

# THÈSE

présentée devant  
L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir  
le grade de DOCTEUR  
SPÉCIALITÉ ACOUSTIQUE

par

**Benoît ANDRÉ**

---

## Étude expérimentale de l'effet du vol sur le bruit de choc de jets supersoniques sous-détendus

---

Soutenue le 29 novembre 2012 devant le jury suivant

Président :	Jean-Paul	DUSSAUGE	
Examineurs :	Christophe	BAILLY	(directeur)
	Guillaume	BODARD	
	Thomas	CASTELAIN	(co-directeur)
	Daniel	JUVÉ	
	Yves	GERVAIS	(rapporteur)
	Jayanta	PANDA	(rapporteur)
Mauro	PORTA		



# Remerciements

Cette thèse s'est déroulée au Centre Acoustique du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique à l'Ecole Centrale de Lyon, d'octobre 2009 à novembre 2012, grâce à une bourse du ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche. Les essais ont été cofinancés par Airbus et Snecma.

Je tiens d'abord à remercier chaleureusement mes directeurs de thèse, Christophe Bailly et Thomas Castelain. Ils se sont tous deux particulièrement impliqués tout au long de ma thèse, aussi bien sur le plan théorique qu'expérimental, et leur simplicité fait qu'il est très facile et agréable de travailler avec eux. Leurs grandes disponibilité et compétence, ainsi que leur enthousiasme ont été de réelles forces motrices pendant ces trois ans. Je les remercie aussi d'avoir aussi rapidement relu tout ce que j'ai pu écrire, non seulement les articles mais surtout ce mémoire.

Je souhaite également exprimer toute ma gratitude à Guillaume Bodard et Mauro Porta, ingénieurs à Snecma et Airbus, pour avoir suivi cette thèse du côté des industriels, et avoir été membre de mon jury. Ils ont assurément fait montre de patience et de compréhension. J'en profite pour remercier Cyprien Henry, qui a effectué une thèse numérique et analytique en parallèle de la mienne à Snecma, sur le même sujet. Malgré l'éloignement, nous avons pu échanger des idées et des données intéressantes, qui m'ont permis de trancher certaines questions.

J'exprime ma reconnaissance à Messieurs Gervais, professeur à l'institut Pprime, et Panda, chercheur à NASA Ames Research Center, pour avoir accepté d'être rapporteurs de mon travail. En particulier, je remercie M. Panda pour avoir pris le temps de régler les formalités administratives préalables à un déplacement à l'étranger, et d'être venu en France pour la soutenance.

Je tiens à remercier tout particulièrement M. Juvé, professeur à l'Ecole Centrale de Lyon et directeur du Centre Acoustique, pour avoir accepté d'être membre du jury et avoir montré un intérêt constant à mon travail depuis le début.

Merci également à M. Dussauge, directeur de recherche émérite à l'IUSTI, pour avoir rempli le rôle de président du jury lors de la soutenance.

Le travail de doctorant expérimentateur au Centre Acoustique n'est pas un travail solitaire, et en plus de celle de Thomas Castelain, j'ai pu compter sur l'aide de Nathalie Grosjean, Emmanuel Jondeau, Jean-Michel Perrin, Pierre Roland et Pascal Souchotte lors de la préparation des essais et des acquisitions. En particulier, Nathalie a beaucoup aidé à la mise en œuvre et l'utilisation du système PIV. Emmanuel a développé tous les logiciels d'acquisition nécessaires à ce travail et m'a aidé grandement lors des mesures au fil chaud et par LDV. Jean-Michel a été très impliqué (et également très efficace) lors des étapes de montage de la maquette et de l'instrumentation de mesure, avec en particulier la confection du chariot de déplacement, qui a été primordial pendant toute ma thèse. Je souhaite aussi remercier toute l'équipe du Centre Acoustique, et en particulier Pascal, pour sa réactivité et son implication lorsqu'il a fallu planifier et construire un silencieux au-dehors de la chambre sourde, pour me permettre de continuer à travailler sans entraîner la colère des voisins, qui aurait tout bonnement pu mener à l'arrêt des essais.

