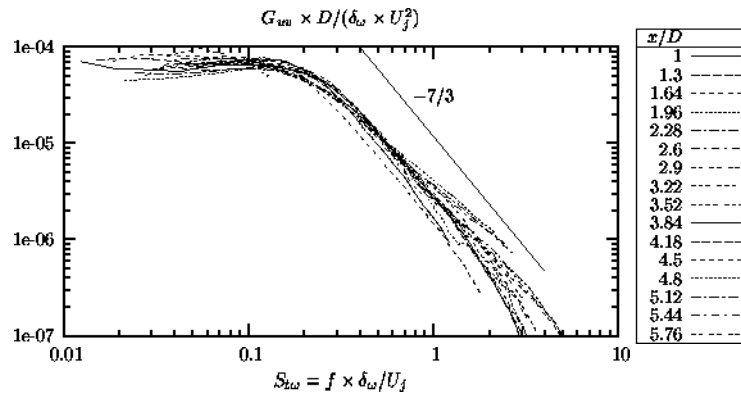
(a) Vitesses longitudinales (après correction).



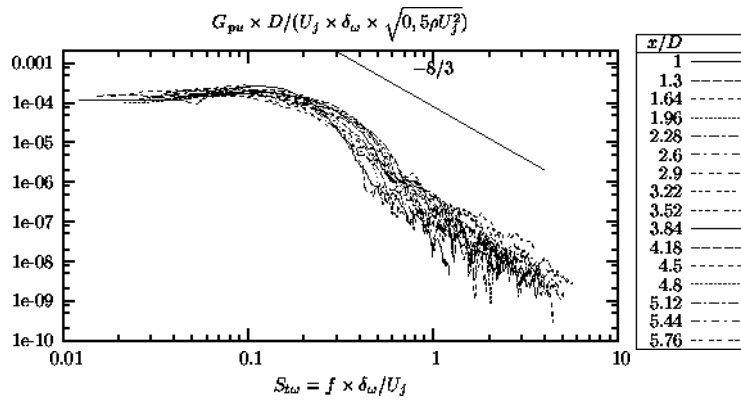
(b) Vitesses longitudinales (après correction).

FIG. 5.15 – Densités spectrales adimensionnées des fluctuations de vitesses proches de l'axe de la couche de mélange.

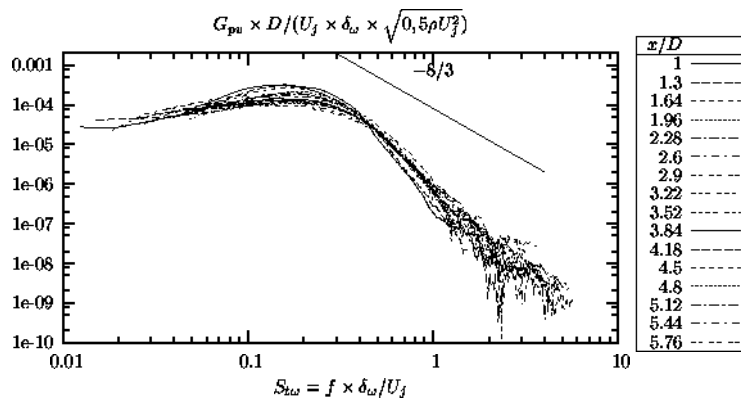
Les densités interspectrales vitesses longitudinales-vitesses radiales, pression-vitesses longitudinales et pression-vitesses radiales sont données en figure 5.16. Pour chaque position longitudinale, les vitesses considérées sont celles mesurées au plus proche de l'axe de la couche de mélange et les pressions mesurées correspondent à celles délivrées par le microphone situé à la même position longitudinale. Les lois de décroissances attendues, $-7/3$ pour G_{uv} et $-8/3$ pour G_{pu} et G_{pv} (Nithianandan [98] et Chang [28]), sont assez bien vérifiées pour des nombres de Strouhal inférieurs à 0,6.



(a) Vitesses longitudinales-Vitesses radiales proches de l'axe de la couche de mélange.



(b) Pressions longitudinales-Vitesses longitudinales proches de l'axe de la couche de mélange.



(c) Pressions longitudinales-Vitesses radiales proches de l'axe de la couche de mélange.

FIG. 5.16 – Densités interspectrales adimensionnées (après correction).

En définitive, l'utilisation simultanée du peigne de fils chauds et du peigne de microphones n'a pas d'influence importante sur les mesures de pression. En revanche, les comportements des interspectres faisant intervenir au moins une des deux composantes de vitesse ne sont pas totalement conformes à ce qui est attendu. Toutefois, ces phénomènes n'interviennent qu'aux plus hautes composantes de fréquences qui sont les moins énergétiques et qui sont situées en dehors de notre domaine d'étude, les caractéristiques liées aux développements des mouvements turbulents aux grandes échelles étant globalement bien conservées. De plus dans les approches POD et LSE que nous allons appliquer, nous n'utiliserons que les corrélations spatiales pression-vitesses et la distribution de pression seule, quantités qui ne sont pas affectées grâce à la simple correction des niveaux de pression.

5.5 POD appliquée au champ de pression proche du jet subsonique

On présente dans cette section les principaux résultats de l'application de la méthode POD au champ de pression proche du jet subsonique. On suit le même type d'analyse que celle adoptée en section 4.4 concernant les mesures effectuées sur le banc MARTEL. Puisqu'on s'intéresse également à une distribution longitudinale de pression, les équations sont identiques. Hormis les conditions expérimentales, seul le nombre de microphones, et par conséquent le nombre de modes obtenus par la décomposition, diffère.

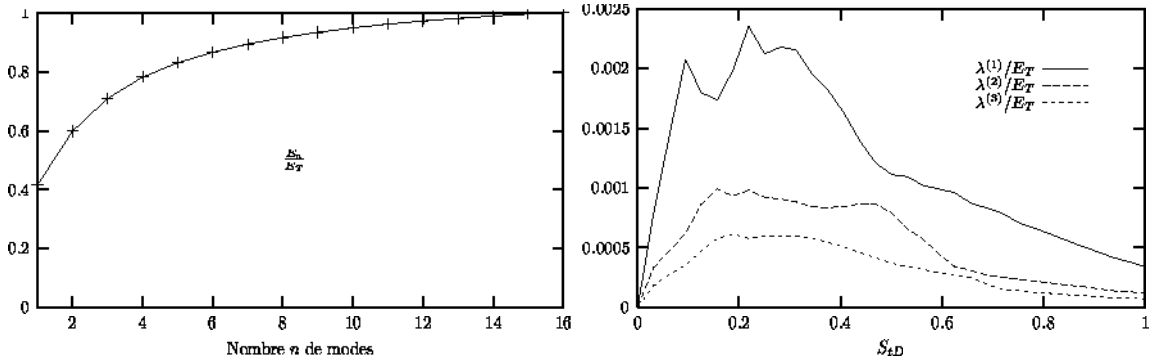
5.5.1 Résultats de la POD spectrale

Lorsque le noyau de l'équation de Fredholm est constitué du tenseur des interspectres de pression, la décomposition obtenue est une POD de type spectral (équation 4.5, section 4.4.1).

a) Étude des valeurs propres et des vecteurs propres de la POD spectrale

Le tracé de la convergence des modes (équations 4.6 et 4.7) est donné en figure 5.17(a). Le premier mode contient 41,5% de l'énergie totale (18,5% dans le second). La répartition modale de l'énergie est ici tout à fait semblable à celles obtenues à la position haute de l'antenne pour les mesures effectuées sur les jets à $M_j = 0,95$

et 1,5 avec plus de 80% de l'énergie contenue dans les cinq premiers modes (figures 4.13 et 4.14).



(a) Convergence des modes.

(b) Trois premières valeurs propres.

FIG. 5.17 – Convergence et valeurs propres de la POD spectrale; Jet subsonique.

En revanche, l'allure de la première valeur propre n'est pas identique. Dans le cas des jets rapides, les premières valeurs propres connaissent une croissance et une décroissance plutôt monotones (figures 4.15 et 4.16). Pour le jet subsonique, l'évolution spectrale de la première valeur propre (figure 5.17(b)) fait apparaître deux extremums locaux distincts aux nombres de Strouhal de 0,1 et 0,22 (pic appartenant à une bosse large bande centrée en 0,3). Un changement net de pente de décroissance peut également être observé à $S_{tD} = 0,5$.

Ce n'est qu'en étudiant le vecteur propre au premier mode (obtenu par l'équation 4.9) que l'on peut expliquer la présence des extremums observés sur la valeur propre au mode 1. La figure 5.18 donne le tracé du premier vecteur propre. La distribution spatio-fréquentielle observée est assez différente des cas des jets rapides (figures 4.25 et 4.27). On distingue assez clairement l'existence de trois zones que l'on peut relier au comportement de la première valeur propre. La première zone qui s'étend environ sur les positions longitudinales comprises entre 4 et 5 diamètres, est centrée sur le nombre de Strouhal de 0,1, premier pic de la valeur propre au mode 1. On peut remarquer que le début de cette zone coïncide avec la zone turbulente de transition déterminée par la fin du cône potentiel $L_c = 4,3D$. La seconde zone centrée autour de $S_{tD} = 0,3$, correspondant à l'autre extremum de la première valeur propre, s'étend spatialement de 2 à 4 diamètres. La troisième zone correspondant à la décroissance de la valeur propre aux nombres de Strouhal supérieurs à 0,5 est localisée entre 1 et

2D. On peut supposer que le premier vecteur propre mette en évidence l'existence de trois types distincts de source mais nous manquons d'éléments pour confirmer cette hypothèse. La POD est une analyse basée sur un concept énergétique et ne permet pas, en l'état, d'effectuer une séparation claire de ces zones sources. On peut regretter de ne pas être en mesure d'étudier plus précisément la contribution de chacune de ces éventuelles zones sources.

Les comportements des valeurs propres de modes supérieurs et du vecteur propre au deuxième mode (figure 5.19) sont semblables à ceux observés pour les jets rapides du banc MARTEL : on note la tendance des modes d'ordres supérieurs à posséder des extremums aux endroits où les modes d'ordres inférieurs présentent des déficits d'énergie (voir également les quatre premiers vecteurs propres en figure B.3). Il n'est donc pas nécessaire d'exposer ici l'ensemble des développements des contributions modales aux diverses quantités statistiques comme effectué en section 4.4.1. De la même manière, on se heurte au problème de l'indétermination de phase inhérent à ce type de décomposition et au retour dans l'espace physique : nous n'avons pas la possibilité de donner une interprétation physique aux vecteurs propres. On peut toutefois étudier la contribution individuelle des modes soit dans le domaine spectral grâce aux reconstructions des densités spectrales (équation 4.8, section 4.4.1.c) soit dans le domaine temporel par la projection des fonctions propres sur une réalisation de pression (équation 4.10, section 4.4.1.f).

b) Reconstruction des densités spectrales

On donne en figure 5.20 des exemples de reconstructions modales des densités spectrales de pression à 4 positions longitudinales. On peut les comparer avec les densités spectrales mesurées aux mêmes positions longitudinales (figure 5.20.(a)). La contribution du premier mode (figure 5.20.(b)) rend compte des observations effectuées sur le premier vecteur propre : trois zones se distinguent de par leurs localisations spatiale et fréquentielle (fréquences les plus élevées en zone amont du domaine spatial, fréquences les plus basses en zone aval du domaine et gamme de fréquences intermédiaires en milieu de domaine). Il apparaît clairement que la POD spectrale effectue un filtrage des plus grandes échelles reconstruites aux différentes positions. En effet, elle ne retient que les zones fréquentielles des maxima des densités spectrales mesurées, zones qui apparaissent sous forme de bosses très marquées. De plus, les petites échelles ne sont pas retenues puisque les décroissances en fin de

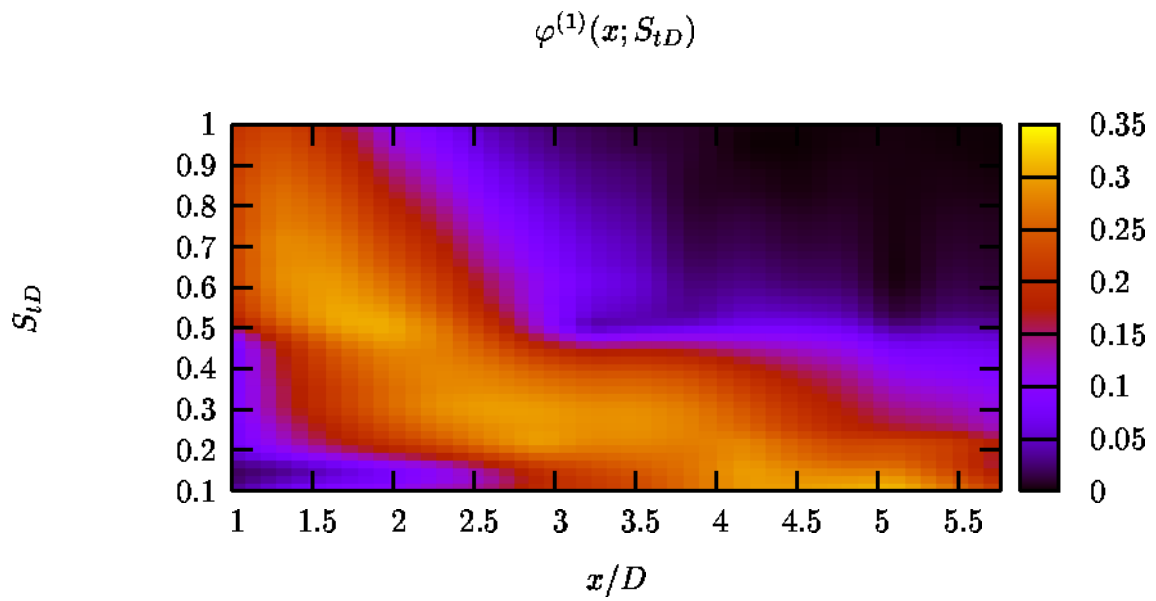


FIG. 5.18 – Vecteur propre au mode 1; Jet subsonique.

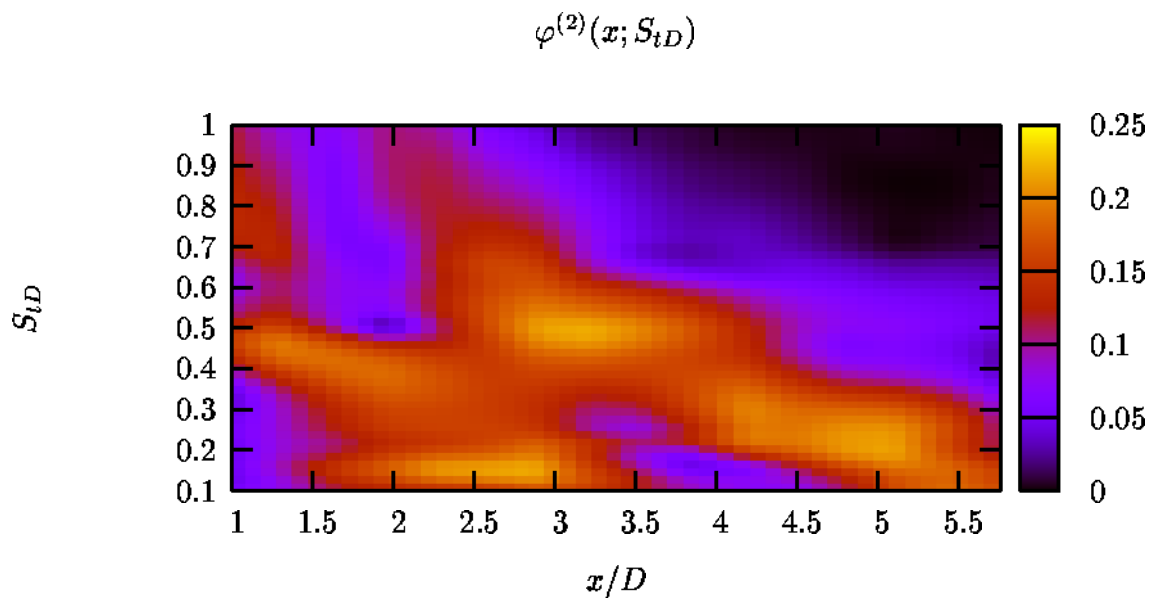


FIG. 5.19 – Vecteur propre au mode 2; Jet subsonique.

zone spectrale sont plus faibles que $-11/3$. Des comportements identiques ont été observés dans le cas d'un champ de vitesse où les bosses sont centrées au nombre de Strouhal associé au passage de gros tourbillons (Delville [37]). Si l'on considère la somme des contributions des deux premiers modes (figure 5.20.(c)), ces phénomènes sont bien retrouvés avec toutefois un étalement spectral des bosses et une part plus importante de l'énergie restituée. La somme des contributions des modes supérieurs à deux (figure 5.20.(d)), qui est le résidu de la somme des contributions des deux premiers modes, montrent des densités spectrales reconstruites assez plates aux basses fréquences avec une décroissance fréquentielle conforme à $-11/3$ ce qui est traducteur de la présence d'un champ peu organisé associé aux fréquences élevées. Sur cette figure, on effectue un abus de notation dans le sens où lorsque l'on écrit $G_{pp}^{(1+2)}$ par exemple, il s'agit de la somme des contributions des deux premiers modes aux densités spectrales de pression que l'on devrait écrire en toute rigueur : $G_{pp}^{(1)} + G_{pp}^{(2)}$.

c) Reconstruction spatio-temporelle d'une réalisation du champ de pression pour la POD spectrale

Les contributions modales des fonctions propres de la POD spectrale à une réalisation du champ de pression spatio-temporel peuvent être observées sur les figures 5.21 et 5.22. La cartographie du champ original mesuré (figure 5.21.(a)) rend compte de la signature de l'effet convectif sur les signaux de pression (inclinaison des surfaces isobares) et de l'augmentation des échelles temporelles avec la position longitudinale. Les contributions modales individuelles des modes 1, 2, 3, 4 et 8 (figures 5.21.(b), (c), (d), (e) et (f)) permettent d'observer que l'effet convectif est présent dans les trois premiers modes, à peine visible dans le quatrième mode et inexistant dans le huitième mode. On constate par ailleurs à la fois la diminution des niveaux de pression et l'augmentation de la fréquence des phénomènes avec l'élévation du mode. On remarque de nouveau (cf figures 4.31.(c) et 4.32.(c) pour les jets rapides) que la projection des fonctions propres au mode 1 représente déjà "correctement" l'organisation principale du champ original qui est d'autant mieux reconstruit si on cumule la contribution de plusieurs modes consécutifs (figures 5.22.(a) et (c)). Le résidu du cumul des contributions des deux premiers modes (figure 5.22.(b)) montre une très légère organisation. On peut considérer que l'organisation du champ est contenue dans les quatre premiers modes et que le résidu de ces contributions (cumul des contributions des modes supérieurs à 4) représente la partie désorganisée

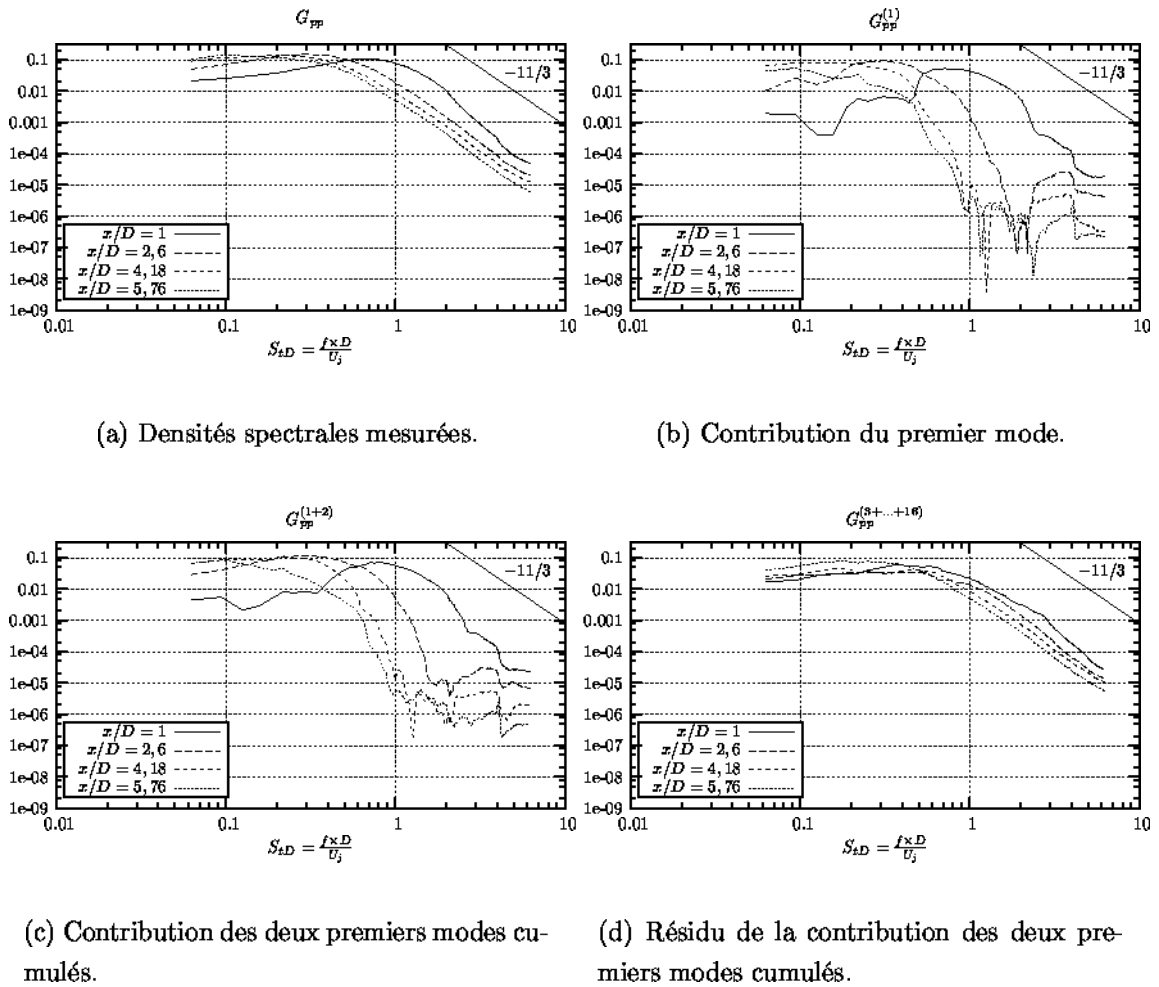


FIG. 5.20 – Reconstruction des densités spectrales de pression à 4 positions pour différents modes de la POD spectrale; Jet subsonique.

du champ de pression (figure 5.22.(d)).

Ces constatations recourent celles effectuées à propos des reconstructions des densités spectrales (figure 5.20) où nous avons observé cet effet de séparation entre partie organisée et partie désorganisée du champ de pression à partir déjà des deux premiers modes cumulés. Les contributions modales au champ de pression instantané montrent clairement que la contribution des quatre premiers modes cumulés représente l'organisation principale du champ de pression : la topologie, les caractéristiques fréquentielles et l'effet convectif. Le résidu de cette contribution ne présente aucune organisation privilégiée et possède une caractéristique du type "bruit de fond".

Cependant, nous n'avons toujours pas accès à la représentation des modes POD

dans l'espace physique. Nous allons pour cela mettre en oeuvre l'approche POD spatiale qui est une version dégénérée de la POD spectrale.

5.5.2 Résultats de la POD spatiale

La décomposition orthogonale aux valeurs propres effectuée dans le domaine physique, appelée POD spatiale, utilise les corrélations spatiales de pression (équation 4.12). On obtient une suite discrète de valeurs propres et des fonctions propres spatiales réelles.

a) Étude des valeurs propres et des fonctions propres de la POD spatiale

La convergence des modes obtenus par ce type de décomposition (figure 5.23.(a)) est tout à fait similaire aux convergences observées dans le cas des jets rapides (figures 4.35 et 4.36) avec pour ce jet subsonique, 14,3% de l'énergie contenue dans le premier mode et 13,3% dans le second. L'énergie est répartie de manière plus uniforme sur les différents modes que dans le cas de l'approche POD spectrale (cf figure 5.17.(a)). Cette décomposition purement spatiale, qui ignore le comportement temporel du champ de pression, est donc moins efficace.

Les trois premières fonctions propres sont données en figure 5.24. L'allure de ces différents modes est d'une manière générale similaire à celle obtenue dans le cas des jets rapides (figure 4.37). Cependant, pour le jet subsonique, un phénomène se fait jour très nettement : quel que soit le mode observé, la longueur d'onde locale augmente avec la position longitudinale. Il y a donc une augmentation longitudinale des échelles spatiales du champ analysé.