Je tiens à mentionner maintenant l'aide ponctuelle d'un certain nombre de personnes extérieures à notre Laboratoire. Il s'agit de : Isabelle Caré (Cetiat) pour ses indications concernant les différentes possibilités de calibration d'un système LDV ; Delphine Chareyron (ENS Lyon), pour le prêt d'une caméra rapide Phantom V12 ; Nicolas Severac (ONERA Meudon), pour le prêt d'une sonde de pression statique ; Kheirul Zaman (NASA Lewis Research Center), pour le dessin d'une tuyère convergente-divergente.

Je tiens à signaler l'implication de Laurent Delolme et Benoît Bacher, tous deux stagiaires au

Centre Acoustique sous la direction de Thomas Castelain, pour leur travail sur les sondes de pression.

Je n'oublie pas non-plus dans cette longue liste Olivier Marsden pour ses multiples conseils en tout genre, Philippe Eyraud, documentaliste du LMFA, pour avoir commandé un certain nombre de publications pour mon compte, ainsi qu'Evelyne Roche et Marie-Gabrielle Perriaux pour leur aide lors des commandes de matériel et les déplacements.

Je souhaite aussi saluer tous les permanents du KCA pour la bonne humeur qui règne dans ces locaux, ainsi que tous les doctorants que j'ai pu croiser à un moment donné (je ne vais pas les citer de peur d'en oublier), qui ont rendu le quotidien plus facile et les pauses de midi enrichissantes (avec une période de bridge, suivie d'une période de baby-foot, qui ont toutes deux permis de se perfectionner dans un certain domaine...).

Enfin, je tiens à remercier toute ma famille, en particulier mes parents pour avoir servi de « soupape de sécurité » selon leurs propres dires, et mon amie Carla pour s'être démenée afin de pouvoir me rejoindre à Lyon et pour m'avoir soutenu au quotidien pendant le sprint final.

# Résumé

L'effet du vol d'avancement sur le bruit de choc de jets supersoniques sous-détendus est étudié de manière expérimentale. La structure de tels jets est d'abord explorée, avec et sans vol simulé. L'analyse employée allie des visualisations strioscopiques à des mesures quantitatives de pression statique et de vitesse, par vélocimétrie laser Doppler et vélocimétrie par images de particules. L'accent est mis sur l'étude de l'écoulement moyen et des propriétés de la turbulence dans la couche de mélange. L'effet du vol sur la composante tonale du bruit de choc, le *screech*, est ensuite examiné. A l'aide d'une antenne azimutale de microphones placée dans le champ proche acoustique, une analyse fine des modes du screech est notamment proposée. Par ailleurs, plusieurs effets de cette composante de bruit sur la dynamique du jet sont mis en évidence, en particulier l'oscillation des chocs; on montre que cette oscillation est intimement liée au mode du screech. De manière à étudier spécifiquement la composante large bande du bruit de choc, diverses techniques de suppression du screech sont ensuite explorées. L'utilisation d'une tuyère crénelée s'est révélée satisfaisante pour l'éliminer de manière non-intrusive et a permis de déduire son influence sur le bruit de choc large bande. Enfin, l'effet du vol sur cette dernière composante est déterminé par l'étude de l'évolution de sa fréquence centrale, de son amplitude et de sa forme spectrale en situation de vol simulé. Une explication des tendances observées est alors proposée à la lumière des résultats aérodynamiques obtenus.