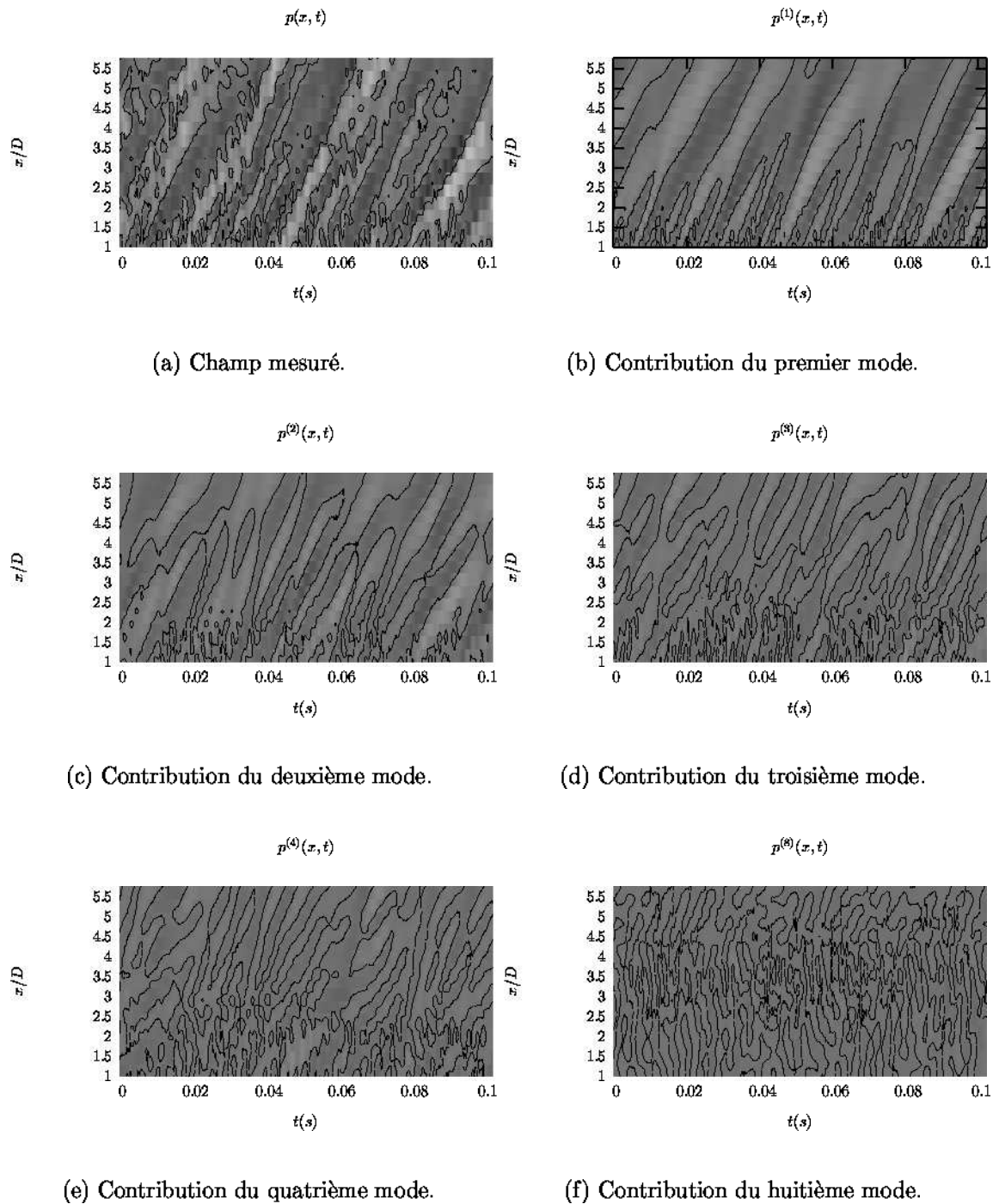
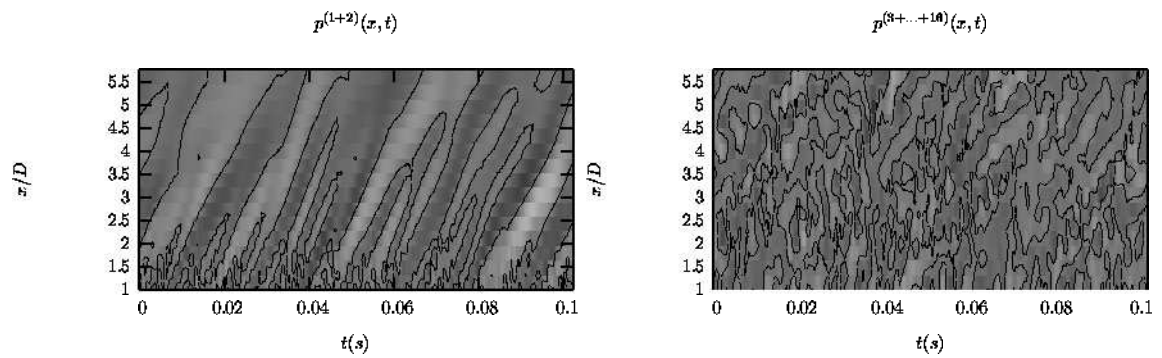
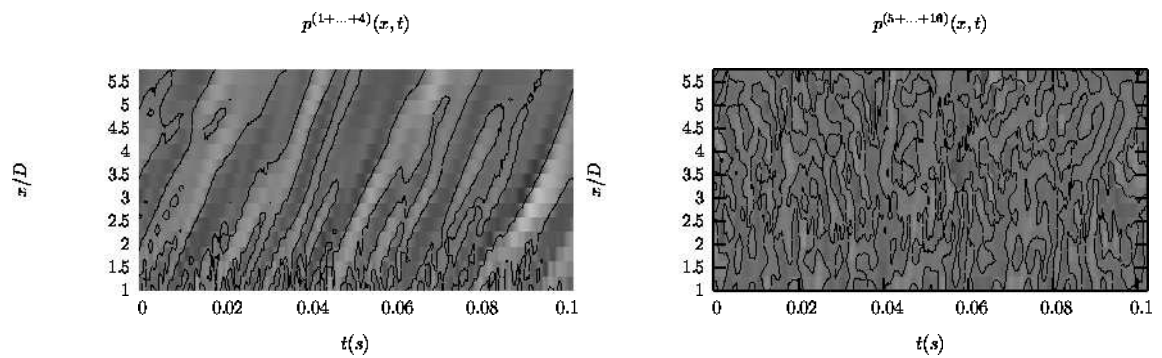


FIG. 5.21 – *Champ spatio-temporel mesuré et reconstruction spatio-temporelle par la POD spectrale; contributions modales individuelles. Les niveaux de gris les plus clairs correspondent à des niveaux de pression positifs et les niveaux de gris les plus sombres correspondent à des niveaux de pression négatifs. Les traits indiquent les passages par zéro. Ces cartographies sont tracées à une échelle identique des niveaux de pression.*



(a) Contribution des deux premiers modes cumulés.

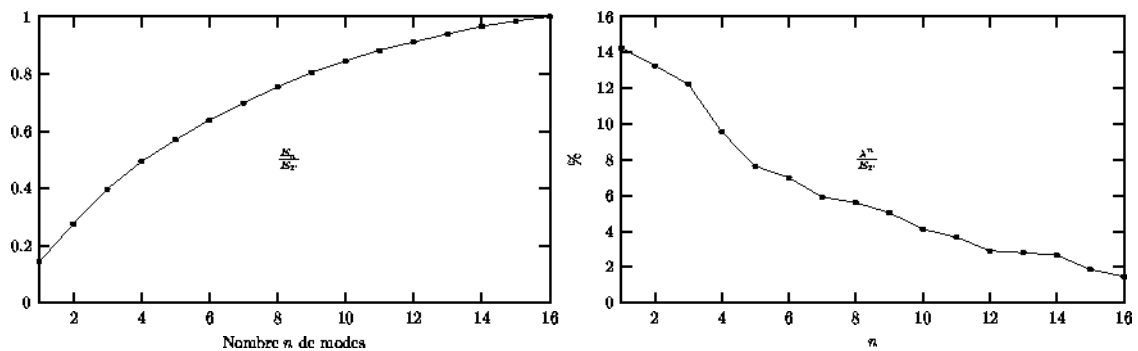
(b) Résidu de la contribution des deux premiers modes cumulés.



(c) Contribution des quatre premiers modes cumulés.

(d) Résidu de la contribution des quatre premiers modes cumulés.

FIG. 5.22 – Reconstitutions spatio-temporelles par la POD spectrale; Cumuls des contributions modales et résidus (voir légende de la figure 5.21).



(a) Convergence POD spatiale.

(b) Évolution des valeurs propres de la POD spatiale.

FIG. 5.23 – Convergence et valeurs propres de la POD spatiale; Jet subsonique.

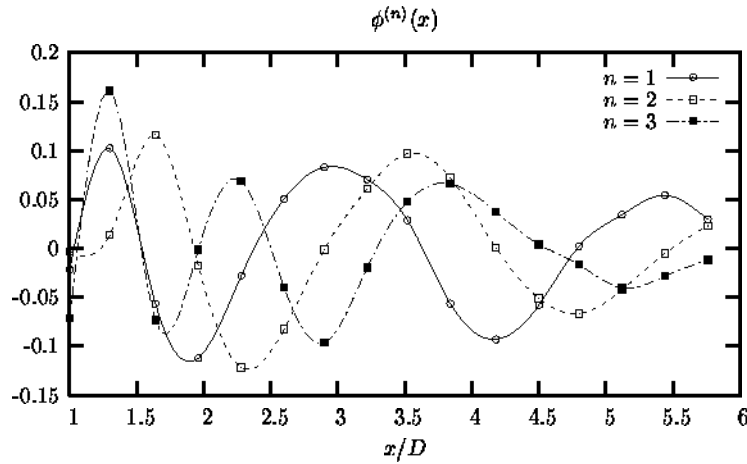


FIG. 5.24 – Trois premières fonctions propres de la POD spatiale; Jet subsonique.

b) Étude de la dégénérescence des modes de la POD spatiale

La première et la deuxième fonction propre sont quasiment identiques. Il semble qu'il existe simplement un déphasage de $\pi/2$ environ entre ces deux fonctions. Ce phénomène provient de la dégénérescence des modes inhérents à la POD spatiale ce qui se traduit par le fait que dans ce type de décomposition, les modes sont appairés. Il faut en particulier deux modes pour représenter un phénomène convectif ou propagatif (Cordier [30]). Nous avons déjà constaté ce caractère particulier de l'approche POD spatiale lors des reconstructions modales d'une réalisation de pression dans le cas des jets rapides (figures 4.31.(h) et 4.32.(h)). La répartition modale de l'énergie (figure 5.23.(b)) traduit également ce comportement puisque les niveaux d'énergie contenus dans les deux premiers modes sont assez voisins. Ce n'est pas le cas dans l'approche POD spectrale. Dans ce type de décomposition, le phénomène convectif est contenu dans les parties réelles et imaginaires des fonctions propres ce qui explique que le premier mode seul puisse représenter la convection.

Cette caractéristique de la POD spatiale peut également être mise en évidence en calculant le coefficient de corrélation temporelle entre le coefficient de projection au mode 1 et le coefficient de projection au mode 2 : $\rho_{a_1 a_2} = \overline{a^{(1)}(t)a^{(2)}(t + \tau)} / (\sigma_{a^{(1)}}\sigma_{a^{(2)}})$. Le coefficient de projection à un mode donné se calcule grâce à :

$$a^{(n)}(t) = \int_D p(x,t) \cdot \phi^{(n)}(x) dx$$

pour une réalisation particulière du champ de pression. Ce coefficient de corrélation moyen (figure 5.25) est obtenu en effectuant indépendamment la projection des

deux fonctions propres sur chacune des réalisations du champ de pression. Ces deux modes ne sont pas corrélés à retard nul ce qui est conforme à la propriété d'orthogonalité des coefficients de projection (équation 3.7, section 3.1.2.b). En revanche, il existe un retard optimal ($\tau_c = 2$ ms) pour lequel ils sont très corrélés, le coefficient de corrélation atteignant 73%. Ces modes sont couplés avec un retard caractéristique qui correspond au déphasage existant entre les deux premières fonctions propres. Ce déphasage peut être obtenu en considérant $\Theta = 2\pi f_c \tau_c$, où f_c est une fréquence caractéristique. Pour $f_c = 125$ Hz correspondant au nombre de Strouhal moyen (0,4) du champ de pression, $\Theta = \pi/2$ démontrant ainsi que les deux modes sont en quadrature de phase.

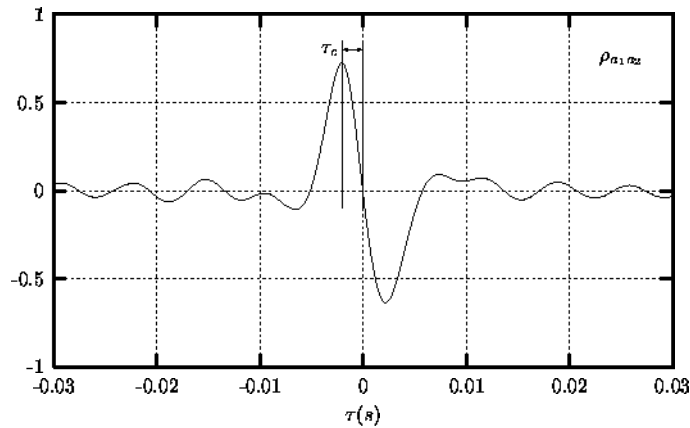


FIG. 5.25 – Coefficient de corrélation temporelle entre les coefficients de projection $a^{(1)}(t)$ et $a^{(2)}(t)$.

c) Reconstruction spatio-temporelle d'une réalisation du champ de pression pour la POD spatiale

Il a été souligné dans le cas des mesures en champ proche des jets rapides (section 4.4.2.c) qu'il fallait au moins deux modes de la POD spatiale (équation 4.13) pour rendre compte du caractère propagatif du champ de pression. On peut l'observer clairement de nouveau grâce aux reconstructions spatio-temporelles modales d'une réalisation du champ de pression par la POD spatiale pour le jet subsonique¹ (figure 5.26). On constate, par ailleurs, que la qualité de la reconstruction, la représentativité du champ original, à partir du cumul des deux premiers modes de la POD spatiale

¹ On peut, dans le cas du jet subsonique, parler d'un effet lié à la convection plutôt que d'un effet propagatif.

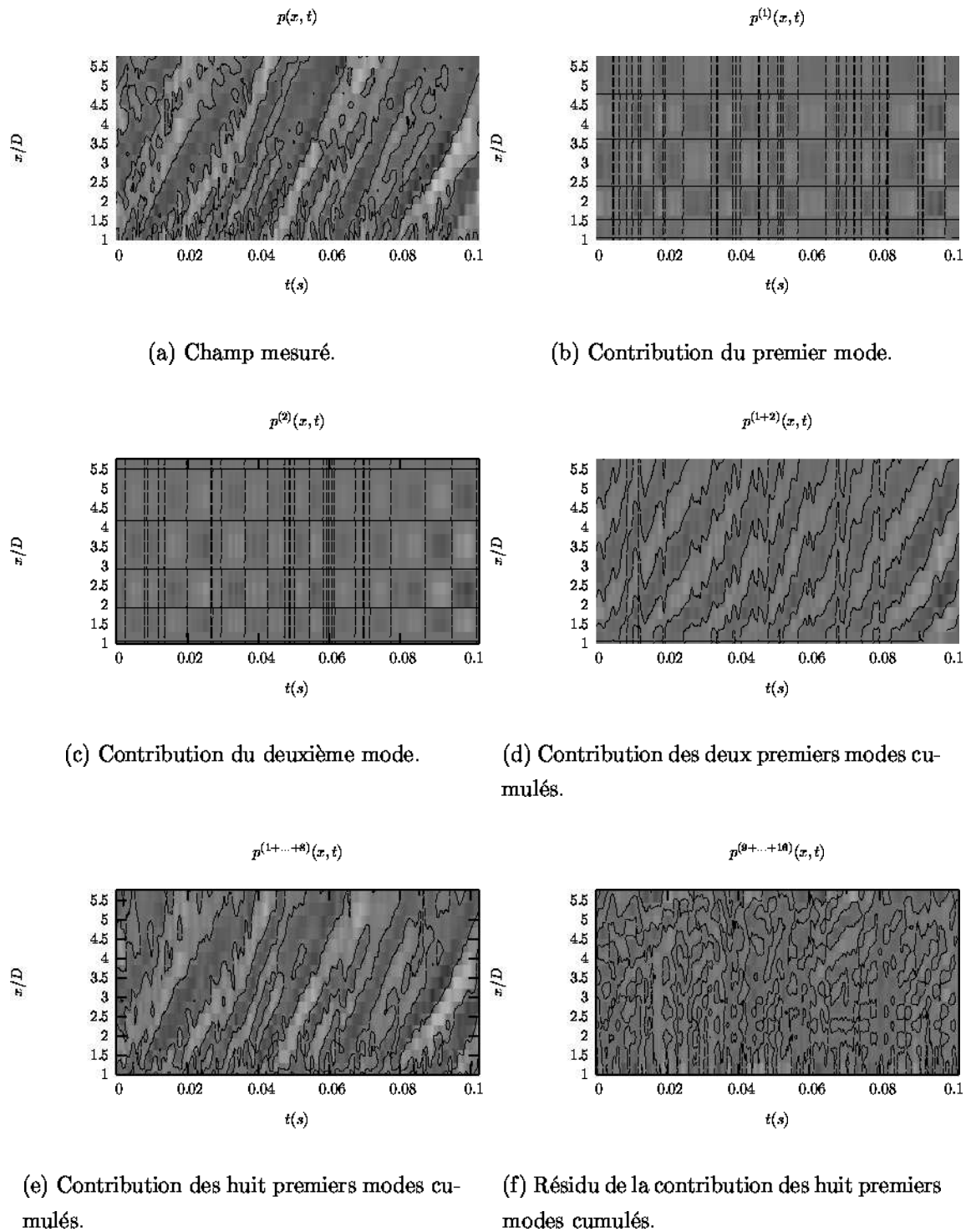


FIG. 5.26 – *Champ spatio-temporel mesuré et reconstructions spatio-temporelles par la POD spatiale; Contributions modales individuelles, individuelles cumulées et résidu.*

est bien inférieure à celle obtenue par le cumul des deux premiers modes de la POD spectrale (figure 5.22.(a)). Les quatre premiers modes de la POD spectrale suffisent à séparer la partie organisée de la partie désorganisée du champ de pression (figures 5.22.(c) et (d)). Dans le cas de la POD spatiale, un niveau de séparation similaire est atteint si l'on considère les huit premiers modes (figures 5.26.(e) et (f)).

5.5.3 Bilan des approches POD

Nous avons pu étudier en détail les propriétés des modes obtenus par deux approches POD appliquées au champ de pression proche d'un jet subsonique : une décomposition spatio-fréquentielle appelée POD spectrale et une décomposition spatiale nommée POD spatiale. Une caractéristique fondamentale de la POD est de pouvoir concentrer l'essentiel de l'organisation du champ analysé sur les tout premiers modes, caractéristique bien vérifiée lors de décompositions de champs de vitesse qui autorise une troncature indispensable à l'étude des systèmes dynamiques par exemple. La POD spectrale appliquée au champ de pression proche d'un jet, entre dans la catégorie des décompositions optimales puisque les quatre premiers modes sont très représentatifs de l'organisation principale du champ original. Seulement, les fonctions propres sont obtenues dans l'espace de Fourier et le retour dans l'espace physique n'est possible que grâce à l'artifice de la projection sur le champ instantané. En revanche, si dans l'approche purement spatiale de la POD les fonctions propres sont obtenues directement dans l'espace physique, il faut considérer un grand plus nombre de modes (typiquement deux fois plus que dans l'approche POD spectrale) pour que l'organisation principale du champ de pression soit représentée. Par ailleurs, l'interprétation physique des modes à proprement parlé, en terme de couplage éventuel avec les événements turbulents de l'écoulement (la dynamique des grosses structures dans la couche de mélange en particulier) est loin d'être évidente. Il nous faut, par conséquent, un moyen de relier la distribution longitudinale de pression au champ de vitesse sur tout le domaine de mesure. Nous allons pour cela utiliser l'Estimation Stochastique Linéaire.

5.6 Application de la LSE

Nous souhaitons donner une interprétation physique des modes POD et grâce à l'expérience réalisée (cf section 5.3.1), nous disposons des corrélations existant entre

la distribution longitudinale de pression et les mouvements aux grandes échelles associés au champ bidimensionnel des vitesses longitudinales et radiales. Dans l'état actuel du développement de l'étude, nous ne pourrions avoir accès à la dynamique de l'écoulement qu'en étudiant indépendamment l'évolution spatio-temporelle du champ des vitesses dans chacune des seize tranches de l'écoulement. Aucune information sur la dynamique instantanée du champ complet de vitesse n'est accessible. L'utilisation de l'Estimation Stochastique Linéaire² va nous permettre d'estimer le champ bidimensionnel des vitesses sur l'ensemble du domaine à partir seulement d'une distribution longitudinale de pression. Cette approche s'inscrit dans la démarche générale de l'utilisation du champ de pression pour l'extraction des grosses structures dans un écoulement (section 2.3.3).

Cette répartition spatiale de pression pourra être au choix un vecteur propre à un mode donné, une distribution spatiale instantanée de la pression mesurée ou une contribution modale à une distribution spatiale instantanée. Autrement dit, on espère accéder à une détection non intrusive des structures turbulentes associées à une distribution longitudinale de pression. Ce type de détection pourrait s'avérer utile pour les techniques de contrôle actif du développement du mélange dans un écoulement et le contrôle actif de bruit rayonné. En effet, une estimation du champ de vitesse instantané peut conduire à un calcul direct de l'équation de Lighthill.

Il s'agit d'une estimation stochastique du champ de vitesse où nous allons utiliser les corrélations spatiales pression-vitesses. Dans ce cadre, nous pouvons d'ores et déjà effectuer quelques remarques. Nous avons choisi d'utiliser une peigne de microphones et une peigne de sondes de fils chauds croisés mais l'obtention des corrélations spatiales pression-vitesse en deux points aurait tout aussi bien pu être réalisée avec un seul microphone et une seule sonde anémométrique. Notre choix ne se justifie que dans un soucis de gain de temps expérimental. La méthode, telle que nous l'envisageons, ne semble pas particulièrement sensible à la position radiale des microphones. En effet, tant que l'on demeure dans le champ proche de pression et que les niveaux des corrélations spatiales pression-vitesses sont suffisants pour une mise en oeuvre correcte de la LSE, la méthode doit donner des résultats invariants³.

² Méthode exposée en section 3.2. ³ Une étude en cours au laboratoire, menée dans le cadre de la thèse de Fabienne Ricaud confirme ce point. Les corrélations spatiales sont obtenues à partir d'une simulation numérique directe dans un domaine relativement étendu. Cette simulation facilite l'étude paramétrique du positionnement des prises de pression pour la technique LSE.

5.6.1 Formalisme

En reprenant le formalisme exposé en section 3.2.1, l'événement condition s'écrit :

$$\hat{u}_i(x, y, t) = \langle u'_i(x, y, t) | p'(x, t) \rangle .$$

Il s'agit d'une moyenne conditionnelle des fluctuations de vitesses dans chaque tranche de l'écoulement correspondant aux positions du peigne de fils chauds et où la condition est portée par la distribution longitudinale des fluctuations de pression. La linéarisation de cette équation par rapport à p' conduit au couple d'équations indépendantes suivant :

$$\begin{cases} \hat{u}(x, y, t) = \sum_{iref=1}^{Nref} A_1^{iref}(x, y) p'(x_{iref}, t) \\ \hat{v}(x, y, t) = \sum_{iref=1}^{Nref} A_2^{iref}(x, y) p'(x_{iref}, t). \end{cases} \quad (5.4)$$

En multipliant chaque équation par $p'(x_{jref}, t)$ et après passage à la moyenne temporelle, les coefficients d'influences A_i^{iref} (stationnaires), sont déterminés par :

$$\begin{cases} C_{pu}(x, y, x_{jref}, 0) = \sum_{iref=1}^{Nref} A_1^{iref}(x, y) C_{pp}(x_{iref}, x_{jref}, 0) \\ C_{pv}(x, y, x_{jref}, 0) = \sum_{iref=1}^{Nref} A_2^{iref}(x, y) C_{pp}(x_{iref}, x_{jref}, 0) \end{cases}$$

Il suffit alors d'inverser la matrice correspondant aux corrélations spatiales de pression C_{pp} pour trouver les coefficients d'influences. Dans cette étude, les seize microphones ($Nref = 16$) sont retenus pour l'estimation et l'inversion de matrice ne pose pas de problème particulier. L'influence des diverses combinaisons de microphones de référence sur la qualité de l'estimation n'est pas effectuée.

5.6.2 Estimation des tensions de Reynolds

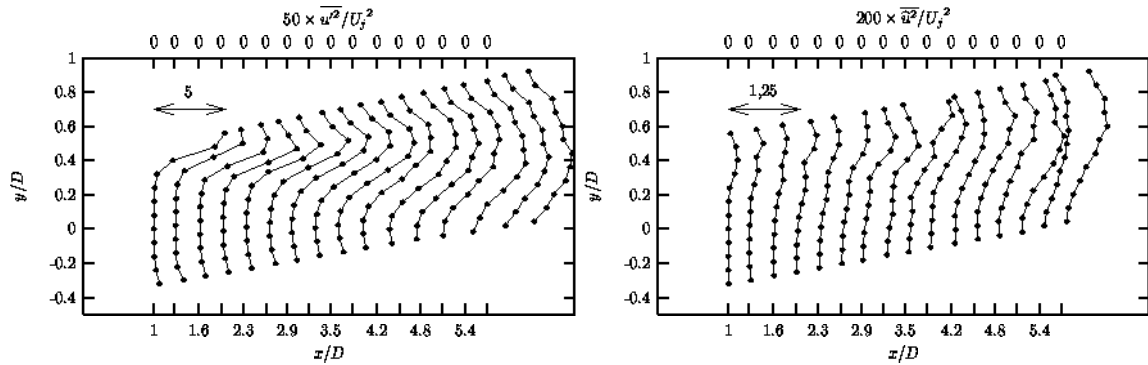
Un des avantages de la LSE est d'offrir un accès direct aux quantités statistiques du champ estimé. On s'intéresse ici en priorité aux énergies quadratiques de l'estimation du champ de vitesses afin d'apprécier le niveau quantitatif de l'estimation. L'estimation des profils d'énergies quadratiques moyennes est calculé par :

$$\overline{\widehat{u}_i \widehat{u}_j}(x, y, \tau) = \sum_{iref=1}^{Nref} \sum_{jref=1}^{Nref} A_i^{iref}(x, y) A_j^{jref}(x, y) C_{pp}(x_{iref}, x_{jref}, \tau), \quad (5.5)$$

pour $\tau = 0$. La comparaison entre les mesures et les estimations des profils d'énergies quadratiques moyennes est donnée en figure 5.27. Le rapport des échelles de représentation entre quantités mesurées et quantités estimées est de 0,25 afin de faciliter la visualisation. On ne distingue pas de morphologie particulière dans les des profils reconstruits, qui possèdent globalement la même forme, peut être une légère concentration des maxima aux ordonnées où les corrélations spatiales pression-vitesses sont maximales (cf figures B.1 et B.2). L'analyse point à point du rapport des énergies montre que le pourcentage de reconstruction des énergies peut atteindre 46% pour la vitesse longitudinale, 35% pour la composante radiale et 65% pour les tensions de Reynolds croisées. Seulement, les positions où ces taux sont atteints, sont situées aux environs de la frontière fictive du cône potentiel qui n'est pas le siège des fluctuations les plus intenses. La figure 5.28 donne les taux de reconstruction des diverses composantes relevés au plus proche de l'axe de la couche de mélange.

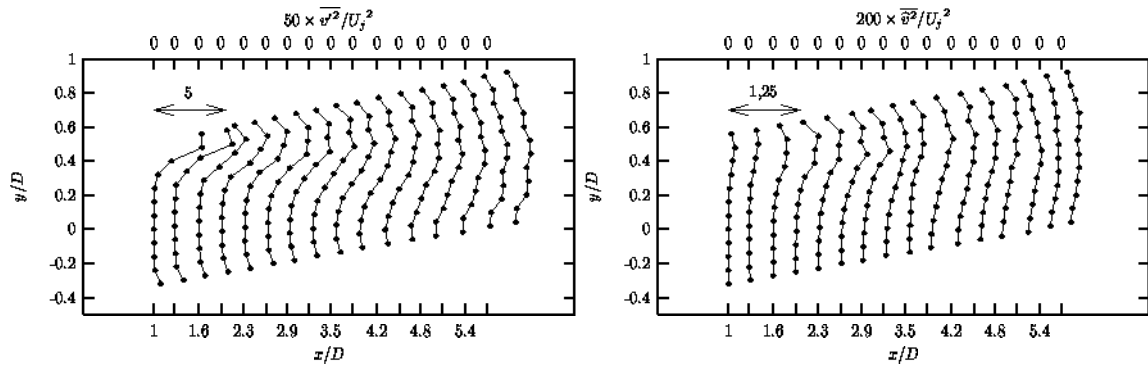
La reconstruction énergétique semble s'améliorer avec l'augmentation de la position longitudinale et est meilleure pour les tensions de Reynolds croisées avec 24,1%, 12,3% au mieux pour la vitesse longitudinale et 15,1% au mieux pour la vitesse radiale. Par ailleurs, la reconstruction est meilleure pour les positions aval ce qui pourrait paraître contradictoire a priori avec le fait que l'énergie de la distribution de pression décroît avec la position longitudinale (cf figure 5.11.(b)). Une explication possible de ce phénomène peut être trouvée par un raisonnement dimensionnel basé sur la rapport entre la taille des structures et l'espacement des microphones. Nous savons que la taille moyenne des structures augmente avec la position longitudinale ($\delta_\omega \propto x$). L'espacement des microphones étant constant, il se produit une sorte de "filtrage" lorsque que la taille d'une structure est plus faible que la distance entre deux microphones consécutifs, phénomène qui se produit principalement aux positions amont. C'est ce que confirment les corrélations pression-vitesses (figures B.1.(b) et B.2.(b)) où on l'observe que les "taches" de corrélation sont d'autant plus grosses que le microphone de référence est situé en aval. Ceci veut dire que le nombre de microphones qui participent de façon prépondérante à l'estimation des vitesses en un point donné sont plus nombreux si ce point est situé en aval. Il aurait été préférable de disposer les microphones suivant une progression géométrique de

façon à uniformiser le taux de reconstruction par rapport à la position longitudinale.