# Abstract

The flight effects on the shock-associated noise components of underexpanded supersonic jets are experimentally studied. To begin with, the jet structure is investigated, with and without simulated flight. To that end, Schlieren visualizations are combined with quantitative measurements of static pressure and velocity, by laser Doppler velocimetry and particle image velocimetry. The investigation focuses on the mean flow and on the properties of the mixing layer turbulence. Then, the effects of flight on the tonal component of shock-associated noise, the so-called screech, are studied. By means of a near field, azimuthal microphone antenna, a detailed analysis of its modal behaviour is proposed. Furthermore, several effects of screech on the jet dynamics are highlighted, like the shock oscillations. It is shown that these oscillations are closely connected to the screech mode. In order to study specifically the broadband component of shock-associated noise, several screech suppression techniques are considered. It is found that a notched nozzle is successful in non-intrusively suppressing it. This device is then used to deduce the screech influence on the broadband shock-associated noise. Finally, some effects of flight on the latter component are pinpointed through the study of the evolution of its amplitude, peak frequency and spectral shape under flight conditions. The observed tendencies are explained in light of the aerodynamic results obtained.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>13</b>
<b>1 Jets supersoniques, bruit de jet et simulation du vol</b>	<b>17</b>
1.1 Jets supersoniques	17
1.1.1 Grandeurs utiles pour les écoulements compressibles	17
1.1.2 Importance du taux de détente	18
1.1.2.1 Sortie subsonique	19
1.1.2.2 Jet sonique	19
1.1.2.3 Jet supersonique sous-détendu	20
1.1.3 Structure de cellules de choc	21
1.1.4 Grandes structures turbulentes et ondes d'instabilité	22
1.2 Bruit de jet	25
1.2.1 Ondes de Mach	26
1.2.2 Bruit de mélange	26
1.2.3 Screech	28
1.2.3.1 Mécanisme et fréquence	28
1.2.3.2 Existence de modes	30
1.2.3.3 Amplitude	31
1.2.3.4 Directivité	32
1.2.3.5 Localisation de sources	32
1.2.3.6 Influence de la température	34
1.2.3.7 Suppression	34
1.2.4 Bruit de choc large bande	34
1.2.4.1 Mécanisme	35
1.2.4.2 Importance relative par rapport au bruit de mélange	38
1.2.4.3 Caractéristiques spectrales de la bosse principale	39
1.2.4.4 Fréquence centrale	39
1.2.4.5 Amplitude	40
1.2.4.6 Directivité	41
1.2.4.7 Localisation de sources	42
1.2.4.8 Influence de la température	42
1.3 Simulation du vol d'avancement	43
1.3.1 Techniques existantes	44
1.3.2 Dimensions et performances des installations pertinentes	44
1.3.3 Interprétation des mesures acoustiques	44
<b>2 Dispositifs expérimentaux</b>	<b>47</b>
2.1 Maquette, instrumentation et caractérisation	47
2.1.1 Les systèmes de soufflerie	47
2.1.2 La chambre anéchoïque	47
2.1.3 La maquette	48
2.1.4 Les tuyères	49
2.1.4.1 Tuyères primaires	49
2.1.4.2 Tuyères secondaires	50
2.1.5 L'instrumentation de réglage	50
2.1.5.1 Réglage de l'écoulement supersonique	50
2.1.5.2 Réglage de l'écoulement subsonique	51
2.1.5.3 Mesure des conditions ambiantes	51

2.1.5.4	Instruments de contrôle . . . . .	51
2.1.5.5	Acquisition et sauvegarde des conditions de mesure . . . . .	52
2.1.6	Caractérisation des écoulements en sortie d'installation . . . . .	52
2.1.6.1	Vérification de l'homogénéité des écoulements en sortie . . . . .	52
2.1.6.2	Profils de nombre de Mach dans l'écoulement secondaire . . . . .	53
2.1.6.3	Extension du cône potentiel de l'écoulement secondaire . . . . .	54
2.1.6.4	Caractérisation de la couche de mélange initiale du jet primaire . . . . .	55
2.2	Techniques de mesure . . . . .	57
<b>3</b>	<b>Etude aérodynamique de jets supersoniques sous-détendus</b>	<b>59</b>
3.1	Structure de cellules de choc de jets supersoniques sous-détendus . . . . .	59
3.1.1	Jet supersonique sans vol simulé . . . . .	59
3.1.1.1	Exploration de la structure des jets . . . . .	59
3.1.1.2	Effet du retard des particules sur les résultats de vélocimétrie . . . . .	75
3.1.1.3	Longueur des cellules de choc . . . . .	77
3.1.1.4	Force des cellules de choc . . . . .	80
3.1.2	Influence du vol d'avancement . . . . .	82
3.1.2.1	Effet du vol sur la structure de cellules de choc . . . . .	82
3.1.2.2	Effet du vol sur la longueur des cellules de choc . . . . .	83
3.1.2.3	Effet du vol sur la force des cellules de choc . . . . .	86
3.2	Caractérisation de la turbulence de jets sous-détendus . . . . .	88
3.2.1	Turbulence sans vol simulé . . . . .	89
3.2.1.1	Epaisseur de la couche de mélange . . . . .	89
3.2.1.2	Taux de turbulence . . . . .	92
3.2.1.3	Taille et forme des structures turbulentes . . . . .	95
3.2.1.4	Vitesse de convection des structures turbulentes . . . . .	103
3.2.1.5	Cohérence de la turbulence . . . . .	110
3.2.2	Turbulence avec vol simulé . . . . .	115
3.2.2.1	Epaisseur de la couche de mélange . . . . .	116
3.2.2.2	Taux de turbulence . . . . .	118
3.2.2.3	Taille et forme des structures turbulentes . . . . .	120
3.2.2.4	Vitesse de convection des structures turbulentes . . . . .	121
<b>4</b>	<b>Effet du vol d'avancement sur le screech</b>	<b>125</b>
4.1	Introduction . . . . .	125
4.2	Répétabilité du screech . . . . .	125
4.3	Influence de la tuyère secondaire . . . . .	126
4.4	Prédiction de la fréquence du screech . . . . .	128
4.4.1	Sans vol simulé . . . . .	128
4.4.2	Avec vol simulé . . . . .	131
4.5	Etude temporelle et modale du screech en vol . . . . .	135
4.5.1	Techniques d'analyse . . . . .	135
4.5.2	Mode A1 . . . . .	136
4.5.3	Mode A2 . . . . .	137
4.5.4	Mode B . . . . .	138
4.5.5	Mode b . . . . .	141
4.5.6	Résumé des analyses de signaux temporels . . . . .	143
4.6	Amplitude du screech en vol . . . . .	145
<b>5</b>	<b>Effet du screech sur le jet et le bruit de choc large bande</b>	<b>149</b>
5.1	Effets du screech sur la dynamique du jet . . . . .	149
5.1.1	Oscillation des chocs . . . . .	149
5.1.1.1	Fréquence d'oscillation . . . . .	150
5.1.1.2	Amplitude d'oscillation . . . . .	151
5.1.1.3	Oscillation des chocs pour les modes de screech antisymétriques . . . . .	154
5.1.2	Battement du jet . . . . .	160
5.1.3	Augmentation du mélange turbulent . . . . .	161
5.2	Suppression du screech . . . . .	163
5.2.1	Problématique . . . . .	163
5.2.2	Essai de différentes techniques de suppression du screech . . . . .	164
5.2.2.1	Déclenchement de couche limite . . . . .	164