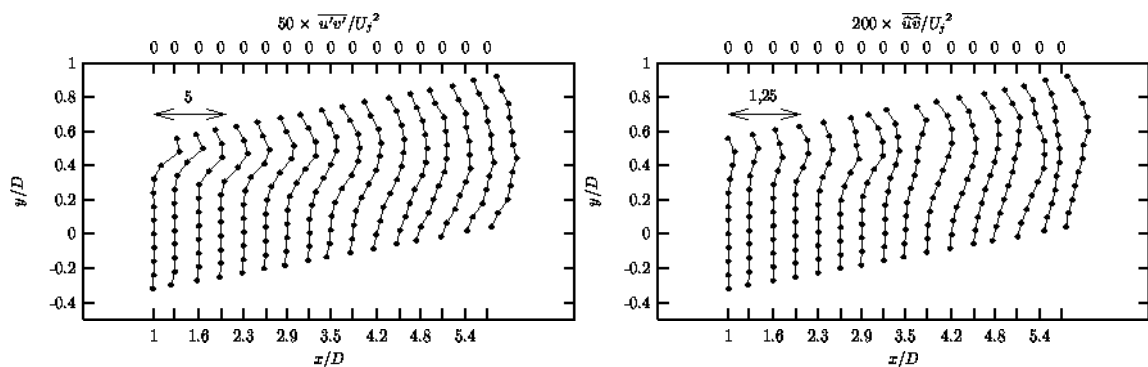
(a) Vitesses longitudinales quadratiques moyennes mesurées.

(b) Estimation des vitesses longitudinales quadratiques moyennes.



(c) Vitesses radiales quadratiques moyennes mesurées.

(d) Estimation des vitesses radiales quadratiques moyennes.



(e) Tensions de Reynolds croisées moyennes mesurées.

(f) Estimation des tensions de Reynolds croisées moyennes.

FIG. 5.27 – Comparaisons des profils d'énergies quadratiques moyennes.

Il ne faut pas perdre de vue que dans le cas présent, la technique LSE cherche à déterminer le champ de vitesse qui répond le mieux à la condition de pression autrement dit cherche à déterminer le champ de vitesse qui participe au mieux au champ de pression. A ce titre, il n'est pas surprenant de constater que ce sont les tensions de Reynolds croisées qui offrent le taux moyen d'estimation le plus important. D'une manière générale, la reconstruction privilégie les composantes verticales de la vitesse ce qui laisse présager d'une bonne représentation de la topologie des structures tourbillonnaires. En effet, il existe une relation particulière entre les mouvements tourbillonnaires et la pression. D'une façon schématique, la pression diminue au voisinage des centres tourbillonnaires, qui sont le siège de tensions de Reynolds croisées de faibles intensités et la pression augmente au voisinage d'un interface entre deux structures tourbillonnaires, lieu où les tensions de Reynolds croisées sont importantes; les fluctuations de vitesse radiale étant un bon marqueur de la structure tourbillonnaire (cf section 2.3.2).

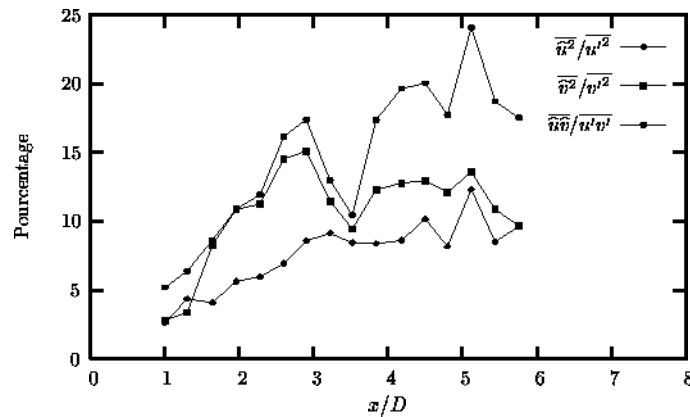
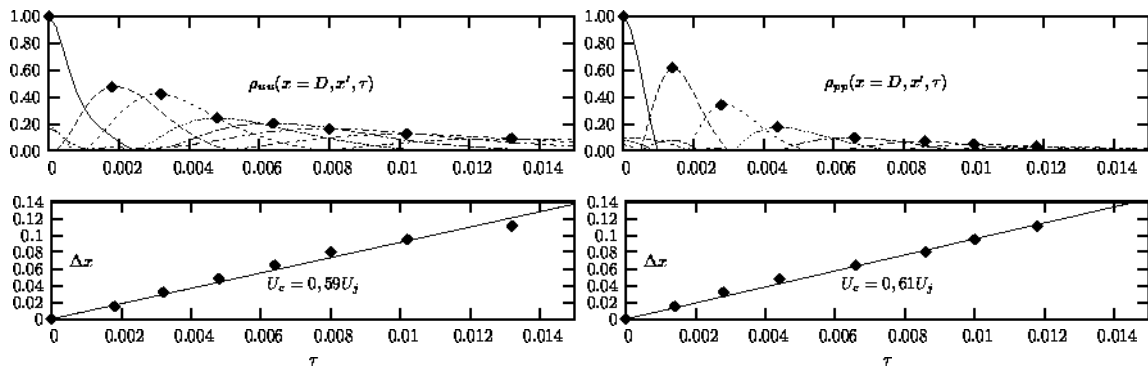


FIG. 5.28 – Pourcentage de reconstruction des tensions de Reynolds au plus proche de l'axe de la couche de mélange.

5.6.3 Estimation de la vitesse de convection

L'équation 5.5 peut être utilisée afin d'estimer les corrélations spatio-temporelles de vitesses en introduisant les intercorrélations spatio-temporelles pression-pression et pression-vitesses. En ne s'intéressant qu'aux intercorrélations des vitesses longitudinales les plus proches de l'axe de la couche de mélange, il est possible de déterminer la vitesse de convection des structures contenues dans l'estimation du champ de vitesses (Wills [135]). La figure 5.29(a) trace les intercorrélations de vi-

tesse longitudinale proches de l'axe de la couche de mélange avec le signal de vitesse en $x/D = 1$ pris comme référence. Les décalages spatiaux longitudinaux Δx sont tracés en fonction des décalages temporels τ des maxima. Cette fonction permet de déterminer la vitesse de convection qui est trouvée égale à $0.59U_j$. Cette valeur est tout à fait en accord avec celles trouvées dans la littérature pour ce type d'écoulement. Le même type de calcul opéré sur les intercorrélations longitudinales de pression conduit à une vitesse $U_c = 0,61U_j$ (figure 5.29(b)). Cette valeur est assez proche de celle obtenue par les intercorrélations de vitesse longitudinale. On peut donc supposer que l'évolution temporelle de l'estimation du champ de vitesses sera une image de l'évolution dynamique du champ de pression. Il faut souligner ici que cette valeur de vitesse de convection calculée à partir des intercorrélations de pression confirme que la quantité mesurée par les microphones correspond bien à une grandeur aérodynamique interne, une fluctuation de pression hydrodynamique plutôt qu'à un phénomène propagatif purement acoustique.



(a) Calcul basé sur l'estimation LSE du champ de vitesses.

(b) Calcul basé sur les intercorrélations longitudinales de pression.

FIG. 5.29 – Estimation de la vitesse de convection.

5.6.4 Qualité de reconstruction instantanée du champ de vitesse

Il y aurait quantités d'informations supplémentaires à tirer de l'estimation bidimensionnelle du champ des vitesses. Le but de cette étude n'étant pas de fournir une base sur les propriétés statistiques et dynamiques de l'estimation du champ de vitesses, on se contente de fournir des éléments de preuve du sens physique de

l'estimation LSE du champ de vitesses. La technique de *Pseudo Flow Visualisation* (PFV) utilisée par Bellin [10] offre le moyen de transformer l'évolution temporelle d'un champ unidimensionnel de deux composantes de vitesse en un champ purement spatial bidimensionnel. Il s'agit de tracer les vecteurs vitesses mesurés ou estimés dans une tranche de la couche de mélange pour plusieurs pas de temps. La variable temporelle t est transformée en variable spatiale $-t.U_c$ grâce à l'hypothèse de Taylor. En fait, afin de visualiser correctement le champ de vitesse, on trace les vecteurs suivants à x donné :

$$\begin{cases} \alpha_f.u'(y,t) + U(y) - U_c \\ \alpha_f.v'(y,t) \end{cases} \quad \text{ou} \quad \begin{cases} \alpha_f.\hat{u}(y,t) + U(y) - U_c \\ \alpha_f.\hat{v}(y,t) \end{cases} . \quad (5.6)$$

Le coefficient α_f permet d'amplifier la part fluctuante de la vitesse par rapport à la partie moyenne ce qui constitue un artifice visuel.

Les figures 5.30(a) et (b) donnent des exemples de PFV à deux stations longitudinales différentes. Le champ tracé dans la partie supérieure correspond au champ de vitesse directement mesuré par peigne de fils chauds (composantes u' et v' avec $\alpha_f = 1$) et le champ inférieur correspond au champ de vitesse estimé à partir de la répartition de pression instantanée mesurée par peigne de microphones (composantes \hat{u} et \hat{v} avec $\alpha_f = 3$). Entre les deux champs, on trace l'évolution temporelle de la pression à la station longitudinale considérée.

Les structures aux grandes échelles que l'on distingue dans les champs mesurés sont assez bien reproduites dans les champs estimés. Leurs localisations spatiales respectives semblent toutefois différer quelque peu, on peut en effet noter que la position radiale des centres des tourbillons estimés est parfois légèrement différente de celle des centres des tourbillons obtenus expérimentalement. On vérifie par ailleurs que le centre des structures observées coïncide longitudinalement avec la position d'une dépression et que les surpressions sont localisées entre les tourbillons. Le champ de vitesses estimé possède bien un caractère physique en accord avec le champ effectivement mesuré : la LSE se comporte simplement comme un "filtre à structures". Nous avons retenu à titre d'exemple les phénomènes apparaissant à deux positions longitudinales $x/D = 2,28$ et $4,8$. Mais il est important de souligner que l'excellente qualité de la reconstruction se conserve quelle que soit la position longitudinale observée. Insistons enfin sur le fait que l'estimation des vitesses est obtenue à une position locale donnée de l'écoulement à partir d'une information non locale, une

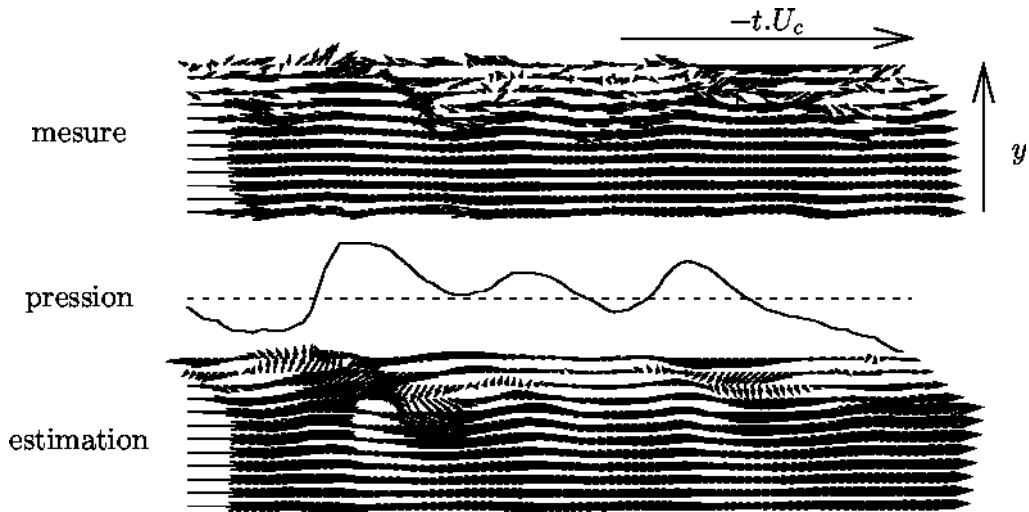
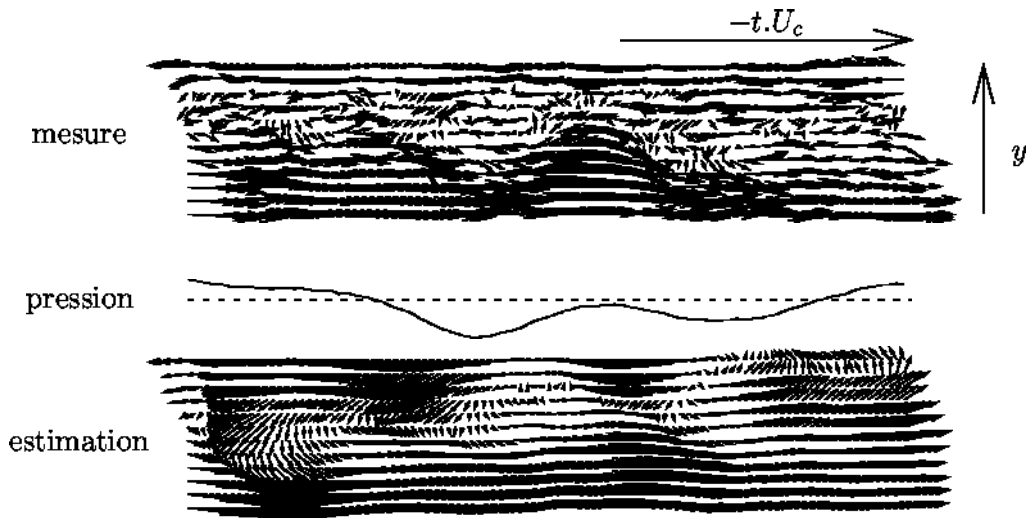
(a) $x/D = 2,28$.(b) $x/D = 4,8$.

FIG. 5.30 – Reconstruction LSE du champ de vitesses dans une tranche de l'écoulement.

distribution longitudinale de pression en champ proche ce qui confère un caractère particulier et remarquable à cette technique LSE ainsi mise en oeuvre.

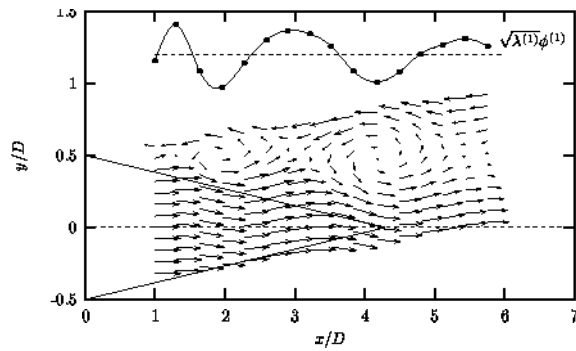
5.6.5 Interprétation des modes de la POD spatiale

Nous disposons maintenant du moyen de donner une interprétation physique aux vecteurs propres issus de la POD spatiale. La reconstruction, telle qu'effectuée en section précédente, peut être généralisée à tous les points du maillage où les corrélations pression-vitesses sont connues (i.e. aux 16 tranches correspondant aux 16 positions du peigne de sondes de fils chauds).

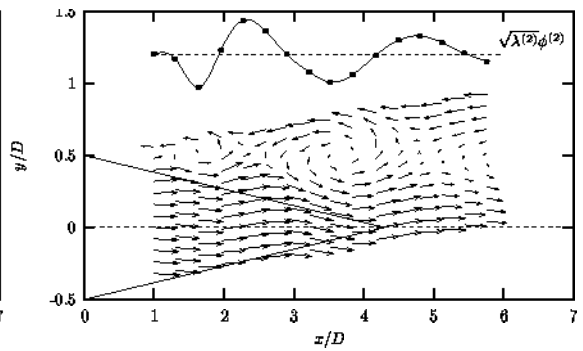
L'information injectée ici dans les équations de l'estimation stochastique linéaire (équations 5.4) est constituée des différentes fonctions propres de la figure 5.24 pondérées par la racine carrée des valeurs propres respectives (homogènes à une pression). Les vecteurs propres ainsi construits dépendent seulement de la variable d'espace x . On obtient une représentation spatiale bidimensionnelle du champ de vitesses estimé indépendamment pour chaque vecteur propre (figure 5.31). On trace les vecteurs vitesses estimés à partir de la relation 5.6 où le coefficient d'amplification α_f est également fixé à 3.

Le modèle tourbillonnaire statique observé sur ces figures possède effectivement un sens physique. En effet, on remarque que les centres tourbillonnaires coïncident longitudinalement avec les minima des distributions de pression. De plus, les positions radiales des centres des tourbillons sont alignés sur l'axe de la couche de mélange ($y/D = 0,5$). Par ailleurs, dans la zone de mélange, la limite externe des tourbillons affleure la frontière fictive du cône potentiel représentée par un triangle sur ces figures.

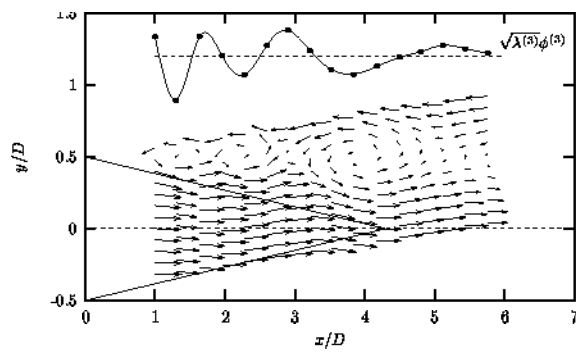
L'augmentation de la longueur d'onde locale des vecteurs propres avec la position longitudinale est associée à une augmentation de la taille des structures. Les longueurs d'ondes les plus courtes sont trouvées au plus proche de la sortie de buse et sont associées à des structures de petite taille. Inversement, les longueurs d'ondes les plus larges associées aux plus grosses structures sont observées dans la zone la plus aval. La reconstruction aux modes les plus élevés fait apparaître des structures de plus en plus rapprochées en amont. D'une manière générale, on ne peut pas trouver de relation directe entre la taille globale des tourbillons et l'ordre du mode considéré. Il n'existe donc pas de relation entre les modes POD du champ de pression et les échelles spatiales des structures induites dans la couche de mélange.



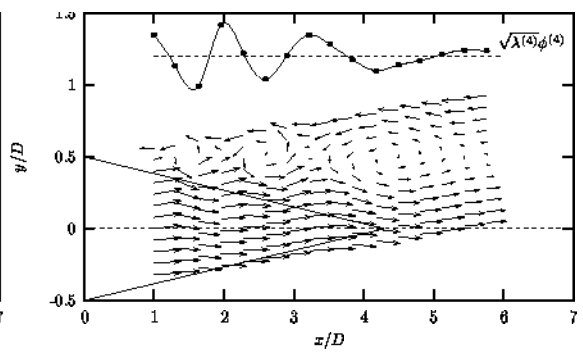
(a) Vecteur propre de la POD spatiale au mode 1.



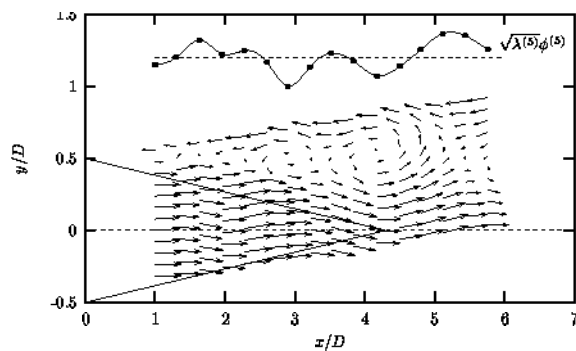
(b) Vecteur propre de la POD spatiale au mode 2.



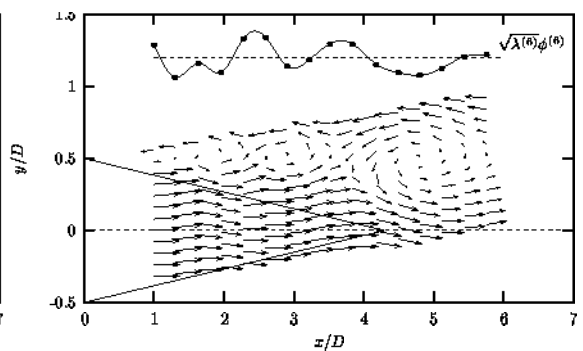
(c) Vecteur propre de la POD spatiale au mode 3.



(d) Vecteur propre de la POD spatiale au mode 4.



(e) Vecteur propre de la POD spatiale au mode 5.



(f) Vecteur propre de la POD spatiale au mode 6.

FIG. 5.31 – Reconstruction spatiale LSE du champ des vitesses à partir des six premiers vecteurs propres de la POD spatiale.

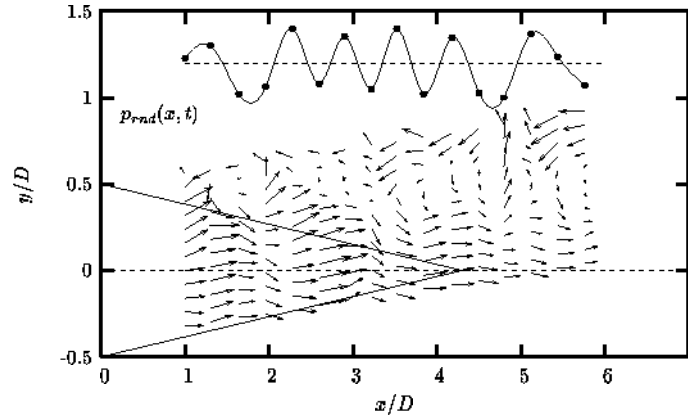


FIG. 5.32 – Reconstruction spatiale LSE du champ des vitesses à partir d'une distribution aléatoire de pression.

Toutefois, il est prudent à ce niveau de s'assurer que le modèle tourbillonnaire obtenu ne constitue pas un artefact propre à la technique. Pour vérifier cela, il suffit d'injecter une séquence aléatoire en lieu et place de la distribution longitudinale de pression (figure 5.32). La reconstruction obtenue est assez désordonnée et ne montre pas la qualité morphologique tourbillonnaire du champ de vitesse observée dans le cas des vecteurs propres de la POD spatiale. C'est donc bien la distribution spatiale de pression qui est à l'origine du sens physique du modèle tourbillonnaire et nous allons le vérifier de nouveau par la suite.

5.6.6 Reconstruction dynamique du champ de vitesse

L'indétermination de phase inhérente à la POD spectrale pose le problème de l'interprétation physique des modes issus de cette version de POD. Cependant il est possible d'utiliser les contributions modales instantanées à une réalisation du champ de pression (figures 5.21 et 5.22). Grâce à cela et via la LSE, nous pouvons avoir accès à une estimation de la dynamique des structures induites.

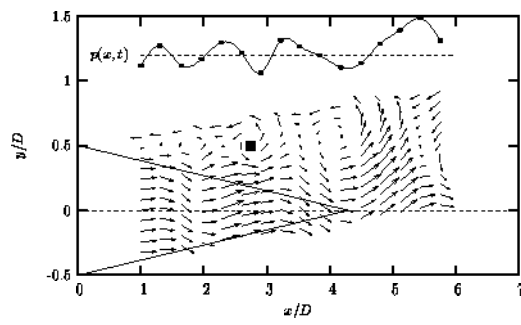
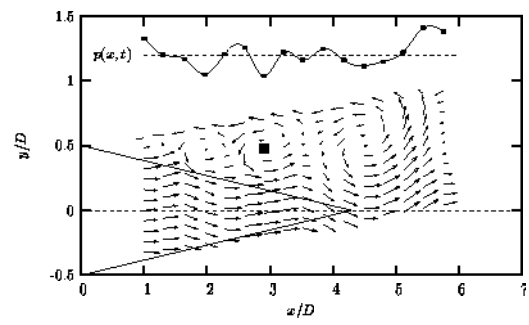
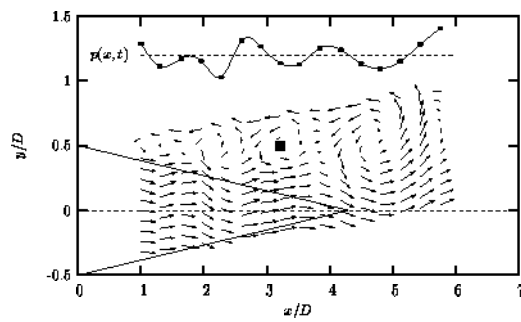
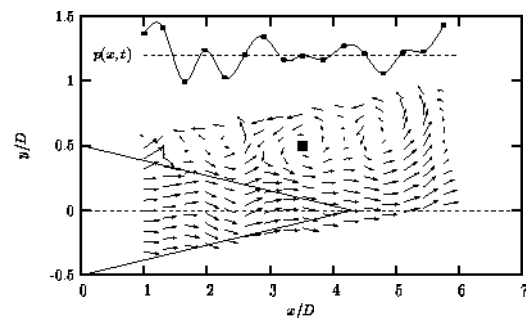
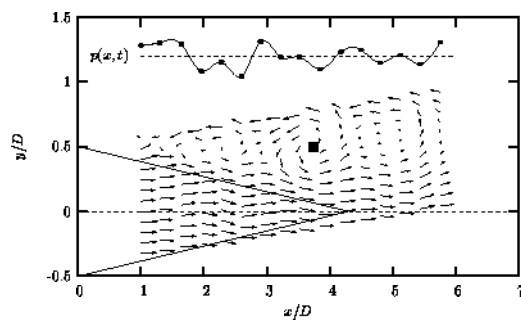
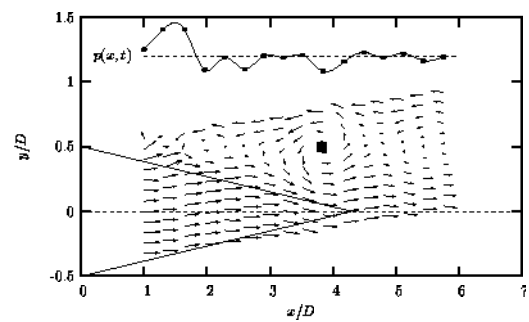
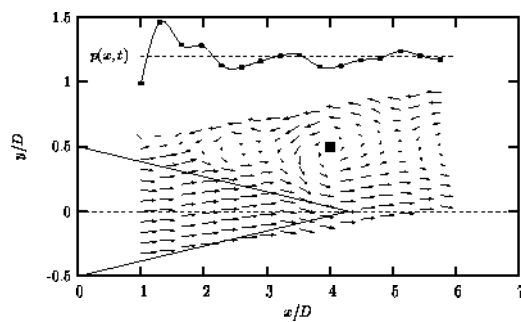
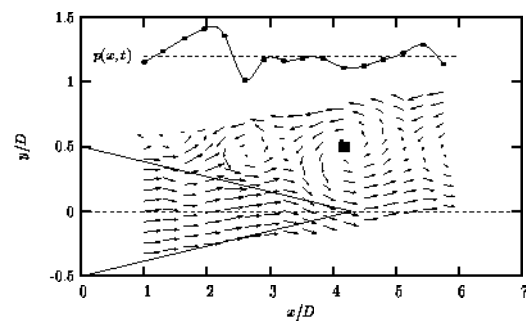
(a) t_0 .(b) $t_0 + 0,001(s)$.(c) $t_0 + 0,002(s)$.(d) $t_0 + 0,003(s)$.(e) $t_0 + 0,004(s)$.(f) $t_0 + 0,005(s)$.(g) $t_0 + 0,006(s)$.(h) $t_0 + 0,007(s)$.