5.2.2.2	Fil tendu en travers de la tuyère . . . . .	164
5.2.2.3	Intrusion d'une <i>tab</i> en sortie de tuyère . . . . .	165
5.2.2.4	Créneaux dans la lèvres de la tuyère . . . . .	167
5.2.3	Effet de la tuyère crénelée et du screech sur le jet . . . . .	169
5.3	Comparaison de jets screechant et non-screechant . . . . .	174
5.3.1	Structure de cellules de choc . . . . .	174
5.3.2	Couche de mélange . . . . .	175
5.3.2.1	Epaisseur de la couche de mélange . . . . .	176
5.3.2.2	Echelles de la turbulence . . . . .	177
5.3.2.3	Taux de turbulence . . . . .	179
5.3.2.4	Analyse spectrale par déflectométrie . . . . .	181
5.3.2.5	Vitesse de convection . . . . .	181
5.3.3	Bruit de choc large bande . . . . .	182
5.3.3.1	Effet du screech sur la fréquence centrale du BBSAN . . . . .	183
5.3.3.2	Effet du screech sur l'amplitude du BBSAN . . . . .	185
5.3.3.3	Origine des effets du screech sur le BBSAN . . . . .	186
5.3.3.4	Conclusions . . . . .	188
5.4	Etude de l'effet d'une <i>tab</i> sur le jet et le bruit de choc large bande . . . . .	189
5.4.1	Mesures aérodynamiques . . . . .	189
5.4.2	Mesures acoustiques . . . . .	191
5.4.2.1	Comparaison entre <i>tab</i> , créneaux et tuyère lisse . . . . .	191
5.4.2.2	Influence de la position de la <i>tab</i> . . . . .	195
5.4.3	Conclusions sur l'emploi de la <i>tab</i> . . . . .	195
<b>6</b>	<b>Effet du vol d'avancement sur le bruit de choc large bande</b> . . . . .	<b>197</b>
6.1	Introduction . . . . .	197
6.2	Techniques d'analyse . . . . .	199
6.3	Suppression de screech par la tuyère crénelée avec écoulement secondaire . . . . .	199
6.4	Effet du vol sur le BBSAN à angle d'émission constant . . . . .	200
6.4.1	Fréquence centrale de la bosse principale . . . . .	200
6.4.2	Largeur de la bosse principale . . . . .	202
6.4.3	Amplitude du BBSAN . . . . .	203
6.4.3.1	Amplitude maximale de la bosse principale . . . . .	203
6.4.3.2	Niveau global . . . . .	203
6.4.3.3	Répartition spectrale de l'énergie . . . . .	204
6.4.4	Directivité . . . . .	205
6.5	Effet du vol sur le BBSAN à angle convecté constant . . . . .	206
6.5.1	Fréquence centrale de la bosse principale . . . . .	206
6.5.2	Largeur de la bosse principale . . . . .	207
6.5.3	Amplitude du BBSAN . . . . .	207
6.5.4	Directivité . . . . .	208
6.6	Analyse des résultats à la lumière des mesures aérodynamiques . . . . .	208
6.6.1	Prédiction de la fréquence centrale du BBSAN . . . . .	208
6.6.1.1	Sans simulation de vol . . . . .	208
6.6.1.2	Avec simulation de vol . . . . .	210
6.6.2	Amplitude du bruit de choc large bande en vol . . . . .	212
	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>215</b>
<b>A</b>	<b>Techniques de mesure et validation</b> . . . . .	<b>221</b>
A.1	Mesures acoustiques en champ lointain . . . . .	221
A.1.1	Instrumentation . . . . .	221
A.1.2	Montage . . . . .	222
A.1.2.1	Antenne en champ lointain . . . . .	222
A.1.2.2	Mesures avec bras pivotant . . . . .	223
A.1.3	Points de mesure . . . . .	224
A.1.4	Déroulement des mesures . . . . .	225
A.1.5	Quantification du masquage par la tuyère secondaire . . . . .	225
A.1.6	Influence de l'absorption atmosphérique . . . . .	227
A.2	Visualisation par strioscopie . . . . .	227
A.2.1	Généralités . . . . .	227