FIG. 5.33 – Reconstruction spatio-temporelle LSE du champ de vitesse; Jet subsonique.

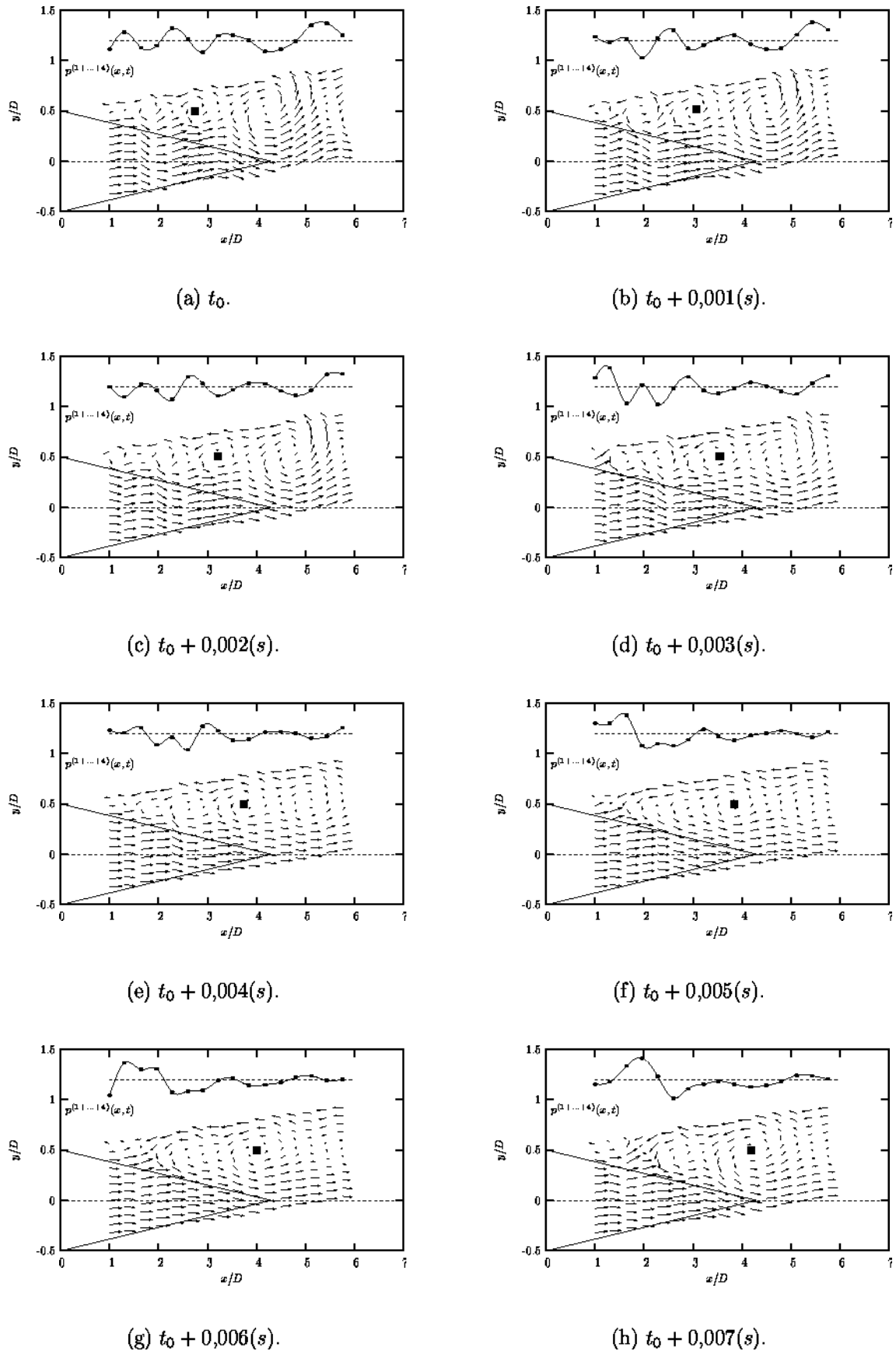


FIG. 5.34 – Reconstruction spatio-temporelle LSE du champ de vitesse à partir de la participation des quatre premiers modes cumulés de la POD spectrale au champ de pression; Jet subsonique.

Pour aider à l'interprétation, nous proposons tout d'abord de réaliser l'estimation du champ des vitesses à partir d'une succession de clichés instantanés de la distribution spatiale de la pression mesurée⁴. Un exemple de reconstruction complète bidimensionnelle pour plusieurs pas de temps consécutifs peut être observé en figure 5.33. Les champs estimés des vitesses sont tracés de la même façon que celle utilisée précédemment (avec $\alpha_f = 2$) espacés temporellement d'une milliseconde (5 pas de temps d'échantillonnage), soit $\tau U_c/D = 0,188$. On retrouve les propriétés observées en section précédente pour les vecteurs propres de la POD spatiale : coïncidence des centres tourbillonnaires avec les minima de pression, alignement des tourbillons sur l'axe de la couche de mélange, taille moyenne des structures qui augmente avec la position longitudinale. Le caractère dynamique de cette reconstruction permet de suivre le développement des structures au cours du temps. La convection portée par la pression donne lieu au déplacement des structures. On peut suivre une structure en particulier à l'aide d'un marqueur positionné en son centre. Cette structure parcourt la distance de $1,4D$ en 7 ms ce qui correspond à une vitesse de convection $U_c \approx 0,64U_j$.

On trace en figure 5.34 la contribution des quatre premiers modes cumulés de la POD spectrale à la réalisation de pression utilisée précédemment⁵. Les clichés retenus sont pris aux mêmes instants et le coefficient d'amplification est également fixé à 2 ce qui permet une parfaite comparaison entre la figure 5.33. La localisation spatiale des différentes structures et leur morphologie sont globalement identiques. Cependant, le filtrage de la pression dû à la projection des modes POD donne lieu à des structures de moindre intensité dans la zone aval tandis que les structures détectées plus en amont possèdent des intensités sensiblement identiques voire supérieures. Un marqueur permet à nouveau de suivre l'évolution de la structure observée lors de la reconstruction opérée à partir du champ de pression mesuré (figure 5.33).

Il est surprenant de constater l'excellent comportement dynamique du champ estimé. En effet, il existe a priori une contradiction entre le fait d'avoir utilisé des corrélations spatiales pures pour définir l'opérateur LSE et la bonne concordance temporelle observée que ce soit entre champ de vitesse réel, champ de pression et champ de vitesse estimé dans une tranche de l'écoulement (figure 5.30) ou entre champ de pression et champ de vitesse estimé dans tout le domaine (figures 5.33 et 5.34). L'historique temporel des phénomènes porté par les signaux de pression

⁴ Clichés tirés de la réalisation tracée en figure 5.21(a).
⁵ Réalisation filtrée POD tracée en figure 5.22(a).

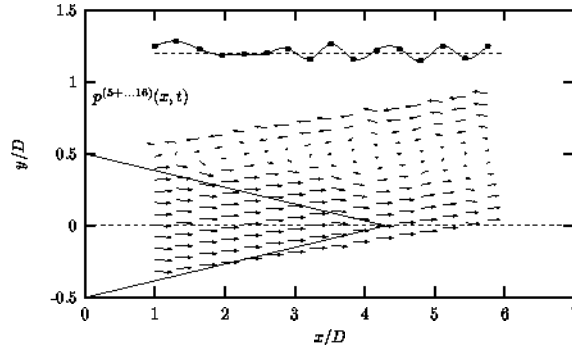
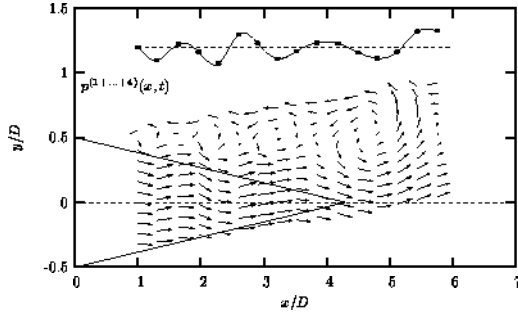


FIG. 5.35 – Exemple de reconstruction spatio-temporelle LSE du champ de vitesse à partir du résidu de la participation des quatre premiers modes cumulés de la POD spectrale au champ de pression (à $t_0 + 0,004(s)$); Jet subsonique.

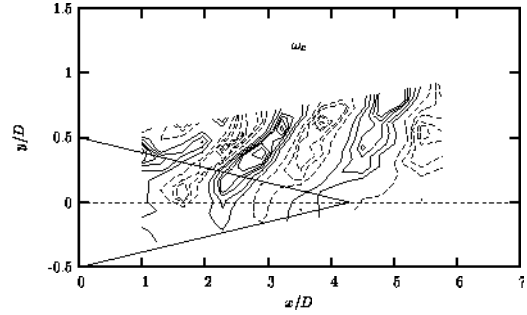
eux-mêmes suffit à reproduire d'une manière apparemment réaliste la dynamique des structures aux grandes échelles.

Considérant maintenant le résidu à la contribution des quatre premiers modes cumulés de la POD spectrale (figure 5.35), on observe le même type de comportement que celui observé par l'estimation LSE d'une répartition de pression aléatoire (figure 5.32) : la contribution résiduelle des modes de pression présente un caractère aléatoire, beaucoup plus marqué que celle des quatre premiers modes (figure 5.34.(e)). La troncature aux quatre premiers modes de la POD spectrale permet effectivement d'isoler la part la plus énergétique des mouvements aux grandes échelles associés au champ de vitesse reconstruit par la LSE.

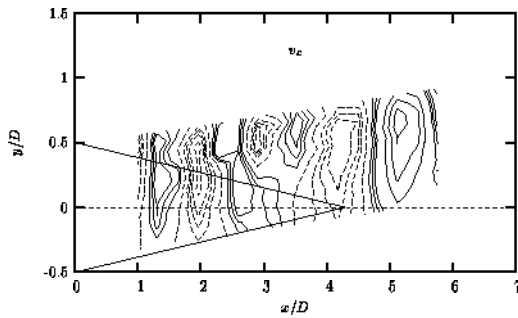
Plus précisément, nous pouvons comparer le type de décomposition obtenue par l'estimation du champ de vitesse à partir de la contribution des quatre premiers modes de la POD spectrale avec la décomposition triple mentionnée en section 2.3.2. On trace à un instant donné la vorticité (figure 5.36.(b)), la vitesse verticale (figure 5.36.(c)) et la production de turbulence (figure 5.36.(c)). Ces quantités sont calculées (extraite pour la vitesse verticale) à partir de la reconstruction instantanée de la contribution des quatre premiers modes de la POD spectrale (figure 5.36.(a)). Les tensions de Reynolds croisées moyennes $\langle u_r v_r \rangle$ sont obtenues par une moyenne d'ensemble point à point dans le champ de vitesse reconstruit à partir du résidu de la contribution des quatre premiers modes de la POD spectrale sur une réalisation du champ de pression. On observe que les noyaux de vorticité de signe positif sont positionnés sur les centres des structures et que les noyaux



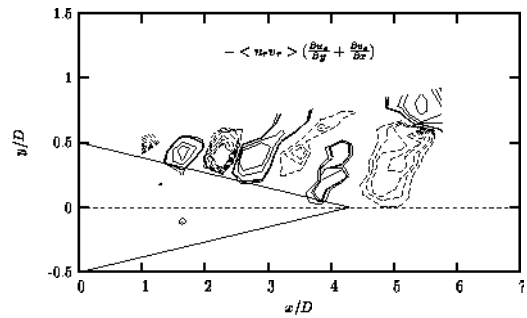
(a) Reconstruction spatio-temporelle à partir de la contribution des quatre premiers modes cumulés de la POD spectrale à $t_0 + 0,003(s)$.



(b) Vorticité à $t_0 + 0,003(s)$.



(c) Vitesse verticale à $t_0 + 0,003(s)$.



(d) Production de turbulence à $t_0 + 0,003(s)$.

FIG. 5.36 – Champs de vorticité (b), de vitesse verticale (c) et de production turbulente (d) à un instant donné à partir de la reconstruction instantanée de la contribution des quatre premiers modes de la POD spectrale (a). Les traits pleins correspondent à des niveaux positifs et les traits en pointillés à des niveaux négatifs.

de vorticité de signe négatif sont situés sur les zones inter-structures. L'alternance de mouvement ascendant et descendant de la vitesse verticale est bien vérifiée. Les maxima de production de turbulence sont observés de part et d'autre des centres des structures. La reconstruction du champ de vitesse en ne considérant que les quatre premiers modes de la POD spectrale permet d'obtenir une décomposition similaire à la décomposition triple. Le champ de vitesse ainsi obtenu s'apparente donc au champ cohérent au sens de la décomposition triple.

5.7 Calculs aéroacoustiques

La capacité de l'estimation LSE du champ de vitesses à représenter correctement les phénomènes physiques turbulents aux grandes échelles à partir de la distribution de pression vient d'être démontrée. On peut poursuivre l'analyse en tentant de calculer le rayonnement acoustique du champ estimé grâce à l'analogie de Lighthill (section 2.1.1). Pour la conduite de cette tâche, le point positif tient dans le fait que nous disposons d'un champ bidimensionnel instantané de deux composantes de vitesse, informations généralement difficile à obtenir par des moyens expérimentaux. L'inconvénient majeur, lié à notre configuration expérimentale, réside dans le fait que le domaine sur lequel le champ de vitesses est estimé ne couvre pas la totalité de la zone de mélange. C'est le cas en particulier des distributions radiales des vitesses les plus en amont. Au regard de l'équation de Lighthill 2.4, il est clair que les doubles dérivées spatiales du tenseur de Reynolds vont poser problèmes, tant par la troncature du domaine, que par le manque de finesse de résolution spatiale imposée par l'écartement entre sondes de fils chauds croisés.

L'évaluation du bruit rayonné par un volume source turbulent tronqué obtenu par simulation numérique effectuée par Witkowska et Juvé [136] confirme que l'utilisation de la formulation classique de l'analogie de Lighthill ( quation 2.4) conduit à une forte surestimation du bruit rayonné. Il faut par conséquent opter pour une autre formulation. Nous choisissons d'effectuer les doubles dérivées spatiales au point d'observation plutôt que dans le volume source par l'utilisation de l'équation 2.5 que nous récrivons ici pour la pression sous la forme :

$$p(\vec{X}, t) = \frac{\rho_0}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{1}{r} [u_i u_j] (\vec{Y}, t - r/c_0) d\vec{Y}, \quad (5.7)$$

avec $r = |\vec{X} - \vec{Y}|$, \vec{Y} vecteur des coordonnées des points du volume source et \vec{X} vecteur des coordonnées du point d'observation.

Le calcul de la pression au point d'observation est effectué dans le domaine temporel. L'équation 5.7 est donc utilisée telle quelle. Le champ turbulent source considéré dans le calcul ignore la composante transversale (azimutale) de la vitesse :

$$\begin{cases} u_1(\vec{Y}, t) = U(x, y) + \hat{u}(x, y, t) \\ u_2(\vec{Y}, t) = V(x, y) + \hat{v}(x, y, t). \end{cases}$$

On utilise les vitesses moyennes U et V effectivement mesurées et l'estimation LSE des fluctuations des vitesses longitudinales et radiales. Le choix de l'approche temporelle, bien que coûteux en temps de calcul et en mémoire temporaire allouée, permet la prise en compte précise et simple des temps retardés : les contributions instantanées individuelles des points sources sont évaluées par interpolation temporelle linéaire puis intégrées sur le domaine. En réalité, le champ de pression n'est pas seulement calculé au seul point d'observation mais également en huit points périphériques supplémentaires. La connaissance du champ de pression instantanée sur ce maillage d'observation de neuf points permet de calculer les doubles dérivées spatiales par différences finies d'ordre deux à chaque pas de temps. La taille de la maille d'observation Δm est choisie égale à $D/6$ soit 8,3 mm. Ceci assure une finesse suffisante pour les dérivations puisqu'une période d'une oscillation à la longueur d'onde la plus courte $\lambda = 0,134$ m (correspondant à la fréquence d'étude la plus élevée de 2500 Hz) est définie complètement sur une quinzaine de points.

5.7.1 Calcul 2D

Dans cette première évaluation, on effectue un calcul bidimensionnel en ne prenant en compte que les vitesses estimées dans le plan de mesure (cf schéma du maillage en figure 5.37). On effectue une évaluation du bruit rayonné à plusieurs points répartis sur un arc de cercle centré sur la sortie du jet à la distance $|\vec{X}| = 50D$. L'exploration angulaire s'étend de $\theta = 10^\circ$ à 170° par pas de 10° .

Cette disposition est utile à l'étude de la directivité du rayonnement, étude des moyennes quadratiques de pression le long de l'arc de cercle. La comparaison de l'estimation du rayonnement avec des mesures réalisées dans la même configuration géométrique ne peut malheureusement pas être opérée. En effet, la faible puissance acoustique du jet rend très difficiles les mesures à des distances pouvant être qua-

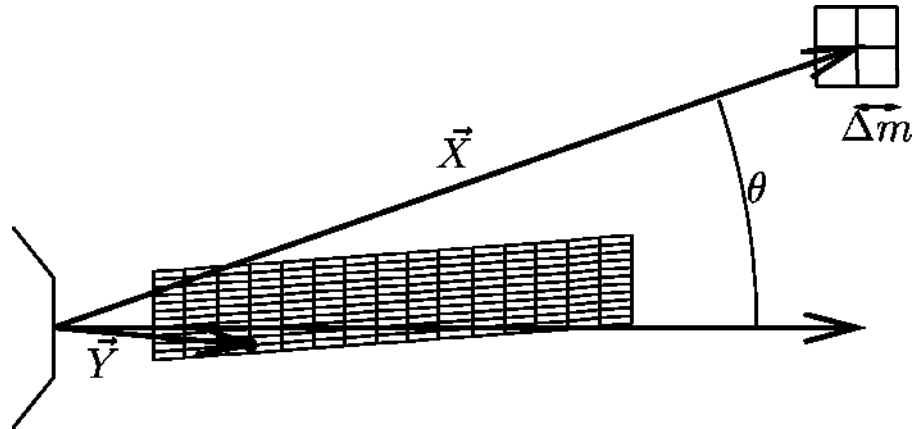


FIG. 5.37 – Schéma du maillage utilisé dans le calcul bidimensionnel.

lifiées de mesures en champ lointain. Cet équipement expérimental a été installé dans la chambre sourde du CEAT en plaçant le ventilateur à l'extérieur de ce local. Les mesures à $30D$ à l'aide d'un microphone 1/2 pouce n'ont pas donné de résultats satisfaisants dans la mesure où la pollution électromagnétique et sonore du ventilateur atteignait le même niveau que le bruit aérodynamique du jet. Ceci explique peut être pourquoi les études expérimentales similaires ne sont pas légion dans la littérature. Laufer et Yen [70] sont les seuls à notre connaissance à avoir réussi cette entreprise au prix d'expérimentations particulièrement soignées (mesures en chambre anéchoïque et utilisation d'un réseau d'air comprimé muni d'un silencieux).

Nous avons, donc pour pouvoir procéder à une validation de notre estimation du champ acoustique lointain, effectué une modélisation des directivités acoustiques des composantes du bruit de cisaillement et du bruit propre⁶. Cette modélisation, basée sur une simulation des champs aérodynamiques moyens de type $k - \epsilon$ est détaillée en annexe C.

⁶ Concepts déjà évoqués en section 2.2.2.a.

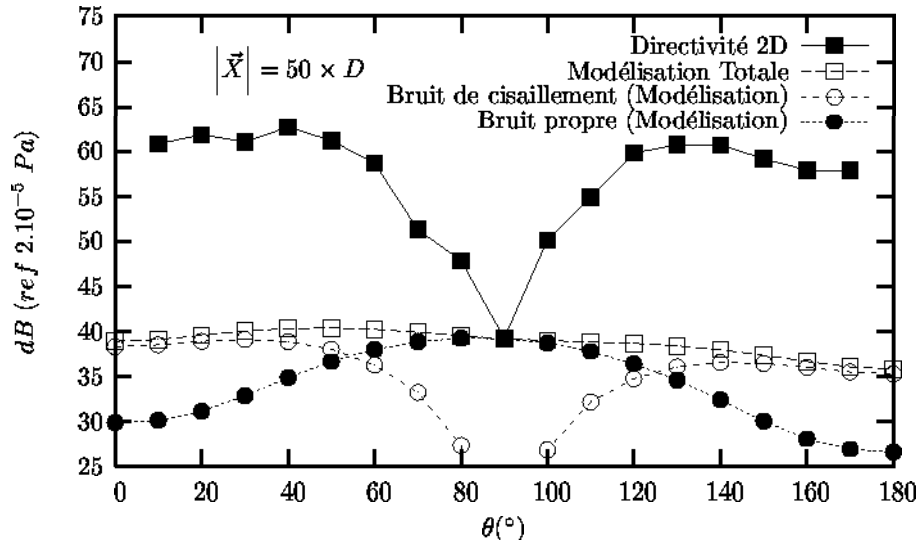


FIG. 5.38 – Directivité calculée en deux dimensions à $|\vec{X}| = 50D$.

Lors d'un calcul préliminaire, on a constaté que les spectres de pression obtenus possédaient des composantes à hautes fréquences largement surestimées. Le choix de la finesse du maillage au point d'observation est sans doute à mettre en cause, les doubles dérivées spatiales étant très sensibles aux perturbations de petites échelles. En effet en augmentant la taille de la maille Δm , ce phénomène est peu à peu atténué. Ceci revient à ignorer les composantes aux plus faibles échelles spatiales. Nous avons pourtant préféré opter pour un lissage spatial avant dérivation (Lele [72]) ce qui revient également à un filtrage passe-bas.

En définitive, la figure 5.38 présente la directivité obtenue par ce calcul de rayonnement 2D à $50D$. Le niveau de pression à l'angle de 30° est plus de 20 dB supérieur à celui tiré des mesures de Laufer et Yen [70] pour un jet à 18 m/s. Une comparaison avec le modèle statistique est effectuée (c.f. figure C.7, annexe C). Cette modélisation permet de quantifier la contribution du bruit de cisaillement et la contribution du bruit propre au rayonnement total (somme des deux contributions). L'allure de la directivité obtenue par le calcul 2D se rapproche de celle du bruit de cisaillement obtenue par la modélisation. Il faut cependant se garder de conclure que l'estimation LSE du champ de vitesse à partir de la pression en champ proche revient à "isoler" le phénomène du bruit de cisaillement. Ce résultat pourrait être confirmé en effectuant des études supplémentaires, en particulier : procéder à la mesure du champ de vitesse sur un domaine plus important de la zone de mélange et ainsi être en mesure d'adopter d'autres formulations de l'analogie de Lighthill.

5.7.2 Calcul 3D

Les résultats obtenus par le calcul 2D du rayonnement sont encourageants. Cependant les niveaux de pression sont trop importants. La nature bidimensionnelle de la zone source considérée est sans doute à l'origine de cette surestimation. La prise en compte de la contribution des autres points sources dans le volume turbulent pourrait faire chuter le niveau global de pression grâce à un "effet d'interférences" pour finalement aboutir à une estimation plus proche de la réalité. Hélas, nous ne connaissons pas les fluctuations de vitesses dans ce volume. Néanmoins, il est possible, sous l'hypothèse d'axisymétrie, d'utiliser la connaissance du champ source 2D dans un calcul tridimensionnel. Il suffit de faire effectuer une rotation du champ 2D autour de l'axe du jet et d'intégrer dans le volume ainsi défini dans un système de coordonnées cylindriques. Seuls sont pris en compte les points sources du champ 2D dont les coordonnées radiales sont positives. Le maillage du volume source obtenu de la sorte est illustré sur la figure 5.39 (36 azimuts espacés de 10°).

Ce calcul 3D reste sensiblement identique au calcul 2D dans le principe avec un nombre de points sources plus importants. La directivité obtenue par ce calcul est donnée en figure 5.40. On vérifie effectivement que les niveaux de pression sont plus faibles que dans le cas du calcul 2D et que le niveau estimé à 30° est proche de celui mesuré par Laufer et Yen [70]. L'allure de cette directivité est un peu plus bruitée mais se rapproche tout de même du modèle de la directivité du bruit de cisaillement.

Les niveaux de pression calculés étant plus "raisonnables", on peut comparer le spectre de pression calculé à $\theta = 30^\circ$ avec celui qui a été mesuré par Laufer et Yen (figure 5.41). Leurs formes sont assez semblables avec la présence d'une bosse qui domine au nombre de Strouhal de 0,5 dans notre estimation et 0,8 dans le cas de la mesure de Laufer et Yen. Cette différence de fréquence du maximum d'émission ne trouve pas de justification.

On constate finalement que malgré une couverture expérimentale trop faible de la zone de mélange, les calculs aéroacoustiques menés donnent des résultats relativement cohérents avec une modélisation bien connue et éprouvée et également avec un élément expérimental de conditions comparables. Ces calculs apportent donc une preuve supplémentaire de la pertinence des phénomènes physiques contenus dans l'estimation LSE du champ des vitesses.

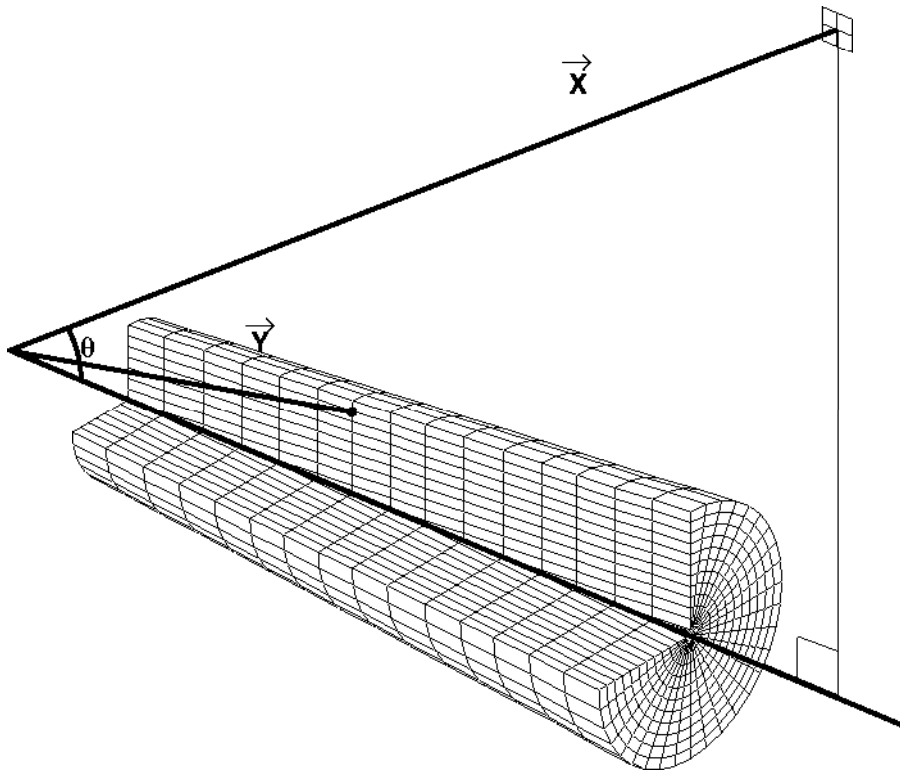


FIG. 5.39 – Schéma du maillage utilisé dans le calcul tridimensionnel.

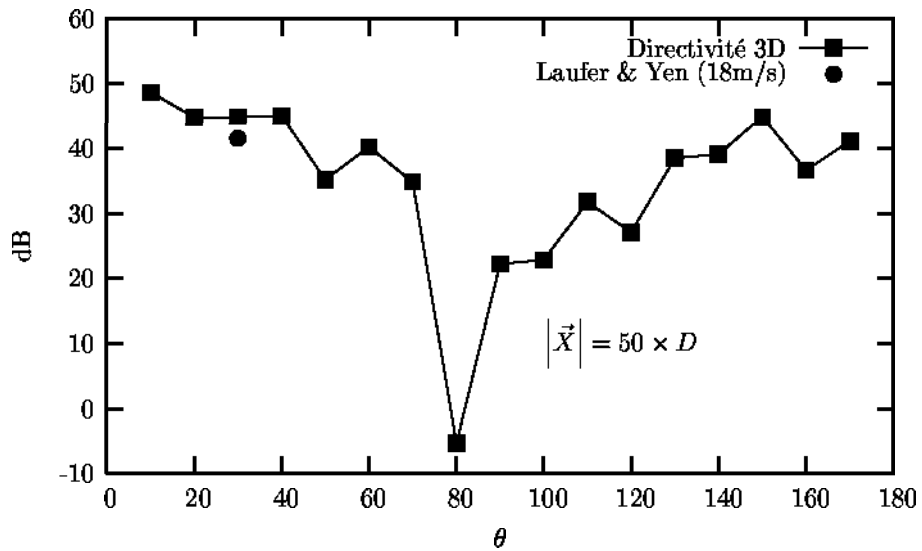


FIG. 5.40 – Directivité calculée en trois dimensions à $|\vec{X}| = 50D$.

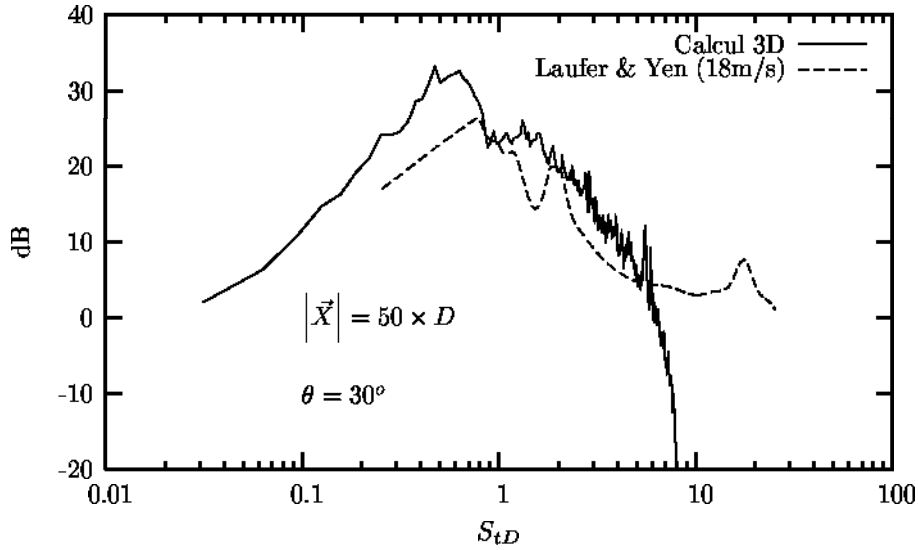


FIG. 5.41 – Spectre calculé en trois dimensions à $|\vec{X}| = 50D$ et à $\theta = 30^\circ$.

5.8 Conclusions

Par l'utilisation d'un peigne de seize microphones et d'un peigne de douze sondes anémométriques à fils chauds croisés, nous avons mesuré simultanément la distribution longitudinale de pression en champ proche du jet et les composantes longitudinales et verticales de vitesse dans une tranche de la couche de mélange.

L'application des techniques POD spectrale et spatiale au champ de pression proche de ce jet à basse vitesse a montré qu'il existait une similitude morphologique des modes obtenus avec ceux tirés des analyses POD des champs de pression proches des jets rapides et ceci malgré les différences des caractéristiques spatio-fréquentielles des champs de pression traités. La mesure du champ de pression proche du jet subsonique a permis de vérifier clairement que les phénomènes associés aux plus hautes fréquences se produisent aux positions longitudinales les plus amont tandis que les phénomènes associés aux plus basses fréquences sont trouvés à l'extrémité longitudinale aval. Cette distribution spatio-fréquentielle est mise en valeur par le premier vecteur propre de l'approche POD spectrale et se traduit par un allongement des longueurs d'ondes locales des premières fonctions propres de la POD spatiale en fonction de la position longitudinale. Une analyse plus poussée des modes POD a montré que la séparation entre la partie organisée et la partie désorganisée du champ de pression est possible en considérant respectivement la contribution des quatre premiers modes et son résidu (cumul de la contribution des modes supérieurs à quatre) en

ce qui concerne l'approche POD spectrale. Pour la POD spatiale, l'organisation du champ de pression est contenue dans les huit premiers modes ce qui démontre la moindre efficacité de cette approche. Bien que les fonctions propres soient obtenues directement dans l'espace physique, il y a donc un plus grand nombre de modes à interpréter. Cependant, l'inconvénient majeur de la POD spectrale réside dans l'obtention des fonctions propres dans l'espace de Fourier rendant leur interprétation difficile malgré l'artifice de la projection des fonctions propres sur une réalisation du champ de pression. Au demeurant, que l'on opte pour l'approche POD spectrale ou pour l'approche POD spatiale, l'interprétation physique des modes en terme d'organisation des structures turbulentes dans le jet passe nécessairement par la mise en relation du champ de pression avec le champ de vitesse.

Les expérimentations, telles qu'elles ont été effectuées, ne permettaient d'étudier la relation entre l'évolution spatio-temporelle du champ de pression et la dynamique du champ de vitesse dans une seule tranche de l'écoulement à la fois. L'utilisation de la technique LSE a permis d'estimer le champ bidimensionnel des vitesses longitudinales et radiales sur le domaine complet de mesure à partir seulement de la connaissance de la distribution longitudinale de pression. L'analyse des propriétés statistiques d'ordre deux du champ estimé a montré que le pourcentage de reconstruction pouvait atteindre au maximum 46% pour la vitesse quadratique moyenne longitudinale, 35% pour la vitesse quadratique moyenne radiale, 65% pour les tensions de Reynolds croisées moyennes et respectivement 12,3%, 14,1% et 24,1% au plus près de l'axe de la couche de mélange qui n'est donc pas le lieu des reconstructions maximales. Les tensions de Reynolds faisant intervenir la composante verticale de la vitesse sont globalement mieux estimées. La vitesse de convection des structures associées à l'estimation du champ de vitesse le long de l'axe de la couche de mélange a été trouvée quasiment identique à celle que l'on peut tirer du champ de pression et est conforme à ce qui est attendu ($U_c \approx 0,6U_j$). Des estimations instantanées de champs de vitesse dans une tranche de l'écoulement ont été comparées aux champs de vitesse effectivement mesurés. La qualité des reconstructions des structures aux grandes échelles a été soulignée, la LSE ainsi mise en oeuvre agissant comme un "filtre à structures". Les estimations instantanées du champ bidimensionnel de vitesse ont fait apparaître des structures tourbillonnaires alignées sur l'axe de la couche de mélange. Les positions longitudinales des centres tourbillonnaires coïncident avec les minima de la distribution longitudinale de pression tandis que les zones inter-structures coïncident avec les maximas de pression. La taille moyenne

des structures augmente avec la position longitudinale.

Grâce à ce modèle tourbillonnaire, les vecteurs propres de la POD spatiale ont pu être interprétés en terme d'organisation de l'estimation de structures dans l'écoulement. L'augmentation de la longueur d'onde locale des vecteurs propres en fonction de la position longitudinale se traduit par une augmentation de la taille des structures le long de l'axe de la couche de mélange. Plus l'ordre du mode est élevé, plus le vecteur propre comporte d'oscillations, plus il y a de structures dans le champ estimé. D'une manière générale, il n'est pas possible d'établir une relation entre l'ordre du mode et la taille des structures observées. L'interprétation des modes de la POD spectrale n'a pu être accomplie que par l'utilisation des reconstructions instantanées d'une réalisation du champ de pression. Il est montré que la contribution des quatre premiers modes cumulés représente l'organisation principale du champ estimé tandis que le résidu de cette contribution correspond à un champ de vitesse peu organisé dont les fluctuations sont de faible intensité.

Enfin, une évaluation du rayonnement acoustique du champ de vitesse estimé a été effectuée. L'estimation des vitesses a été réalisée à partir des réalisations de pression qui ont été mesurées. Les résultats sont en accord avec un modèle de rayonnement et les mesures de Laufer et Yen (figure 5.41).

Chapitre 6

Conclusions générales et perspectives

L'objectif de ce travail était d'étudier la possibilité d'identifier, par l'analyse des fluctuations de pression en champ proche, les principales sources à l'origine de bruit généré par les jets turbulents. On présente dans ce dernier chapitre les conclusions générales du travail expérimental entrepris puis on dresse le tableau des perspectives qu'offrent l'approche abordée.

6.1 Conclusions

Nous avons rappelé les fondements théoriques de l'aéroacoustique que constitue l'analogie de Lighthill et décrit les mécanismes de production de bruit par les écoulements turbulents libres que sont les jets. La formulation mathématique de l'analogie de Lighthill, qui est une reformulation exacte des équations de Navier-Stokes, exprime la pression acoustique générée par un jet comme l'intégrale dans le volume fluide des corrélations spatio-temporelles des grandeurs aérodynamiques, et en particulier des vitesses turbulentes. Il a été souligné que devant les difficultés expérimentales d'obtention de ces quantités dans des configurations industrielles (en particulier pour des jets très rapides à haute température), on avait recours à une modélisation semi-empirique des phénomènes aérodynamiques. Cette approche simplifiée du problème conduit bien souvent à une compréhension limitée des mécanismes physiques à l'origine de la production de produit. Parmi ces derniers, le rôle joué par les mouvements fluides organisés sur de grandes échelles

(appelés structures cohérentes) n'est pas clairement établi. Nous avons exposé les définitions de ces grosses structures les plus couramment rencontrées dans le domaine de la turbulence et fait le point sur les connaissances de leur relation avec le bruit rayonné. Nous nous sommes, par ailleurs, intéressé au champ de pression interne à un écoulement et au champ de pression à ses abords immédiats au travers des principaux éléments bibliographiques. Nous avons tenté de définir plus clairement les notions de champ de pression proche et de champ de pression lointain suivant les points de vue des hydrodynamiciens et des acousticiens. Il apparaît que le champ de pression hydrodynamique proche d'un écoulement est localement représentatif des événements aérodynamiques aux grandes échelles qui se produisent dans la couche de mélange de l'écoulement. Cette quantité, que l'on peut mesurer grâce à des moyens métrologiques simples à mettre en oeuvre, peut donc être utilisée afin de caractériser la dynamique des grosses structures et préciser leur rôle dans le processus de génération de bruit. La nécessité de développer ce type de technique expérimentale non intrusive se fait d'autant plus ressentir que les diverses techniques de caractérisation des sources acoustiques requièrent en général la mise en place de moyens expérimentaux lourds ou font appel à des hypothèses contraignantes.

Nous avons ensuite présenté les deux méthodes d'analyse des champs aléatoires qui ont été appliquées au cours de ce travail. Ces deux méthodes sont utiles à l'extraction des structures cohérentes dans les écoulements turbulents et sont dans la plupart des applications orientées vers l'analyse du champ de vitesse. La première, introduite dans le domaine de la turbulence par Lumley [84], est la décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD) qui définit intrinsèquement une base de fonctions propres mutuellement non corrélées obtenues à partir du tenseur des corrélations en deux points. Lumley a montré que la prise en compte trois ou quatre modes seulement suffisaient à restituer l'organisation principale du champ analysé. En adjoignant à la POD des théories complémentaires, elle peut s'avérer être une méthode d'extraction des structures cohérentes et d'analyse de leur dynamique au sein d'un écoulement. La seconde, introduite par Adrian [1], est l'estimation stochastique linéaire (LSE) qui fait partie de la classe des méthodes de moyennage conditionnel. Elle consiste à détecter et caractériser des structures conditionnelles à partir également des corrélations en deux points. Elle définit une structure comme une réponse à un état localisé du champ et détecte d'autres structures du même type. Le principal avantage de cette méthode est de pouvoir prélever l'information conditionnelle seulement en quelques points afin d'estimer le champ aux grandes

échelles sur la totalité de l'espace. Il est alors envisageable d'appliquer ces méthodes d'extraction du champ cohérent à des mesures de champ de pression proche de jets. Nous exposons alors les résultats obtenus par Arndt *et al.* [4], les seuls travaux menés dans ce cadre qui confirment l'intérêt apporté par la POD à l'analyse du champ de pression proche d'un jet afin d'extraire le comportement associé à la dynamique des structures cohérentes, travaux qui souffrent cependant du manque de preuves irréfutables.

Le laboratoire est doté d'une installation exceptionnelle, appelée banc MARTEL, qui permet de reproduire de façon assez fidèle l'ambiance acoustique des propulseurs des lanceurs spatiaux. C'est précisément sur de tels jets que se posent les plus grandes difficultés de mesure des grandeurs aérodynamiques internes. Rappelons que la connaissance de ces grandeurs est nécessaire à la compréhension des processus de génération de bruit. Nous avons ainsi entrepris de tester la technique non intrusive de la mesure de pression en champ proche de jets rapides afin de caractériser le rôle des grosses structures en suivant le concept développé par les initiateurs de la méthode (Arndt *et al.* [4]). Nous avons choisi d'appliquer cette méthode à deux jets de nombres de Mach pleinement détendu différents : un jet transonique à $M_j = 0,95$ et un jet supersonique à $M_j = 1,5$ issus d'une tuyère convergente de diamètre $D = 4$ cm. Le choix de deux jets de caractéristiques d'éjection différentes permet d'étudier le comportement de la méthode POD en présence de bruit de mélange en régime transonique et supersonique mais également en présence du bruit de choc en régime supersonique (l'influence du bruit de bouclage n'a pas été considérée).

Nous avons utilisé un peigne de douze microphones linéairement espacés de 6 cm placé parallèlement à l'axe des jets à une distance radiale de 0,2 m. Nous avons mesuré le champ de pression proche à trois positions longitudinales distinctes. Cette disposition spatiale des microphones est plus simple que celle adoptée par [4] qui utilisaient quatre peignes de huit microphones disposés sur quatre azimuts et s'intéressaient à un jet à une vitesse beaucoup plus faible ($M_j = 0,07$). Dans notre cas, le traitement POD associé au champ de pression est alors plus simple et conduit à moins d'informations. Deux approches relativement différentes de la POD ont été appliquées. L'une possède pour noyau le tenseur des interspectres de pression et est appelée POD spectrale, et l'autre qui possède le tenseur des corrélations spatiales de pression pour noyau est appelée POD spatiale.

Malgré les différences expérimentales, les comportements des deux premiers modes POD, modes prépondérants qui à eux seuls captent l'essentiel de l'organisation spa-

tiale et spectrale du champ analysé, sont similaires à ceux observés dans l'étude menée par Arndt *et al.* [4]. Le premier mode traduit l'organisation spatiale des échelles spectrales les plus faibles qui sont les plus énergétiques tandis que le deuxième mode, moins énergétique, localise spatialement les échelles spectrales plus élevées contenues dans le champ spectral analysé. C'est le cas, en particulier, du bruit de choc qui "parasite" quelque peu les informations que l'on veut extraire. En définitive, si la faisabilité de cette méthode POD ne semble pas poser de problème de principe, l'interprétation des résultats obtenus reste encore délicate. En effet, tout comme Arndt *et al.* [4] nous n'avons pas pu dégager d'informations pertinentes tant qualitatives que quantitatives sur les structures turbulentes et les sources acoustiques.

Les expérimentations réalisées au banc MARTEL sur des jets rapides n'ont donc pas permis de donner une interprétation physique des modes POD des champs de pression proche de ces jets en terme d'organisation turbulente interne. Nous avons alors entrepris d'appliquer la technique POD au champ de pression proche d'un jet rond à faible vitesse d'éjection ($M_j = 0,05$). Outre le fait que les caractéristiques aérodynamiques de ce jet se rapprochent de celles de l'étude menée par Arndt *et al.* [4], étude de référence instigatrice de ce travail, l'accès à l'organisation du champ de vitesse au sein de cet écoulement ne présente pas de grandes difficultés expérimentales contrairement au cas des jets rapides générés par le banc MARTEL.

Nous avons mesuré simultanément la distribution longitudinale de pression proche du jet et deux composantes de vitesse dans une tranche de la couche de mélange de ce jet. Nous avons utilisé par cela un peigne de seize microphones et un peigne de douze sondes de fils chauds croisés (technique anémométrique bien maîtrisée au laboratoire). La vitesse de sortie du jet a été choisie faible afin de minimiser les perturbations acoustiques générées par la présence de sondes anémométriques dans l'écoulement. Par rapport à ce qu'offre le banc MARTEL, ce type d'expérimentations présente l'avantage de permettre des essais de longues durées et peu coûteux. L'espacement entre microphones était plus faible que dans le cas des mesures sur les jets rapides (16 mm contre 60 mm) et l'antenne de microphones fut placée au plus près de la zone turbulente afin d'assurer la non contamination par les bruits environnant. Les résultats expérimentaux ont indiqué que l'influence du peigne de sondes de fils chauds dans l'écoulement sur les signaux de pression pouvait être corrigée simplement. En revanche, les signaux de vitesse furent sensiblement perturbés aux plus hautes fréquences par la présence du peigne de microphone surtout aux positions les plus en amont du domaine de mesure. Ce problème n'a pas été considéré

comme pénalisant puisque les propriétés liées à la dynamique des grosses structures de l'écoulement étaient bien conservées mais également parce que seules les corrélations spatiales pressions-vitesses ont été utilisées dans cette étude. Le choix d'un jet à basse vitesse et la disposition spatiale des microphones (espacement entre microphones plus faible et antenne plus proche du jet) ont fait que le champ de pression ainsi mesuré était de nature différente de celles des champs de pression mesurés proches des jets rapides. En effet, nous avons plutôt mesuré des fluctuations de pression hydrodynamique que des fluctuations de pression acoustique qui contenaient de plus les composantes du bruit de choc et du bruit de bouclage dans le cas du jet supersonique.

Malgré des différences des caractéristiques spatio-fréquentielles des champs de pression traités, il existe une similitude morphologique des modes obtenus avec ceux tirés des analyses POD des champs de pression proches des jets rapides mais également avec ceux obtenus par Arndt *et al.* [4]. Les principales caractéristiques des modes POD du champ de pression proche du jet subsonique peuvent être résumées comme suit :

- Le premier vecteur propre de l'approche POD spectrale permet de distinguer clairement les caractéristiques de la distribution spatio-fréquentielle du champ de pression : les phénomènes associés aux plus hautes fréquences se produisent aux positions longitudinales les plus amont tandis que les phénomènes associés aux plus basses fréquences sont trouvés à l'extrémité longitudinale aval.
- La distribution spatio-fréquentielle du champ de pression se traduit par un allongement des longueurs d'ondes locales des premières fonctions propres de la POD spatiale en fonction de la position longitudinale.
- Pour l'approche POD spectrale, la séparation entre la partie organisée et la partie désorganisée du champ de pression est possible en considérant respectivement la contribution des quatre premiers modes et son résidu (cumul de la contribution des modes supérieurs à quatre).
- L'inconvénient majeur de la POD spectrale est qu'elle fournit des fonctions propres dans l'espace de Fourier rendant leur interprétation difficile malgré l'artifice de la projection des fonctions propres sur une réalisation du champ de pression.
- Pour l'approche POD spatiale, l'organisation du champ de pression est contenue dans les huit premiers modes ce qui démontre la moindre efficacité de

cette approche. Il y a donc un plus grand nombre de modes à interpréter. Cependant, l'avantage de cette approche est qu'elle fournit des fonctions propres directement dans l'espace physique.

Afin de donner une interprétation physique des modes POD en terme d'organisation des structures turbulentes dans le jet, nous avons utilisé la technique LSE ce qui a permis d'estimer le champ bidimensionnel des vitesses longitudinales et radiales sur le domaine complet de mesure à partir seulement de la connaissance de la distribution longitudinale de pression. Les caractéristiques principales du champ de vitesse estimé de la sorte sont les suivantes :

- Le pourcentage de reconstruction énergétique peut atteindre sur le domaine considéré au maximum 46% pour la vitesse quadratique moyenne longitudinale, 35% pour la vitesse quadratique moyenne radiale , 65% pour les tensions de Reynolds croisées moyennes.
- L'axe de la couche de mélange n'est pas le lieu des reconstructions énergétiques maximales et le pourcentage de reconstruction y est au mieux de 12,3% pour la vitesse quadratique moyenne longitudinale, 14,1% pour la vitesse quadratique moyenne radiale, 24,1% pour les tensions de Reynolds croisées moyennes.
- La vitesse de convection des structures est conforme à ce que l'on trouve dans la littérature ($U_c \approx 0,6U_j$).
- La technique LSE ainsi mise en oeuvre agit comme un filtre à structures : l'organisation spatio-temporelle des structures aux grandes échelles est conservée.
- Les structures tourbillonnaires sont alignées sur l'axe de la couche de mélange. Les positions longitudinales des centres tourbillonnaires coïncident avec les minima de la distribution longitudinale de pression tandis que les zones inter-structures coïncident avec les maxima de pression. La taille moyenne des structures augmente avec la position longitudinale.

Grâce à ce modèle tourbillonnaire, les vecteurs propres des approches POD ont pu être interprétés en terme d'organisation de l'estimation de structures dans l'écoulement :

- Pour l'approche POD spatiale, l'augmentation de la longueur d'onde locale des vecteurs propres en fonction de la position longitudinale se traduit par une augmentation de la taille des structures le long de l'axe de la couche de mélange. Plus l'ordre du mode est élevé, plus le vecteur propre comporte

d'oscillations, plus il y a de structures dans le champ estimé. D'une manière générale, il n'est pas possible d'établir une relation entre l'ordre du mode et la taille des structures observées.

- La contribution des quatre premiers modes cumulés de la POD spectrale représente l'organisation principale du champ estimé tandis que le résidu de cette contribution correspond à un champ de vitesse peu organisé dont les fluctuations sont de faible intensité.

Enfin, une évaluation du rayonnement acoustique du champ de vitesse estimé a été effectuée. L'estimation des vitesses a été réalisée à partir des réalisations de pression qui ont été mesurées. Les résultats sont en accord avec un modèle de rayonnement et les mesures de Laufer et Yen.

Finalement la méthode développée au cours de ce travail est très prometteuse et demande à être poursuivie.

6.2 Perspectives

Les problèmes et les limitations rencontrés au cours des expériences que nous avons menées nous conduisent à proposer quelques améliorations à apporter à la méthode :

- Il semble indispensable d'adopter une disposition longitudinale et azimutale des microphones dans le champ proche à la manière de Arndt *et al.* [4] pour les analyses POD.
- Pour une configuration de jet donnée, il est préférable au préalable de tout traitement d'effectuer une exploration spatiale et spectrale du champ proche afin de déterminer l'angle d'expansion du jet.
- Compte tenu de la distribution spatio-fréquentielle des champs de pression, la disposition longitudinale des microphones doit suivre une loi géométrique.
- Toute évaluation du rayonnement acoustique de la reconstruction du champ de vitesse doit s'accompagner de mesures du rayonnement en champ lointain.
- Il serait intéressant d'étudier l'effet de la prise en compte d'autres conditions dans l'approche LSE, comme par exemple les maxima des corrélations pression-vitesses.
- Il serait intéressant d'étudier l'influence de la position et du nombre de microphone de référence pour l'estimation.

- Par ailleurs, des simulations numériques peuvent aider aux études paramétriques de la détermination de la position optimale des microphones pour les approches LSE et POD.
- Puisque les méthodes POD et LSE n'utilisent que des corrélations en deux points, on peut n'utiliser qu'un seul microphone et effectuer une mesure de vitesse par des techniques à faible base de temps (à taux de répétition faible) comme la PIV ou la LDV. Ce type d'approche expérimentale simplifierait le problème lié aux jets rapides et chauds tels que ceux que peut générer le banc MARTEL.

Les développements de la méthode les plus intéressants pourraient s'articuler autour des thèmes suivants :

- Effectuer une modélisation analytique des corrélations spatiales pression-pression et pression-vitesses, afin de ne prélever les informations qu'en un nombre limité de points et restituer le champ de vitesse dans un domaine fin et étendu.
- Développer et étudier le système dynamique de l'estimation du champ de vitesse.
- Étudier les possibilités du contrôle actif des mouvements cohérents offertes par la simplicité de l'opérateur LSE (utilisation des simples corrélations spatiales, estimation basée sur une opération matricielle) qui permet a priori d'obtenir les informations en temps réel.

Annexe A

Figures relatives au chapitre 4 :

“Mesures acoustiques réalisées au banc MARTEL”

On présente dans cette annexe les quatre premiers vecteurs propres de l'approche POD spectrale appliquée aux champs de pression mesurés en zone proche des jets rapides ($M_j = 0,95$ et $M_j = 1,5$) générés au banc MARTEL. Ces figures sont des vues en trois dimensions des vecteurs propres étudiés en section 4.4.1.e. Elles sont fournies pour toutes les positions de l'antenne de microphones et ont pour but de présenter la morphologie des vecteurs propres pour les différents cas.