A.2.2	Montage . . . . .	230
A.3	Mesures de pression . . . . .	231
A.3.1	Mesure de pression totale . . . . .	231
A.3.2	Mesure de pression statique . . . . .	232
A.3.2.1	Problématique . . . . .	232
A.3.2.2	Géométries . . . . .	233
A.3.2.3	Montage des sondes . . . . .	234
A.3.2.4	Validation des mesures . . . . .	235
A.3.3	Acquisition des signaux de pression . . . . .	237
A.3.4	Calcul du nombre de Mach local à partir des pressions . . . . .	238
A.4	Vélocimétrie laser Doppler . . . . .	239
A.4.1	Dispositif de mesure par LDV . . . . .	240
A.4.2	Acquisition . . . . .	241
A.4.3	Application d'un facteur correctif aux valeurs de vitesse . . . . .	242
A.4.4	Correction du biais inhérent à la technique . . . . .	243
A.4.5	Réponse des particules dans les écoulements choqués . . . . .	244
A.4.5.1	Histogrammes de vitesse . . . . .	244
A.4.5.2	Equation du mouvement de particules en écoulement . . . . .	245
A.4.5.3	Calcul de la vitesse particulaire . . . . .	248
A.4.5.4	Calcul de la vitesse du fluide . . . . .	249
A.4.6	Validation de la LDV . . . . .	250
A.5	Vélocimétrie par images de particules . . . . .	251
A.5.1	Matériel . . . . .	251
A.5.2	Montage et réglages . . . . .	253
A.5.3	Paramètres et procédure d'acquisition . . . . .	254
A.5.4	Ensemencement et visualisation d'un échantillon d'images de particules . . . . .	255
A.5.5	Choix de l'algorithme de dépouillement . . . . .	256
A.5.5.1	Correction d'images . . . . .	257
A.5.5.2	Effet du recouvrement des fenêtres pour la première étape de calcul . . . . .	258
A.5.5.3	Effet de la taille des fenêtres d'interrogation finales . . . . .	258
A.5.5.4	Effet de la pondération de la fenêtre d'interrogation finale . . . . .	260
A.5.5.5	Effet du nombre d'itérations pour le calcul final . . . . .	261
A.5.5.6	Filtrage des champs de vecteurs instantanés . . . . .	261
A.5.5.7	Résumé : algorithme utilisé . . . . .	262
A.5.6	Validation des mesures par PIV . . . . .	263
A.5.6.1	Vérification de l'absence de <i>peak locking</i> . . . . .	263
A.5.6.2	Convergence statistique . . . . .	264
A.5.6.3	Estimation de la répétabilité des mesures . . . . .	266
A.5.6.4	Comparaison quantitative des résultats de PIV avec ceux de LDV . . . . .	268
<b>B</b>	<b>Effet du taux de recouvrement lors de l'analyse d'images de la PIV</b>	<b>271</b>
<b>C</b>	<b>Correction de l'effet de la couche de mélange externe sur la propagation acoustique</b>	<b>275</b>
C.1	Problèmes liés à la simulation du vol par jet secondaire . . . . .	275
C.2	Théories de la réfraction acoustique par une couche de cisaillement . . . . .	275
C.3	Correction angulaire . . . . .	276
C.4	Correction en amplitude . . . . .	277
C.5	Validité des corrections présentées . . . . .	278
C.6	Importance des autres effets de la couche de mélange . . . . .	279
C.7	Application des corrections . . . . .	279
C.7.1	Corrections angulaires . . . . .	279
C.7.2	Corrections en amplitude . . . . .	281
C.8	Conclusions sur les corrections des effets de la réfraction . . . . .	283
<b>D</b>	<b>Précision du réglage du point de fonctionnement du jet supersonique</b>	<b>285</b>

---

<b>E</b>	<b>Calibration de la sonde de LDV : mesure de l'interfrange</b>	<b>289</b>
E.1	Position du problème . . . . .	289
E.2	Technique de calibration . . . . .	290
E.3	Analyse d'incertitude préliminaire . . . . .	290
E.4	Montage, acquisition et analyse des mesures . . . . .	291
E.5	Résultats . . . . .	292
E.6	Conclusions . . . . .	293
<b>F</b>	<b>Cas d'une tuyère convergente-divergente</b>	<b>297</b>
F.1	Types d'écoulement dans une tuyère convergente-divergente . . . . .	297
F.2	Intérêts d'une tuyère convergente-divergente . . . . .	298
F.3	Longueur des cellules d'un jet issu d'une tuyère de Laval . . . . .	298
F.4	Choix des paramètres géométriques . . . . .	298
F.5	Etude de l'écoulement issu d'une tuyère convergente-divergente et du bruit rayonné . . . . .	299
F.5.1	Géométrie de la tuyère convergente-divergente . . . . .	299
F.5.2	Performances de la tuyère CD . . . . .	299
F.5.3	Bruit de mélange émis par un jet supersonique parfaitement détendu . . . . .	300
F.5.4	Note sur l'effet du screech sur le bruit de choc large bande . . . . .	301
F.5.5	Etude aérodynamique de l'écoulement . . . . .	302
F.5.5.1	Profils de pression statique . . . . .	302
F.5.5.2	Visualisations Schlieren . . . . .	303
F.5.5.3	Mesures de vitesse . . . . .	303
	<b>Notations</b>	<b>307</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>313</b>



# Introduction

## Problématique de l'étude

Le bruit des avions au décollage et à l'atterrissage est un problème sociétal bien identifié, provenant d'une part de l'augmentation du trafic aérien et d'autre part de l'extension des agglomérations, qui se rapprochent ainsi des aéroports. Les pressions des populations concernées par cette gêne se font sentir de plus en plus, ce qui a entraîné la mise en place d'objectifs politiques de réduction du bruit perçu. En France, les acteurs du transport aérien se sont associés dans le réseau collaboratif IROQUA (initiative de recherche pour l'optimisation acoustique aéronautique) pour réduire les principales composantes de bruit, comme le bruit de jet, de soufflante ou de cellule (ce dernier comprenant le bruit des ailes-volets, trains d'atterrissage et cavités). Au sein du Laboratoire, de nombreuses études ont contribué à cet effort, notamment avec les thèses de Thomas Castelain [48], Julien Grilliat [88] et Damien Desvigne [68].