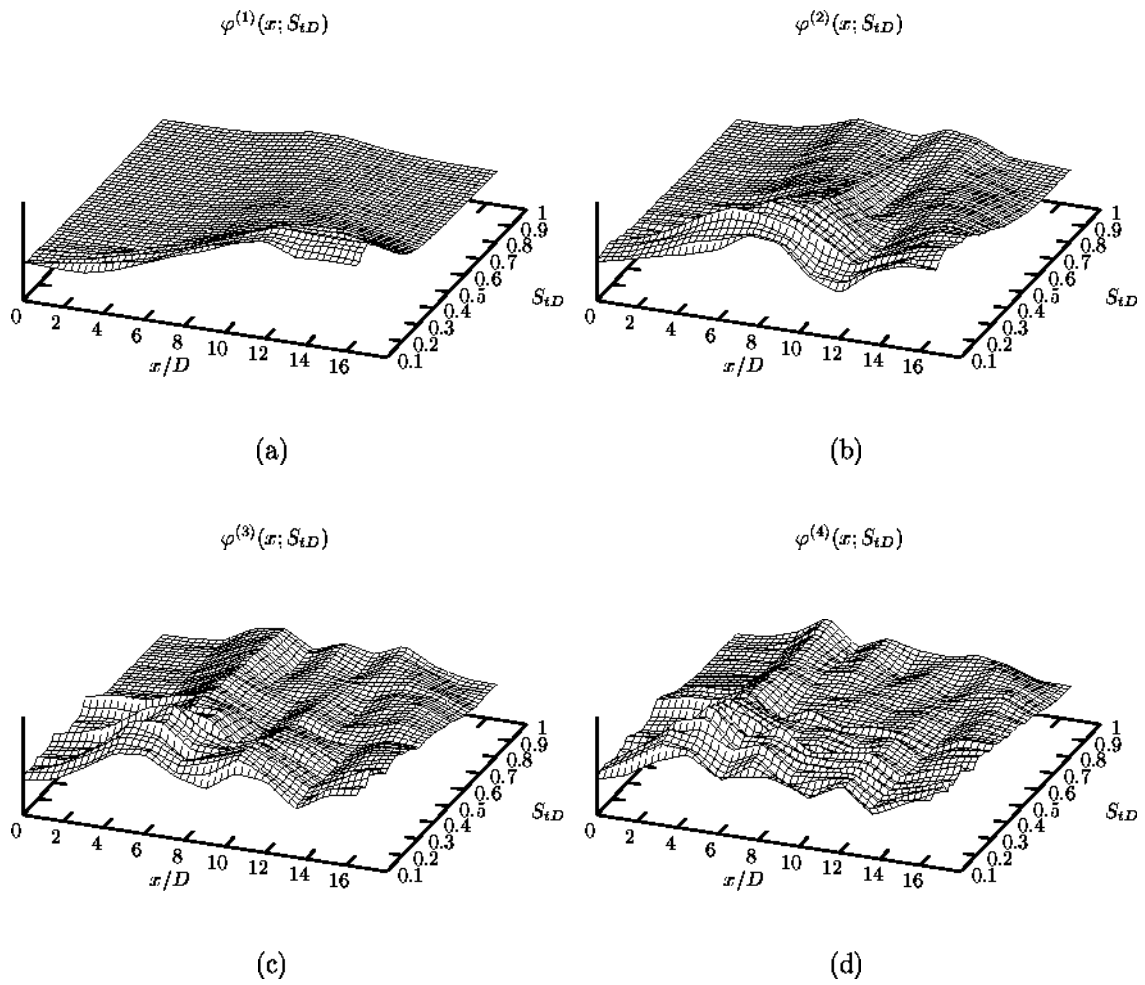


FIG. A.1 – Vecteurs propres des quatre premiers modes; Position Haute; $M_j = 0,95$.

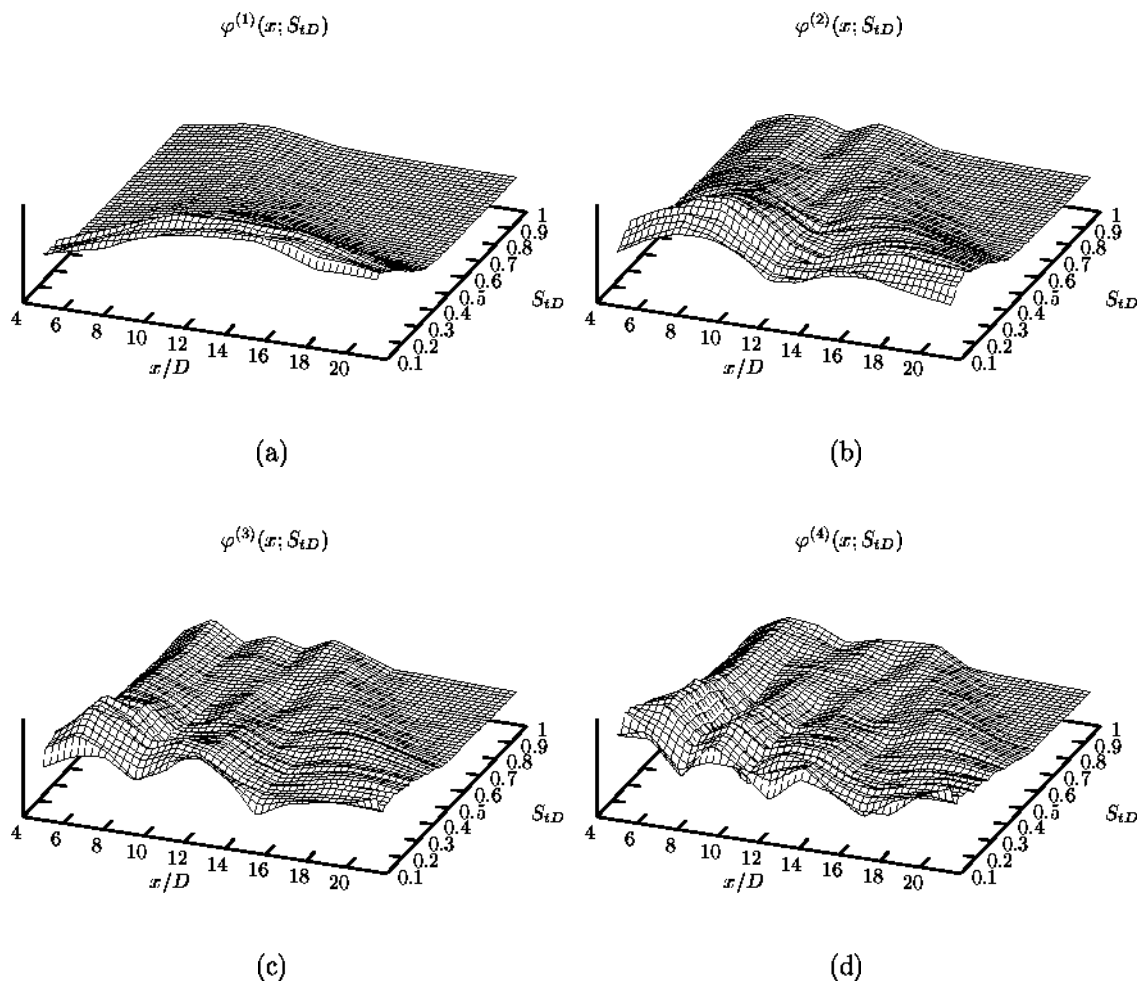


FIG. A.2 – Vecteurs propres des quatre premiers modes; Position Intermédiaire; $M_j = 0,95$.

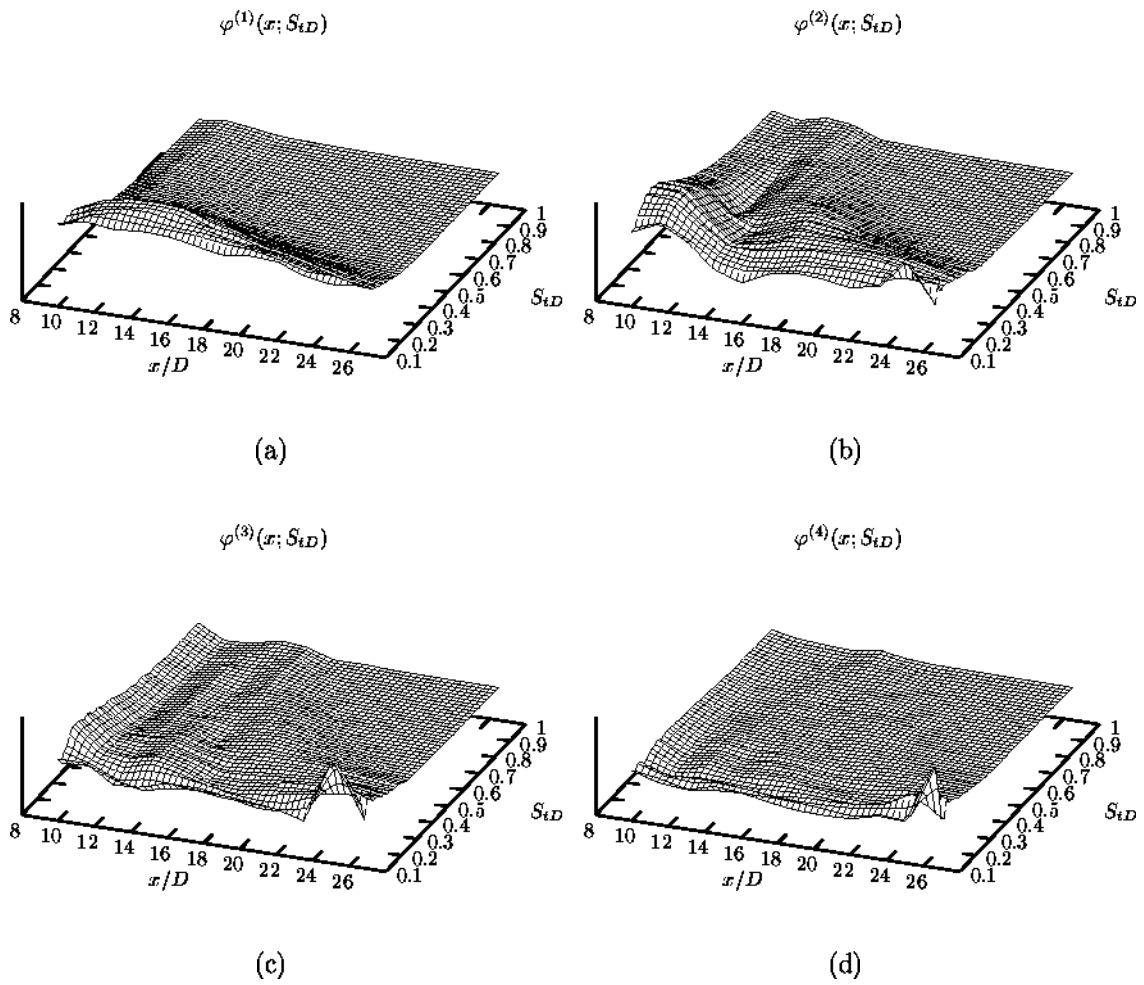


FIG. A.3 – Vecteurs propres des quatre premiers modes; Position Basse; $M_j = 0,95$.

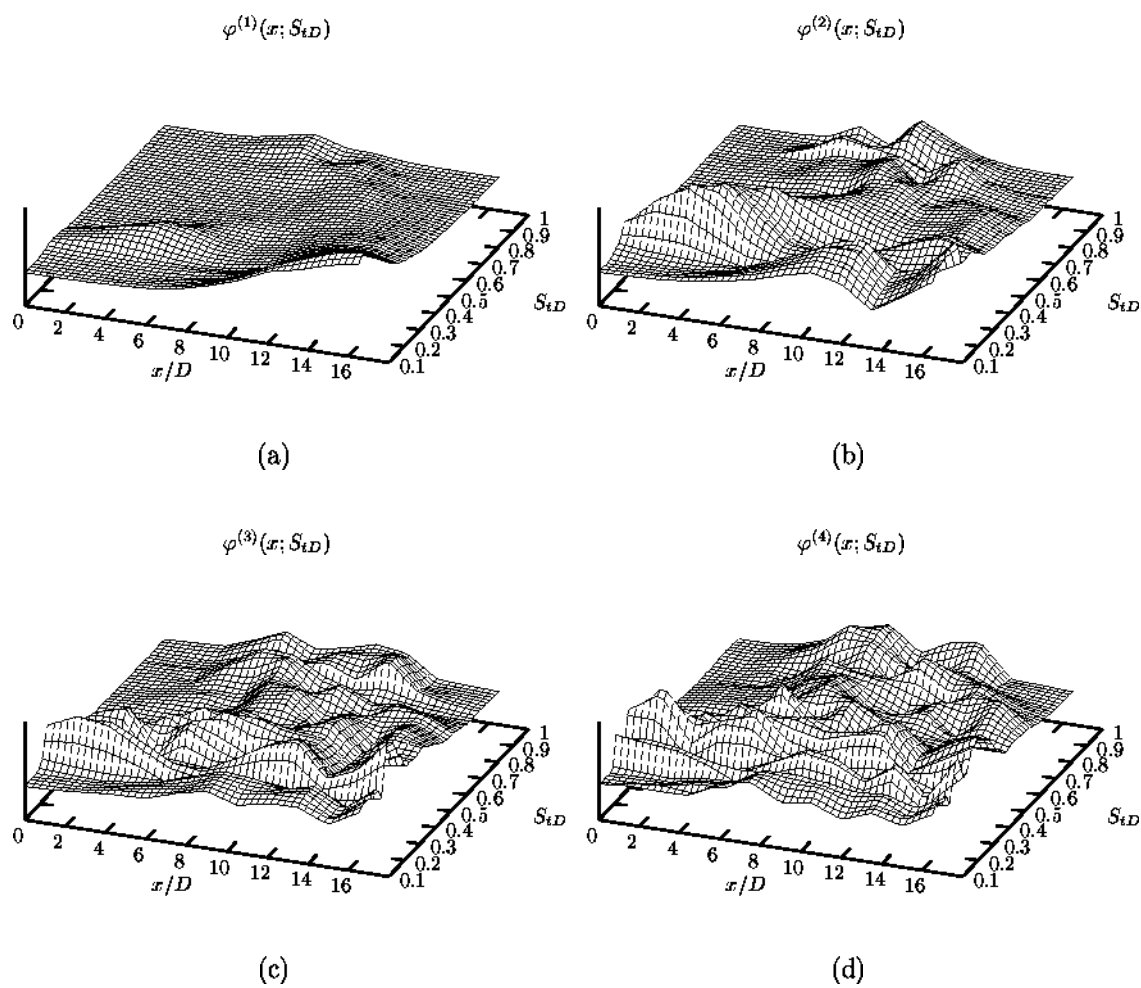


FIG. A.4 – Vecteurs propres des quatre premiers modes; Position Haute; $M_j = 1,5$.

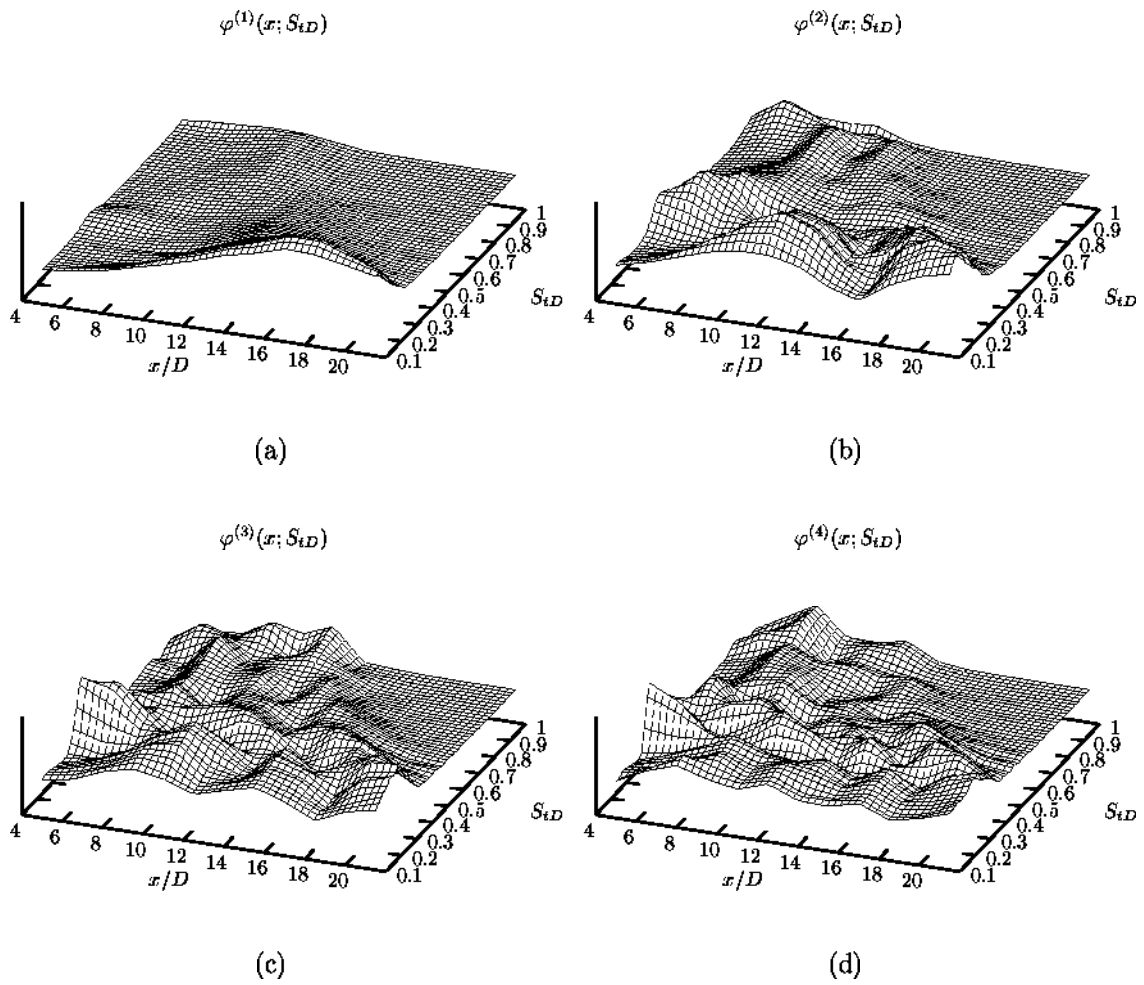


FIG. A.5 – Vecteurs propres des quatre premiers modes; Position Intermédiaire; $M_j = 1,5$.

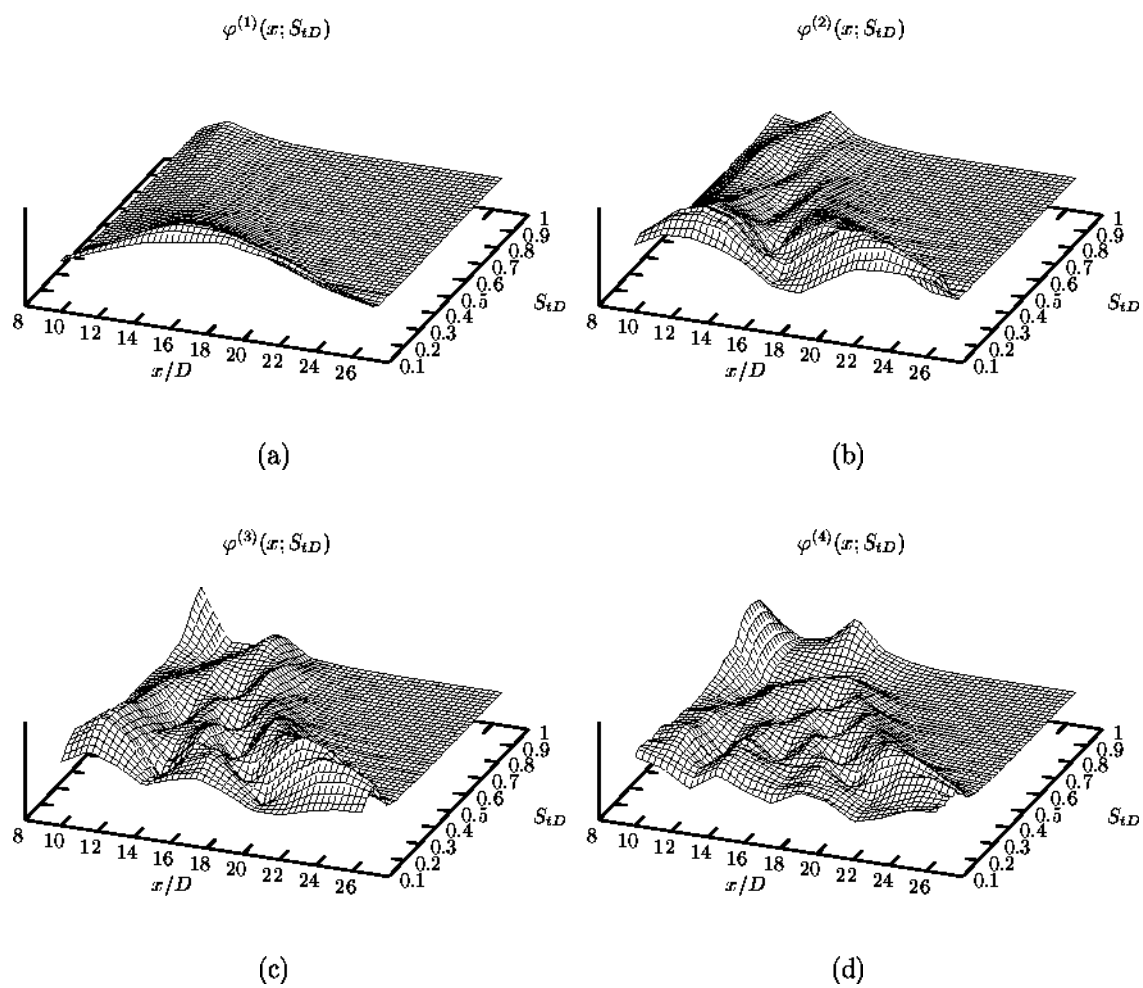


FIG. A.6 – Vecteurs propres des quatre premiers modes; Position Basse; $M_j = 1,5$.

Annexe B

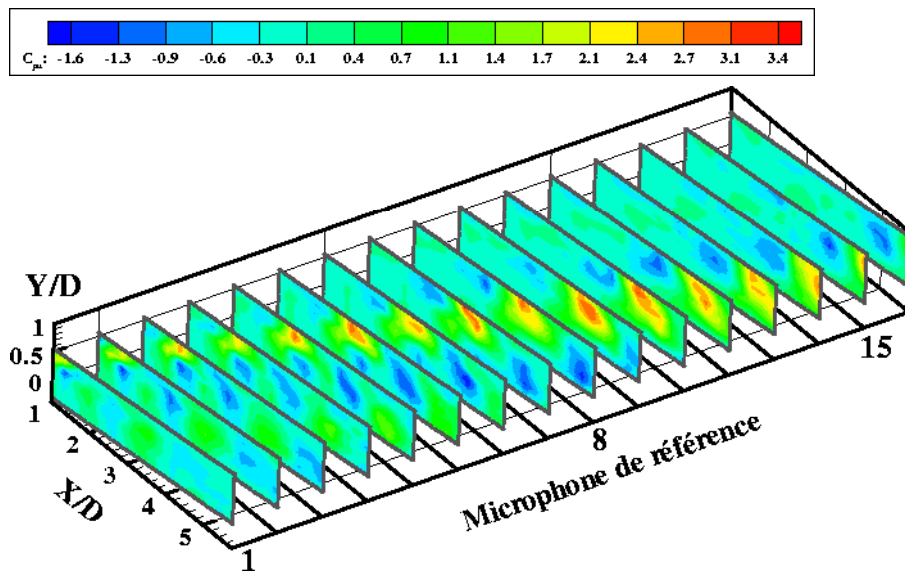
Figures relatives au chapitre 5 :

*“Etude expérimentale d’un jet
subsonique”*

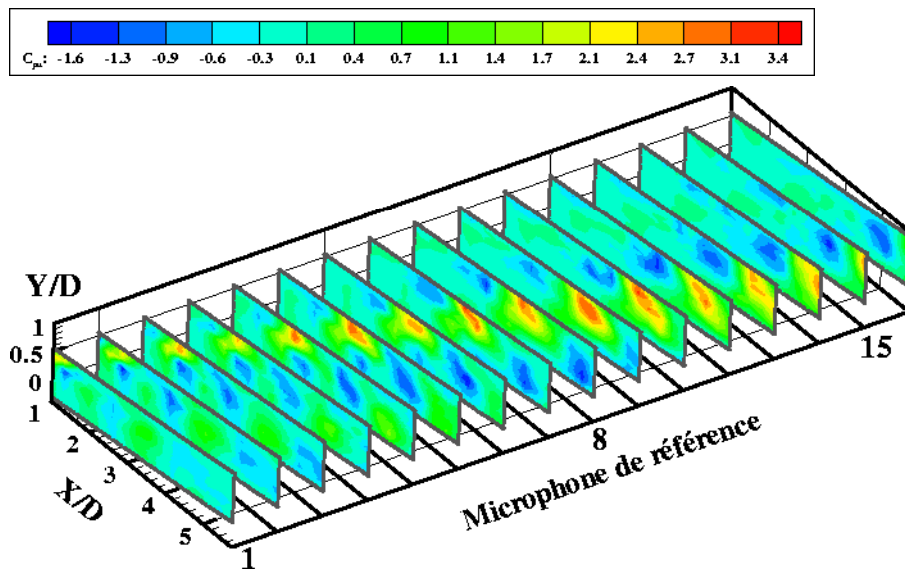
Cette annexe contient trois planches de figures relatives au chapitre 5.

B.1 Effet de la correction de la valeur quadratique moyenne de la pression sur les corrélations pression-vitesses

Il a été constaté à l’occasion des mesures de pression proches du jet subsonique (section 5.4.1) que le déplacement du peigne dans l’écoulement provoquait une modification de la distribution quadratique de pression et que cet effet indésirable pouvait être corrigé simplement (équation 5.3). La conséquence de cette correction de la valeur quadratique moyenne de la pression sur les corrélations pression-vitesses peut être observée sur les figures B.1 et B.2.



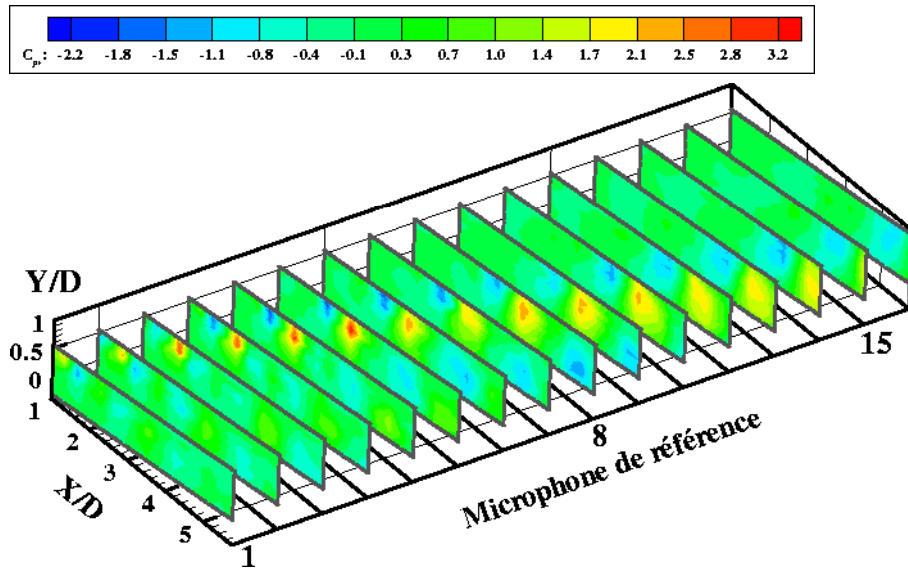
(a) Corrélations spatiales brutes.



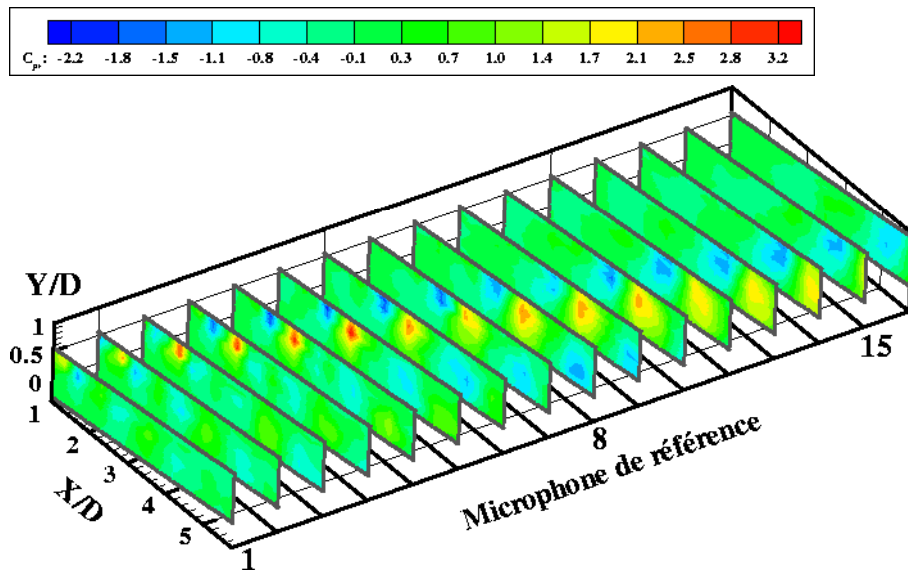
(b) Corrélations spatiales corrigées.

FIG. B.1 – Effet de la correction de la valeur quadratique moyenne de la pression sur les corrélations spatiales pression-vitesse longitudinale. Les positions sont données en mm et les niveaux de corrélations sont en $\text{Pa} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$.

B.1 Effet de la correction de la valeur quadratique moyenne de la pression sur les corrélations pression-



(a) Corrélations spatiales brutes.



(b) Corrélations spatiales corrigées.

FIG. B.2 – Effet de la correction de la valeur quadratique moyenne de la pression sur les corrélations spatiales pression-vitesse radiale. Les positions sont données en mm et les niveaux de corrélations sont en $\text{Pa} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$.

B.2 POD spectrale

On fournit ici les figures en trois dimensions des quatre premiers vecteurs propres de l'approche POD spectrale appliquée au champ de pression proche du jet subsonique afin d'observer leur morphologie d'une manière complémentaire à celle adoptée en section 5.5.1.a.

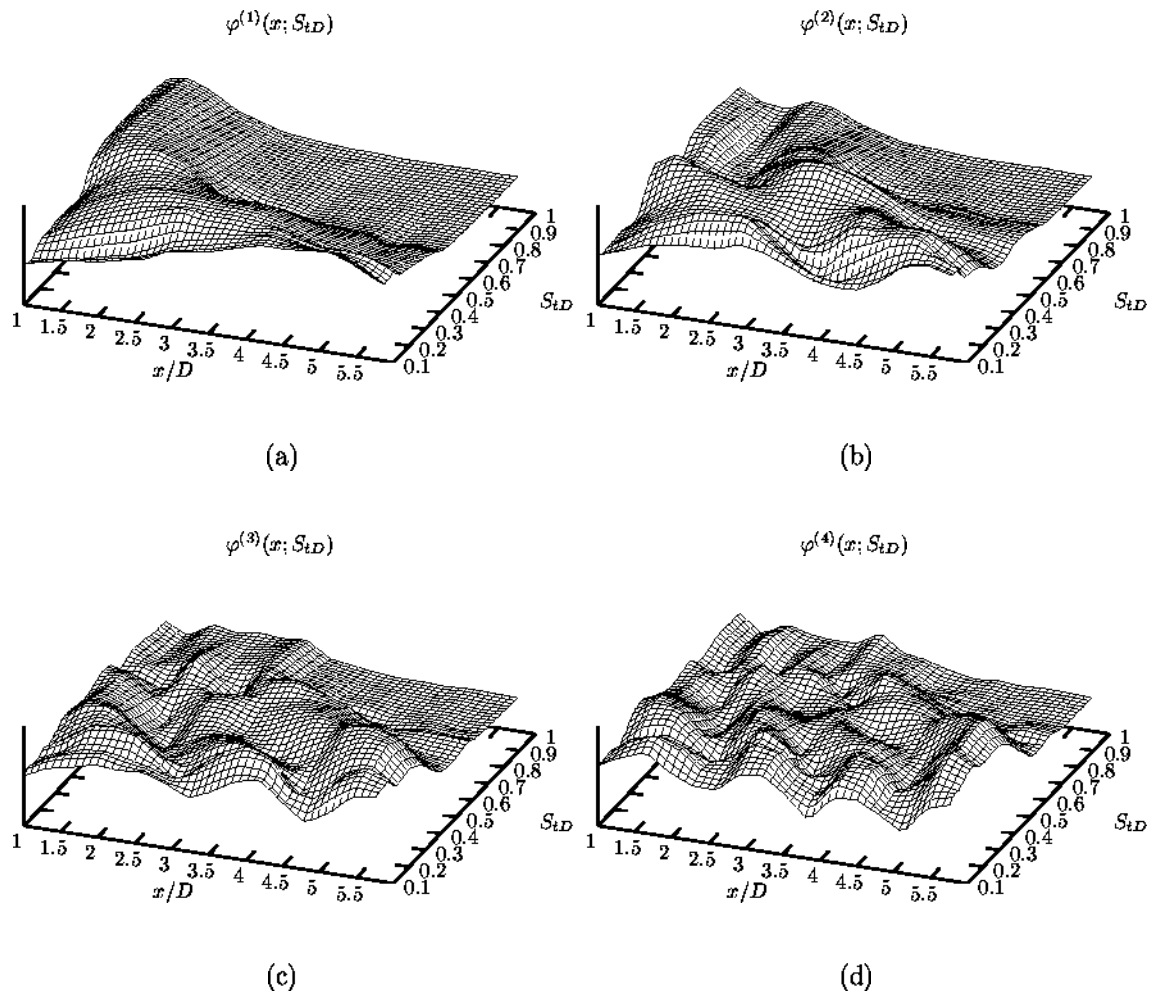


FIG. B.3 – Vecteurs propres des quatres premiers modes de la POD spectrale; Jet subsonique.

Annexe C

Modélisation statistique du rayonnement acoustique du jet subsonique

Il n'a pas été possible au cours de ce travail d'obtenir expérimentalement les caractéristiques du rayonnement acoustique en champ lointain générées par le jet subsonique qui sert de base expérimentale à l'étude exposée au chapitre 5. Nous proposons dans cette annexe d'utiliser une modélisation du rayonnement acoustique basée sur une simulation numérique des grandeurs aérodynamiques moyennes, le modèle $k - \epsilon$.

C.1 Modèle $k - \epsilon$

Le modèle $k - \epsilon$ est basé sur la résolution de deux équations de transport, celle de l'énergie cinétique turbulente k et celle de la dissipation turbulente ϵ . Ces équations proviennent des équations de Navier-Stokes moyennées en appliquant la décomposition de Reynolds en utilisant une relation de fermeture basée sur le concept de viscosité turbulente. Il ne s'agit pas d'exposer ici les détails théorique de ce modèle, nous nous sommes contenté d'utiliser un logiciel industriel: FLUENT. Le lecteur est invité à consulter l'ouvrage de Candel [27] pour obtenir des informations détaillées sur ce modèle.

L'écoulement étudié présente une symétrie de révolution autour de l'axe principal y_1 . On peut alors limiter la simulation à un demi-espace bidimensionnel. Nous avons

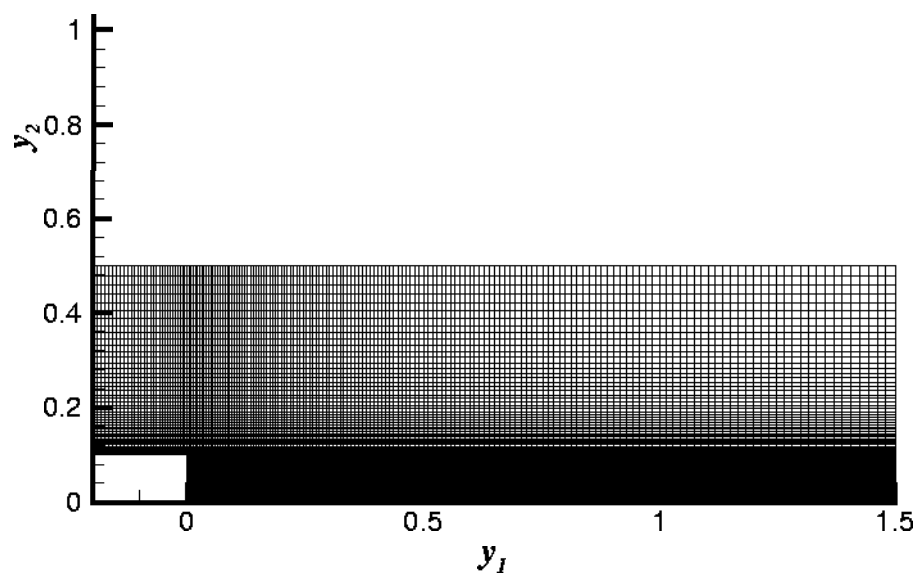


FIG. C.1 – Maillage du domaine.

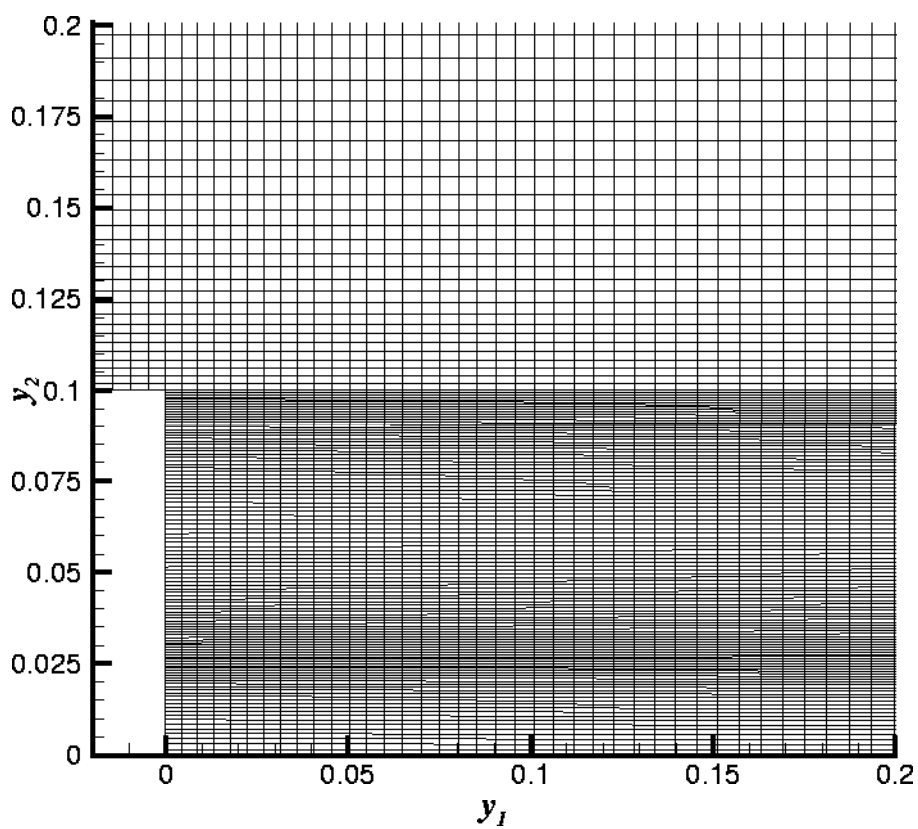


FIG. C.2 – Détail du maillage.

reproduit grossièrement la géométrie de la soufflerie décrite en section 5.1.1. Le domaine de calcul s'étend longitudinalement de -0.2 m ($4D$) à 1.5 m ($30D$) par rapport à la sortie du jet et verticalement sur 0.5 m ($10D$) à partir de l'axe du jet (cf figure C.1). Nous choisissons un maillage déstructuré afin de pouvoir discrétiser finement les zones de fort cisaillement, l'axe de la couche de mélange en particulier (figure C.2).

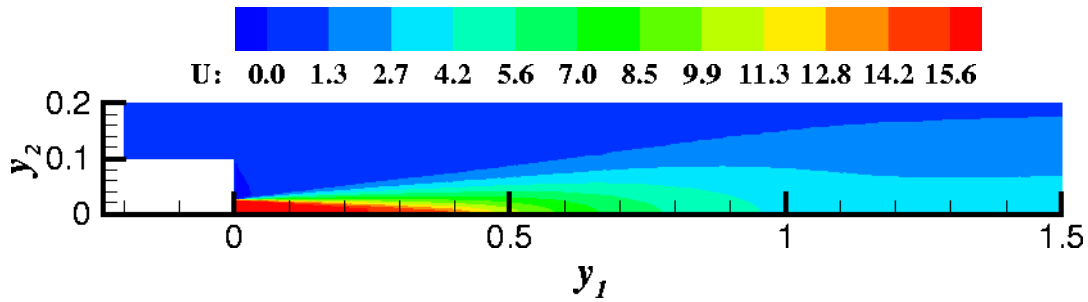


FIG. C.3 – Vitesse longitudinale moyenne (m/s).

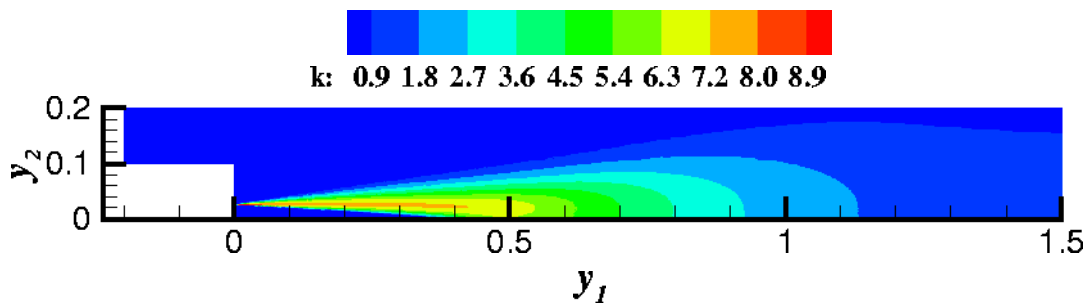


FIG. C.4 – Énergie cinétique turbulente moyenne (m^2/s^2).

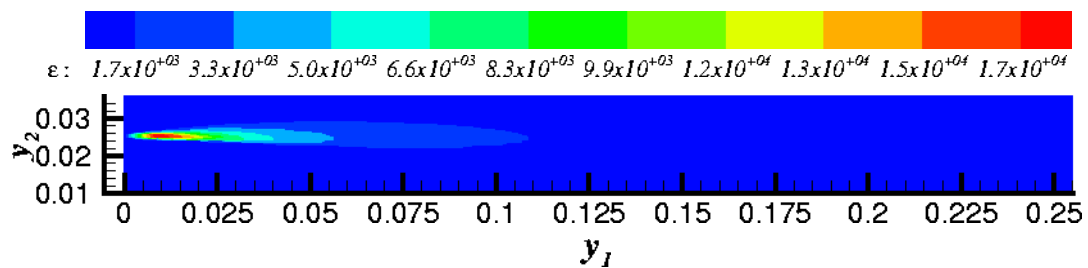


FIG. C.5 – Dissipation turbulente moyenne (m^2/s^3).

Parmi les conditions aux limites que propose le logiciel, celles qui sont le mieux adaptées au problème sont les suivantes :

- condition d’entrée vitesse de sortie uniforme $U_j = 15,6$ m/s, intensité turbulente de 0,5% et longueur caractéristique $0,07D$,
- condition de symétrie sur l’axe du jet,
- condition de paroi sur la conduite,
- condition de pression statique nulle sur les autres frontières.

À l’issue de la simulation, les résultats sont acceptables. On donne à titre d’exemple les champs principaux qui seront introduits dans le modèle de rayonnement acoustique d’un jet : la vitesse longitudinale moyenne (figure C.3), l’énergie cinétique turbulent moyenne (figure C.4) et la dissipation turbulente moyenne (figure C.5).

C.2 Modèle statistique de rayonnement acoustique d’un jet

A partir de la fonction d’autocorrélation de pression en champ lointain (équation 2.7), Proudman [110] simplifie le tenseur des corrélations de vitesse d’ordre 4 afin d’évaluer l’émission acoustique d’un champ turbulent en fonction des quantités statistiques aérodynamiques. Ce modèle est repris par Ribner ([112], [113]) qui fait apparaître les contributions du bruit de cisaillement et du bruit propre de la turbulence dans le cas d’un jet puis il est généralisé à une turbulence axisymétrique par Goldstein et Rosenbaum [54]. Ces différents modèles sont testés plus récemment pour des configurations de jets simples et coaxiaux par Béchara [9] (on pourra consulter également les thèses de Bailly [8] et Zoppellari [138] pour des utilisations et développements récents).

L’intensité acoustique en champ lointain s’écrit comme l’intégrale dans le volume source de la somme des contributions des intensités acoustiques par unité de volume du bruit propre et du bruit de cisaillement :

$$I(\vec{X}) = \int_{\mathcal{V}} \left[I_{\text{propre}}(\vec{X}|\vec{Y}) + I_{\text{cisaillement}}(\vec{X}|\vec{Y}) \right] d\vec{Y},$$

avec :

$$I_{\text{propre}}(\vec{X}|\vec{Y}) = \frac{12\rho_0}{5\pi|\vec{X}|^2 c_0^5} \overline{u_t^2} L_1 L_2^2 \omega_t^A \frac{D_{\text{propre}}}{C^6}$$

$$I_{\text{cisaillement}}(\vec{X}|\vec{Y}) = \frac{24\rho_0}{\pi|\vec{X}|^2 c_0^5} \overline{u_t^2} L_1 L_2^A \omega_t^A \left(\frac{\partial U}{\partial y_2} \right)^2 \frac{D_{\text{cisaillement}}}{C^6}.$$

Les directivités intrinsèques du bruit propre et du bruit de cisaillement (évoquées en section 2.2.2.a.) sont données par :

$$D_{propre} = 1 + 2 \left(\frac{M}{9} - N \right) \cos^2 \theta \sin^2 \theta$$

$$+ \frac{1}{3} \left[\frac{M^2}{7} + M - \frac{3N}{2} \left(3 - 3N + \frac{3}{2\Delta^2} - \frac{\Delta^2}{2} \right) \right] \sin^4 \theta \quad .$$

$$D_{cisaillement} = \cos^2 \theta \left[\cos^2 \theta + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\Delta^2} - 2N \right) \sin^2 \theta \right]$$

Pour une turbulence axisymétrique, les coefficients sont choisis égaux à (Bailly [8]): $\Delta = 1/3$, $M = 16$, $N = 0,8$. Ce modèle permet de retrouver les directivités associées à une turbulence isotrope ($D_{propre} = 1$ en particulier) si $N = 0$ et $\Delta = 1$. Le facteur de convection est vaut $C = [(1 - M_c \cos \theta)^2 + \alpha^2 M_c^{2(1/2)}]$ avec α pris entre 0,3 et 0,55.

Les quantités utilisés dans les formulations des intensités acoustiques sont directement déduites de l'énergie cinétique turbulente moyenne et de la dissipation turbulente moyenne :

- la pulsation caractéristique de la turbulence vaut $\omega_t = 2\pi \frac{\epsilon}{k}$,
- la vitesse caractéristique de la turbulence vaut $\overline{u_t^2} = \frac{2}{3}k$,
- l'échelle de longueur caractéristique de la turbulence dans la direction longitudinale est égale à $L_1 = \frac{(\frac{2}{3}k)^{3/2}}{\epsilon}$,
- l'échelle de longueur caractéristique de la turbulence dans la direction verticale est égale à $L_2 = \frac{L_1}{3}$.

C.3 Résultats de la modélisation acoustique

Les champs moyens obtenus par la simulation numérique $k - \epsilon$ sont introduits dans le modèle de rayonnement acoustique sous hypothèse de turbulence axisymétrique. Nous choisissons d'effectuer la modélisation de la directivité du jet à une distance $|\vec{X}| = 50D$ sur un arc de cercle pour 18 positions d'observation (θ , l'angle entre la direction y_1 et la direction d'observation variant de 0° à 180° par pas de 10°). Les données utilisées dans le calcul sont extrapolées des champs moyens sur un maillage régulier de 500 points dans la direction y_1 (pour y_2 compris entre 0 et 1,5 m) et 200 points dans la direction verticales y_2 (pour y_2 compris entre 0 et 0,2 m).

Les niveaux acoustiques doivent être recalés sur des expérimentations. A cette gamme de vitesse, les seuls éléments expérimentaux dont nous disposons, sont les travaux effectués par Laufer et Yen [70] sur un jet à 18 m/s de diamètre $D = 5,08$

cm. Une seule mesure spectrale du bruit à $|\vec{X}| = 50D$ et $\theta = 30^\circ$ est disponible où le niveau global de pression déduit du graphe (figure C.6) atteint environ 40 dB. On recale donc les directivités des contributions du bruit de cisaillement et du bruit propre en ajustant le niveau de pression de la directivité totale à $\theta = 30^\circ$ (figure C.7). D'après le modèle de rayonnement appliqué à notre jet subsonique, il apparaît que la contribution du bruit de cisaillement domine largement la contribution du bruit propre sauf pour $\theta \approx 90^\circ$.

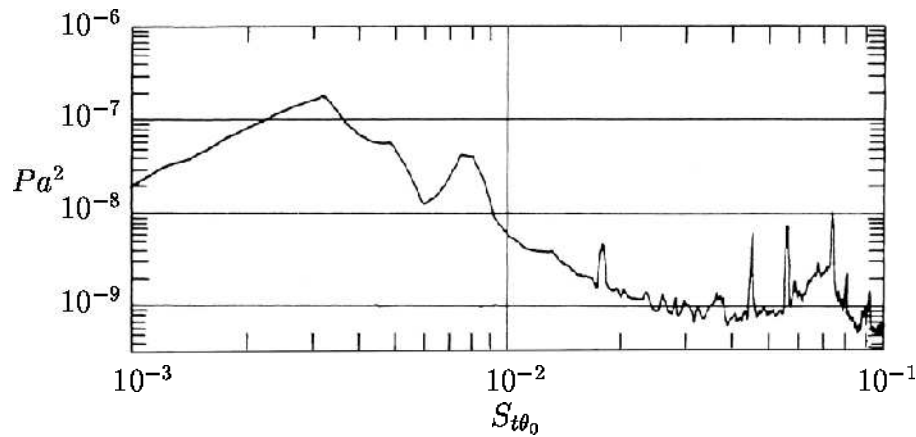


FIG. C.6 – Spectre de pression mesuré par Laufer et Yen [70] à $|\vec{X}| = 50D$ et $\theta = 30^\circ$. Le nombre de Strouhal est basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement à la sortie du jet θ_0 qui est égale à 0,2mm.

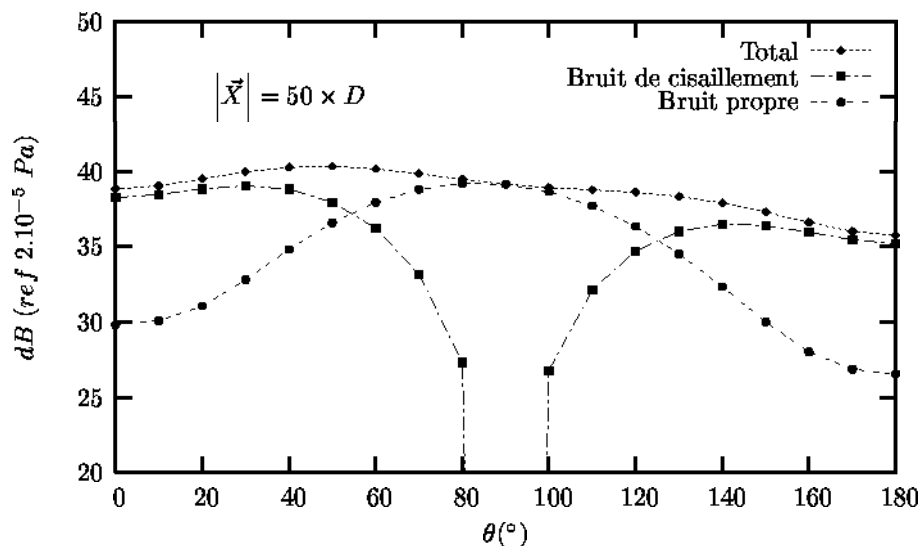


FIG. C.7 – Directivités du modèle à $|\vec{X}| = 50D$.

Bibliographie

- [1] R.J. Adrian. *On the role of Conditional Averages in Turbulence Theory*. 4th Biennial Symposium on Turbulence in Liquids, 1975.
- [2] R.A. Antonia. *Conditional Sampling in Turbulence Measurements*. Ann. Rev. Fluid Mech., 13, pp. 131–156, 1981.
- [3] R.E.A. Arndt and W.K. George. *Investigation of the Large-scale Coherent Structure in a Jet and its Relevance to Jet Noise*. Proc. of the 2^{sd} Interagency Conf. on Transportation Noise, North Carolina State university Press, 1974.
- [4] R.E.A. Arndt, D.F. Long, and M.N. Glauser. *The Proper Orthogonal Decomposition of Pressure Fluctuations Surrounding a Turbulent Jet*. J. Fluid Mech., 340, pp. 1–33, 1997.
- [5] N. Aubry. *On the Hidden Beauty of the Proper Orthogonal Decomposition*. Theoretical and Computational Fluids Dynamics, 2, pp. 339–352, 1991.
- [6] N. Aubry, R. Guyonnet, and R. Cima. *Spatio-temporal Analysis of Complex Signals: Theory and Applications*. J. Statistical Physics, 64(3), pp. 683, 1991.
- [7] N. Aubry, P. Holmes, J.L. Lumley, and E. Stone. *The Dynamics of Coherent Structures in the Wall Region of a Turbulent Boundary Layer*. J. Fluid Mech., 192, pp. 115–173, 1988.
- [8] C. Bailly. *Modélisation du Rayonnement Acoustique des Écoulements Turbulents Libres Subsoniques et Supersoniques*. Thèse de Doctorat, Ecole Centrale Paris, 1994.
- [9] W. Béchara, P. Lafon, C. Bailly, and S.M. Candel. *Application of a $k - \epsilon$ Turbulence model to the Prediction of Noise for Simple and Coaxial Free Jets*. J. Acous. Soc. Am., 97(6), pp. 3518–3531, 1995.
- [10] S. Bellin. *Etude Expérimentale des Structures Cohérentes d'une Couche de Mélange Plane Turbulente de Fluide Incompressible*. Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, 1991.
- [11] J.S. Bendat and A.G. Piersol. *Random Data: Analysis and Measurement Procedure*. Second Edition, Wiley-Interscience Publication, 1986.
- [12] G. Berkooz, J. Elezgaray, P. Holmes, J.L. Lumley, and A. Poje. *The Proper Orthogonal Decomposition, Wavelets and Modal Approaches to the Dynamics of Coherent Structures*. in *Eddy Structure Identification in Free Turbulent Shear Flows*, J.P. Bonnet and M.N. Glauser eds., Kluwer Academic Press, 1993.
- [13] J. Billingsley and R. Kinns. *The Acoustic Telescope*. J. Sound Vib., 48(4), pp. 485–510, 1976.
- [14] K.A. Bishop, J.E. Ffowcs-Williams, and W. Smith. *On the Noise Sources of the Unsuppressed High-Speed Jet*. J. Fluid Mech., 50(1), pp. 21–31, 1971.

- [15] R.F. Blackwelder and R.T. Kaplan. *On the Wall Structure of the Turbulent Boundary Layer*. J. Fluid Mech., 76(1), pp. 89–112, 1976.
- [16] W.K. Blake. *Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration*, volume 17. Academic Press, Inc., Applied Mathematics and Mechanics, 1986.
- [17] C. Bogey, C. Bailly, and D. Juvé. *Calcul du Rayonnement Acoustique d'une Couche de Mélange à l'aide des Équations d'Euler Linéarisées*. C.R. Acad. Sci. Paris, Série IIb, 328, pp. 341–347, 2000.
- [18] C. Bogey, C. Bailly, and D. Juvé. *Computation of the Sound Radiated by a 3-D Jet using Large Eddy Simulation*. AIAA Paper 00-2009, 2000.
- [19] J.P. Bonnet, D.R. Cole, J. Delville, M.N. Glauser, and L.S. Ukeiley. *Stochastic Estimation and Proper Orthogonal Decomposition: Complementary Techniques for Identifying Structure*. Experiments in Fluids, 17, pp. 307–314, 1994.
- [20] J.P. Bonnet, J. Delville, M.N. Glauser, R.A. Antonia, D.K. Bisset, D.R. Cole, H.E. Fiedler, J.H. Garem, J. Jeong, N.K.R. Kevlahan, L.S. Ukeiley, and E. Vincendeau. *Collaborative Testing of Eddy Structure Identification Methods in Free Turbulent Shear Flows*. Experiments in Fluids, 25, pp. 197–225, 1998.
- [21] P. Bradshaw. *Irrotational Fluctuations Near a Turbulent Boundary Layer*. J. Fluid Mech., 27(2), pp. 209–230, 1967.
- [22] P. Bradshaw, D.H. Ferriss, and R.F. Johnson. *Turbulence in the Noise-producing Region of a Circular Jet*. J. Fluid Mech., 19(4), pp. 591–624, 1964.
- [23] P. Bradshaw and M. Koh. *A Note on Poisson's Equation for Pressure in a Turbulent Flow*. Phys. of Fluids, 24(4), pp. 777–777, 1981.
- [24] G.L. Brown and A. Roshko. *On Density Effects and Large Structure in Turbulent Mixing Layers*. J. Fluid Mech., 64(4), pp. 775–816, 1974.
- [25] M. Bruneau. *Manuel d'acoustique fondamentale*. Editions HERMES, Paris, 1998.
- [26] S. Candel. *Une Analyse du Champ Acoustique Rayonné par le Lanceur ARIANE 1 au Décollage*. La Recherche Aérospatiale, 6, pp. 395–411, 1983.
- [27] S. Candel. *Mécanique des Fluides*. Édition Dunod, 1991.
- [28] P.H. Chang. *Fluctuating Pressure and Velocity Fields in the Near Field of a Round Jet*. PhD thesis, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1985.
- [29] T. Colonius, S.K. Lele, and P. Moin. *Sound Generation in a Mixing Layer*. J. Fluid Mech., 330, pp. 375–409, 1997.
- [30] L. Cordier. *Etude de Systèmes Dynamiques Basés sur la Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres (POD). Application à la Couche de Mélange Turbulente et à l'Écoulement entre deux Disques Contra-rotatifs*. Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, 1996.
- [31] D. Crighton. *Basic Principles of Aerodynamic Noise Generation*. Prog. Aerospace Sci., 16(1), pp. 31–96, 1975.
- [32] L. Le Crom. *Etude de l'Influence de Jets Plats Radiaux sur le Développement d'un Jet Axisymétrique Subsonique*. Diplôme D'Études Approfondies, Université de Poitiers, 1997.
- [33] S.C. Crow and F.H. Champagne. *Orderly Structure in Jet Turbulence*. J. Fluid Mech., 48(3), pp. 547–591, 1971.
- [34] C. Dahan. *Contribution à l'Étude de l'Émission Acoustique de Structures Cohérentes dans un Jet Turbulent*. Thèse de Doctorat d'État, Université Pierre et Marie Curie, Paris 6, 1976.

- [35] C. Dahan, G. Elias, J. Maulard, and M. Perulli. *Coherent Structures in the Mixing Zone of a Subsonic Hot Free Jet*. J. Sound Vib., 59(3), pp. 313–333, 1978.
- [36] P.A.O.L. Davies, M.J. Fisher, and M.J. Barrat. *The Characteristics of the Turbulence in the Mixing Region of a Round Jet*. J. Fluid Mech., 15, pp. 337–367, 1963.
- [37] J. Delville. *La Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres et l'Analyse de l'Organisation Tridimensionnelle des Écoulements Turbulents Cisaillés Libres*. Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, 1995.
- [38] P.E. Doak. *Analysis of Internally Generated Sound in Continous Materials: A Critical Review of the Conceptual Adequacy and Physical Scope of Existing Theories of Aerodynamic Noise, with Special Reference to Supersonic Jet Noise*. J. Sound Vib., 25(2), pp. 263–335, 1972.
- [39] P. Druault. *Développement d'Interfaces Expérience Simulation. Application à l'Écoulement de Couche de Mélange Plane Turbulente*. Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, 1999.
- [40] K.M. Eldred. *Acoustic Loads Generated by Propulsion System*. NASA SP-8072, 1971.
- [41] G. Elias et C. Malarmey. *Utilisation d'Antenne Focalisée pour la Localisation de Sources Acoustiques*. Revue d'Acoustique Hors Série, 6, pp. 163–166, 1983.
- [42] D. Juvé et P. Roland. *Intensimétrie à Deux Dimensions - Mesure dans le Champ Proche d'un Jet*. Revue d'Acoustique no. 66, 1983.
- [43] D. Faghani. *Etude des Structures Tourbillonnaires de la Zone Proche d'un Jet Plan: Approche Non Stationnaire Multidimensionnelle*. Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1996.
- [44] J.E. Ffowcs-Williams. *Some Thoughts on the Effects of Aircraft Motion and Eddy Convection on the Noise from Air Jets*. AASV Report 153, University of Southampton, 1960.
- [45] J.E. Ffowcs-Williams. *The Noise from Turbulence Convected at High Speed*. Phil. Trans. Roy. Soc., 255, pp. 496–503, 1963.
- [46] J.E. Ffowcs-Williams. *Aeroacoustics*. Ann. Rev. Fluid Mech., 9, pp. 447–468, 1977.
- [47] V. Fortuné. *Étude par Simulation Numérique Directe du Rayonnement Acoustique de Couches de Mélange Isothermes et Anisothermes*. Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, 2001.
- [48] V. Fortuné and Y. Gervais. *Experimental Evidence of Turbulence Source Coherence Affecting Jet Noise*. AIAA Journal, 37(9), pp. 1055–1061, 1999.
- [49] J.B. Freund, S.K. Lele, and Moin. *Direct Simulation of a Mach 1.92 Jet and Its Sound Field*. AIAA Paper 98-2291, 1998.
- [50] W.K. George, P.D. Beuther, and R.E.A. Arndt. *Pressure Spectra in Turbulent Free Shear Flows*. J. Fluid Mech., 148, pp. 155–191, 1984.
- [51] M.N. Glauser. *Coherent Structures in the Axisymmetric Turbulent Jet*. PhD thesis, Buffalo University, 1987.
- [52] A. Glezer, Z. Kadioglu, and A.J. Pearlstein. *Development of an Extended Proper Orthogonal Decomposition and its Application to a Time Periodically Forced Plane Mixing Layer*. Phys. Of Fluids A, 1(8), 1989.
- [53] M.E. Goldstein. *Aeroacoustics*. Mc Graw-Hill International Book Company, New York, 1976.

- [54] M.E. Goldstein and B. Rosenbaum. *Effect of Anisotropic Turbulence on Aerodynamic Noise*. J. Acous. Soc. Am., 54(3), pp. 630–645, 1973.
- [55] F. Granier. *Développement d'un Système Dynamique pour Modéliser le Comportement à Grande Echelle d'une Couche de Mélange*. Diplôme D'Etudes Approfondies, Université de Poitiers, 1996.
- [56] F.R. Grosche. *Distribution of Sound Sources Intensities in Subsonic and Supersonic Jets*. AGARD-CP-131, 1973.
- [57] H. Hangan. *Active Control on Axisymmetric Jet. Preliminary Results*. Rapport d'études. Note CEAT 9601-01. Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques - U.M.R. C.N.R.S. 6609, 1996.
- [58] M. Harper-Bourne and M.J. Fisher. *The Noise from Shock Waves in Supersonic Jets*. AGARD-CP-131, 1974.
- [59] J.O. Hinze. *Turbulence*. Second Edition, McGraw-Hill Book Company, 1975.
- [60] M.S. Howe. *The Contributions to the Theory of Aerodynamic Sound with Application to Excess Jet Noise and the Theory of the Flute*. J. Fluid Mech., 71(4), pp. 625–673, 1975.
- [61] M.S. Howe. *The Generation of Sound by Aerodynamic Sources in an Inhomogeneous Steady Flow*. J. Fluid Mech., 67(3), pp. 597–610, 1975.
- [62] A.K.M.F. Hussain. *Coherent Structures and Tubulence*. J. Fluid Mech., 173, pp. 303–356, 1986.
- [63] B. Jacquet. *Contribution à l'Étude Expérimentale et à la Modélisation du Bruit Produit par l'Impact d'un Jet Supersonique sur un Obstacle*. Thèse de Doctorat, Université de Technologie de Compiègne, 1994.
- [64] B.G. Jones, R.J. Adrian, C.K. Nithianandan, and H.P. Planchon. *Spectra of Turbulent Static Pressure Fluctuations in Jet Mixing Layers*. AIAA Journal, 17(5), 1979.
- [65] B.G. Jones, D.P. Weber, R.J. Hammersley, H.P. Planchon, R.M. Krich, M.W. McDowell, and C.K. Nithianandan. *Prediction of Far Field Sound Power Level for Jet Flows from Flow Field Pressure Model*. AIAA Paper 75-440, 1975.
- [66] D. Juvé. *Analyse par une Méthode d'Intercorrélation de l'Émission Acoustique Moyenne et Instantanée d'un Jet Subsonique*. Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard, Lyon, 1978.
- [67] D. Juvé. *A Note on the Use of Intensity Vector Maps for Source Identification*. J. Acous. Soc. Am., 83(5), pp. 1936–1939, 1988.
- [68] D. Juvé, M. Sunyach, and G. Comte-Bellot. *Intermittency of the Noise Emission in Subsonic Cold Jets*. J. Sound Vib., 71(43), pp. 319–332, 1980.
- [69] J.C. Lau, P.J. Morris, and M.J. Fisher. *Measurements in Subsonic and Supersonic Free Jets using Laser Velocimeter*. J. Fluid Mech., 93(1), pp. 1–27, 1979.
- [70] J. Laufer and T. Yen. *Noise Generation by a Low-mach-number Jet*. J. Fluid Mech., 134, pp. 1–31, 1983.
- [71] Hie K. Lee and H.S. Ribner. *Direct Correlation of Noise and Flow of a Jet*. J. Acous. Soc. Am., 52(5), pp. 1280, 1972.
- [72] S.K. Lele. *Compact Finite Difference Schemes with Spectral-like Resolution*. J. of Computational Physics, 103, pp. 16–42, 1992.
- [73] M. Lesieur. *Turbulence et Structures Cohérentes dans les Fluides*. Non Linear Partial Differential Equations and their Applications, Séminaire Collège de

- France 1989-1990, Pitman Research Notes in Mathematics, 11, Longman, H. Brezis and J.L. Lions eds, 1990.
- [74] M. Lesieur and O. Métais. *New Trends in Large-eddy Simulations of Turbulence*. Ann. Rev. Fluid Mech., 28, pp. 45–82, 1996.
- [75] S. Léwy. *Acoustique Industrielle et Aéroacoustique*. Editions Hermès, Paris, 2001.
- [76] H.W. Liepmann and J. Laufer. *Investigations of Free Turbulent Mixing*. N.A.C.A. Technical Note No. 1257, 1947.
- [77] M.J. Lighthill. *On the Sound Generated Aerodynamically. I: General Theory*. Proc. Roy. Soc. London, 211, pp. 564–587, 1952.
- [78] M.J. Lighthill. *On the Sound Generated Aerodynamically. II: Turbulence as a Source of Sound*. Proc. Roy. Soc. London, 222, pp. 1–32, 1954.
- [79] G.M. Lilley. *On the Noise from Air Jets*. Aeronautical Research Council (G.B.), A.R.C., 1958.
- [80] G.M. Lilley. *The Generation and Radiation of Supersonic Jet Noise. Vol IV. Part I: Theory of Turbulence Generated Jet Noise, Noise Radiation from Upstream Sources, and Combustion Noise. Part II: Generation of Sound in a Mixing region*. Air Force Aero Propulsion Laboratory, AFAPL-TR-72-53, 1972.
- [81] M. Loeve. *Probability Theory*. Van Nostrand, 1955.
- [82] D.F. Long. *Noise Radiation and Coherent Structure in Turbulent Jets: Viscous and Compressibility Effects*. PhD thesis, University of Minnesota, 1985.
- [83] J.L. Lumley. *The Structure of Inhomogeneous Turbulent Flows*. Atm. Turb. and Radio Wave Prop., Yaglom and Tatarsky eds. Nauka, Moscow, 1967.
- [84] J.L. Lumley. *Stochastic Tools in Turbulence*. Academic Press, New York, 1970.
- [85] P.A. Lush. *Measurements of Subsonic Jet Noise and Comparison with Theory*. J. Fluid Mech., 46(3), pp. 477–500, 1971.
- [86] P.A. Lush and M.J. Fisher. *Noise from Hot jets*. Institute of Sound and Vibration Research, University of Southampton, Great Britain, 1974.
- [87] L. Maestrello. *On the Relationship between Acoustic Energy Flux near the Jet Axis and Far-field Acoustic Intensity*. NASA TN D-7269, 1973.
- [88] L. Maestrello and Y.-T. Fung. *Quasi-periodic Structure of a Turbulent Jet*. J. Sound Vib., 64(1), pp. 107–122, 1979.
- [89] L. Maestrello and S. P. Pao. *New Evidence of the Mechanisms of Noise Generation and Radiation of a Subsonic Jet*. J. Acoust. Soc. Am., 57(4), pp. 959–960, 1975.
- [90] Y. Marchesse. *Étude Expérimentale de la Contribution des Sources d'Origine Thermique à l'Émission Acoustique des Jets Supersoniques*. Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, 2001.
- [91] O. Métais. *Direct and Large-Eddy Simulations of Coherent Vortices in Three-Dimensional Turbulence*. In *Eddy Structure Identification*, pp 333-364, Edited by J.P. Bonnet, Springer-Verlag, 1996.
- [92] A. Michalke. *The Effect of Spatial Source Coherence on the Radiation of Jet Noise*. J. Sound Vib., 55(3), pp. 377–384, 1977.
- [93] B.E. Mitchell, S.K. Lele, and P. Moin. *Direct Computation of the Sound Generated by Vortex Pairing in an Axisymmetric Jet*. J. Fluid Mech., 383, pp. 113–142, 1999.

- [94] M. Harper-Bourne M.J. Fisher and S.A.L. Glegg. *Jet Engine Noise Source Location: the Polar Correlation Technique*. J. Sound Vib., 51(1), pp. 23–54, 1977.
- [95] P. Moin and D. Moser. *Characteristic-eddy Decomposition of Turbulence in a Channel*. J. Fluid Mech., 200, pp. 471–509, 1989.
- [96] E. Mollo-Christensen. *Jet Noise and Shear Flow Instability Seen from Experimenter's Viewpoint*. Journal of Applied Mechanics, 34, pp. 1–7, 1967.
- [97] C.J. Moore. *The Role of Shear Layer Instability Waves in Jet Exhaust Noise*. J. Fluid Mech., 80(2), pp. 321–367, 1977.
- [98] C.K. Nithianandan. *Fluctuating Velocity-Pressure Field Structure in a Round Jet Turbulent Mixing Region*. PhD thesis, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1980.
- [99] T.D. Norum and J.M. Seiner. *Broadband Shock Noise from Supersonic Jets*. AIAA Journal, 20, pp. 68–73, 1982.
- [100] H. Oertel. *Modern Developments in Shock Tube Research*. Shock Tube Research Soc., 1975.
- [101] J.B. Ollerhead. *On the Prediction of the Near Field Noise of Supersonic Jets*. NASA CR-857, 1967.
- [102] S.P. Pao. *A Generalized Theory of the Noise Generation from Supersonic Shear Layers*. J. Sound Vib., 19(4), pp. 401–410, 1971.
- [103] S.P. Pao and M.V. Lowson. *Some Applications of Jet Noise Theory*. AIAA Paper 70-233, 1970.
- [104] S.P. Parthasarathy. *Evaluation of Jet Noise Sources by Cross-correlation of Far Field Microphone Signals*. AIAA Journal, 12(5), 1974.
- [105] O.M. Phillips. *The Irrotational Motion Outside a Free Turbulent Boundary*. Proc. Cambridge Phil. Soc., 51(1), pp. 593–606, 1955.
- [106] O.M. Phillips. *On the Generation of Sound by Supersonic Turbulent Shear Layers*. J. Fluid Mech., 9(1), pp. 1–28, 1968.
- [107] H.P. Planchon. *The Fluctuating Static Pressure Field in a Round Jet Turbulent Mixing Region*. PhD thesis, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1974.
- [108] A. Powell. *On the Mechanism of Choked Jet Noise*. Proc. Phy. Soc., 66, pp. 1039–1056, 1953.
- [109] A. Powell. *Theory of Vortex Sound*. J. Acoust. Soc. Am., 16, pp. 177–195, 1964.
- [110] L. Proudman. *The Generation of Sound by Isotropic Turbulence*. Proc. Roy. Soc. London, 214, pp. 119–132, 1952.
- [111] D. Rempfer. *Investigations of Boundary Layer Transition via Galerkin Projections on Empirical Eigenfunctions*. Phys. of Fluids, 8(1), pp. 175–188, 1996.
- [112] H.S. Ribner. *The Generation of Sound by Turbulent Jets*. Academic Press, New York. Advances in Applied Mechanics, 8, pp. 103–182, 1964.
- [113] H.S. Ribner. *Acoustic Energy Flux From Shock-Turbulence Interaction*. J. Fluid Mech., 35(2), pp. 299–310, 1969.
- [114] H.S. Ribner. *Quadupole Correlations Governing the Pattern of Jet Noise*. J. Fluid Mech., 38(1), pp. 1–24, 1969.
- [115] H.S. Ribner. *Perspectives in Jet Noise*. AIAA Journal, 19(12), pp. 1513–1526, 1981.

- [116] M. Schaffar. *Direct Measurements of the Correlation between Axial In-jet Velocity Fluctuations and Far Field Noise near the Axis of a Cold Jet*. J. Sound Vib., 64(1), pp. 73–83, 1979.
- [117] M. Schaffar. *Contribution à l'Etude de la Localisation des Sources de Bruit Equivalentes dans les Jets Froids Rapides*. Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard Lyon I, 1983.
- [118] J.M. Seiner. *A New Rational Approach to Jet Noise Reduction*. Theoretical and Computational Fluid Dynamics, 10, pp. 373–383, 1998.
- [119] J.M. Seiner and G. Reethof. *On the distribution of Source Coherency in Subsonic Jets*. AIAA Paper 74-4, 1974.
- [120] J.M. Seiner and J.C. Yu. *Acoustic Near-Field Properties Associated with Broad Band Shock Noise*. AIAA Journal, 22(9), pp. 1207–1215, 1984.
- [121] L. Sirovich. *Turbulence and the Dynamics of Coherent Structures*. Quarterly of Applied Mathematics, XLV(3), pp. 561–590, 1987.
- [122] L. Sirovich, M. Kirby, and M. Winter. *An Eigenfunction Approach to Large Scale Transitional Structures in Jet Flow*. Phys. of Fluids A, 2(2), pp. 127–136, 1990.
- [123] C.K.W. Tam. *Broadband Shock Associated Noise of Moderately Imperfectly Expanded Supersonic Jets*. J. Sound Vib., 140(1), pp. 55–71, 1990.
- [124] C.K.W. Tam. *Supersonic Jet Noise*. Ann. Rev. Fluid mech., 27, pp. 17–43, 1995.
- [125] C.K.W. Tam and D.E. Burton. *Sound Generated by Instability Waves of Supersonic Flows. Part II: Axisymmetric Jets*. J. Fluid Mech., 138, pp. 249–271, 1984.
- [126] C.K.W. Tam and P. Chen. *Turbulent Mixing Noise from Supersonic Jets*. AIAA-93-4408, 15th Aeroacoustics Conference, Long Beach, CA, October 25–27 1993.
- [127] C.K.W. Tam, J.M. Seiner, and J.C. Yu. *Stochastic Model Theory of Broadband Shock Associated Noise from Supersonic Jets*. J. Sound Vib., 116(2), pp. 265–302, 1987.
- [128] H.K. Tanna. *An Experimental Study of Jet Noise. Part I: Turbulent Mixing Noise*. J. Sound Vib., 50, pp. 403–428, 1977.
- [129] H.K. Tanna. *An Experimental Study of Jet Noise. Part II: Shock Associated Noise*. J. Sound Vib., 50, pp. 429–444, 1977.
- [130] T.C. Tung and R.J. Adrian. *Higher-order Estimates of Conditionnal Eddies in Isotropic Turbulence*. Phys. of Fluids, 23(7), pp. 1469–1470, 1980.
- [131] H. Tennekes and J.L. Lumley. *A First Course in Turbulence*. MIT Press, Cambridge, 1972.
- [132] A.A. Townsend. *The Structure of Turbulent Shear Flow*. Second Edition, Cambridge University Press, 1976.
- [133] P. Verdet. *Etude Expérimentale de la Signature Thermique des Structures Turbulentes d'un Jet Subsonique, Axisymétrique, Chauffé*. Diplôme D'Etudes Approfondies, E.N.S.A.E., 1998.
- [134] E. Vincendeau. *Analyse Conditionnelle et Estimation Stochastique Appliquée à l'Etude des Structures Cohérentes dans la Couche de Mélange*. Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, 1995.
- [135] J.A.B. Wills. *On Convection Velocities in Turbulent Shear Flows*. J. Fluid Mech., 20(3), pp. 417–432, 1964.

- [136] A. Witkowska and D. Juvé. *Estimation Numérique du Bruit Rayonné par une Turbulence Homogène et Isotrope*. C.R. Acad. Sci. Paris, Série II, tome 318, pages 597–602, 1994.
- [137] E. Zoppellari. *Effet d'une Injection d'Eau sur le Bruit des Jets Supersoniques*. Thèse de Doctorat, École Centrale de Lyon, 1998.
- [138] E. Zoppellari and D. Juvé. *Reduction of Hot Supersonic Jet Noise by Water Injection*. AIAA-98-2204, 4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Toulouse, France, June 2-4 1998.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'IDENTIFICATION DES SOURCES ACOUSTIQUES DANS LES JETS PAR L'ANALYSE DE LA FLUCTUATION DE PRESSION EN CHAMP PROCHE

Résumé : Cette étude est consacrée à la possibilité d'identification des sources acoustiques (les structures cohérentes en particulier) dans la zone de mélange de jets turbulents en utilisant la Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres (POD) appliquée aux fluctuations de pression en champ proche. Lors d'une première expérience, on mesure le champ de pression proche d'un jet transsonique et d'un jet supersonique. Dans les deux cas, les deux premiers modes POD, qui à eux seuls captent l'essentiel de l'organisation spatiale et spectrale, possèdent des comportements similaires à ceux observés dans les éléments bibliographiques. Cependant, la seule connaissance du champ de pression ne suffit pas à l'interprétation physique des modes POD en terme d'organisation turbulente de l'écoulement. Une seconde expérience est alors menée dans une configuration plus simple d'un jet à faible vitesse d'éjection. On mesure simultanément la distribution longitudinale des fluctuations de pression en champ proche et les fluctuations de deux composantes de vitesse dans plusieurs tranches de l'écoulement. On accède ainsi aux corrélations spatiales pression-vitesses sur le domaine bidimensionnel de mesure. A partir de ces corrélations et en utilisant l'Estimation Stochastique Linéaire (LSE), on reconstruit la dynamique des grosses structures dans le domaine de mesure à partir seulement de la distribution longitudinale des fluctuations de pression. On montre que l'estimation du champ tourbillonnaire obtenue est en très bon accord avec la physique des phénomènes aux grandes échelles et on l'utilise pour donner une interprétation physique des modes POD de pression : les quatre premiers modes représentent la partie organisée du champ de pression. Enfin, on effectue une évaluation du rayonnement acoustique en champ lointain de l'estimation du champ tourbillonnaire qui s'avère être conforme à ce qui est attendu.

Mots-clés : Aéroacoustique, Structures Cohérentes, Anémométrie à fils chauds, Corrélations spatiales pression-vitesse, Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres, Estimation Stochastique Linéaire.

EXPERIMENTAL STUDY OF THE ACOUSTIC SOURCES IDENTIFICATION IN JETS BY THE NEAR FIELD PRESSURE FLUCTUATIONS ANALYSIS

Abstract : This study was dedicated to the possibility of acoustic sources (coherent structures in particular) identification in jets turbulent mixing layer by using the Proper Orthogonal Decomposition (POD) applied to the near field pressure fluctuations. The first step consisted in measuring the pressure field close to a transonic jet and a supersonic jet. In both cases, the first two POD modes - which represent the major contribution to the spatial and spectral organization - presented features similar to those reported in the literature. However, the only pressure field knowledge did not allow the physical interpretation of POD modes in terms of turbulent flow organization. Therefore a second experiment was carried out in a simpler configuration with a low exit speed jet. The longitudinal distribution of near field pressure fluctuations was measured simultaneously with the fluctuations of two velocity components in several normal sections. The spatial pressure-velocities correlations were then determined in the two-dimensional measurement field. Using these correlations and the longitudinal distribution of the pressure fluctuations, the large scale structures dynamics was estimated via the Linear Stochastic Estimate (LSE). This estimation of vortical field gave a reliable representation of the real large scale movements and was used to provide a physical interpretation of POD modes : the first four modes represent the organized part of the pressure field. Lastly, the far field acoustic radiation of the vortical estimation was evaluated and was found to be in conformity with what is expected.

Keyword : Aeroacoustics, Coherent Structure, Hot wire anemometry, Spatial pressure-velocity correlations, Proper Orthogonal Decomposition, Linear Stochastic Estimation.