Un autre sujet d'une grande importance pour les acteurs du transport aérien est la consommation de carburant. Pour la réduire, les constructeurs ont récemment opté pour l'utilisation intensive de matériaux composites à la place des structures métalliques traditionnelles dans le fuselage des appareils civils, cette mesure visant à diminuer la masse des aéronefs. On peut citer l'Airbus A350 et le Boeing 787 comme exemples de cette nouvelle génération (voir les figures 1 et 2). En contrepartie du gain de masse, les matériaux composites induisent moins de pertes par transmission de l'énergie acoustique incidente au fuselage : ils sont plus transparents au bruit que les anciennes structures métalliques. Ceci pose bien sûr le problème du confort des passagers à l'intérieur de l'avion, mais aussi des niveaux sonores auxquels est soumis le personnel naviguant. Le bruit de jet est une composante importante de ce bruit incident. Il est émis par les écoulements issus des moteurs, qui sont des réacteurs à double-flux sur les avions commerciaux actuels, dont une illustration est donnée en figure 3. Dans les conditions de croisière, l'écoulement central est chaud et subsonique. En revanche, l'écoulement secondaire est froid, supersonique et imparfaitement détendu. Il émet donc du bruit de choc. On sait qu'en conditions statiques, le bruit de choc large bande (BBSAN pour *broadband shock-associated noise*) domine le bruit de mélange pour toutes les directions d'observation hormis vers l'aval (par rapport à la direction de l'écoulement). En vol, les mesures de Huber *et al.* [100] notamment confirment l'importance du BBSAN parmi toutes les sources de bruit. Il est donc apparu nécessaire d'étudier l'effet du vol sur le bruit de choc large bande de jets supersoniques, c'est-à-dire l'influence de l'écoulement externe au jet résultant du déplacement de l'avion.

Cette thèse, réalisée au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (UMR CNRS 5509 & Ecole Centrale de Lyon) à partir d'octobre 2009, traite ce sujet de manière entièrement expérimentale. Trois campagnes de mesure se sont succédées : en octobre 2009, de mi-août à mi-octobre 2010 et de mi-août à fin octobre 2011. Hormis pour la première tranche d'essais où je n'ai fait que participer aux mesures, j'ai réalisé l'ensemble des acquisitions à chaque campagne ainsi que les analyses qui ont suivi.

Les essais ont été cofinancés par les entreprises Airbus et Snecma, pour qui respectivement Mauro

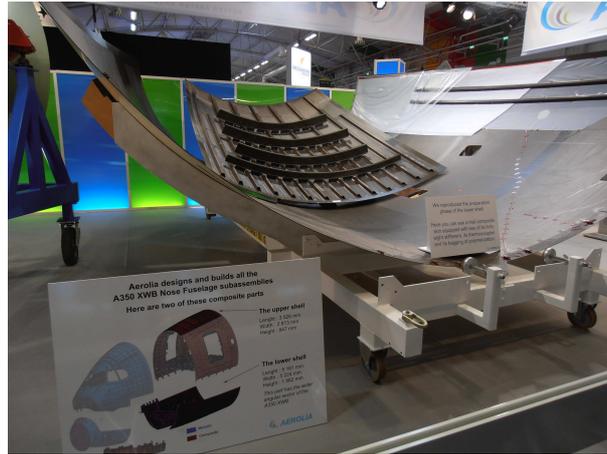


Fig. 1 Pièces du fuselage en matériaux composites de l'Airbus A350 au salon du Bourget en 2011.



Fig. 2 Boeing 787 au salon du Bourget en 2011.

Porta et Guillaume Bodard ont suivi ces travaux. La thèse de Cyprien Henry, en convection CIFRE entre le LMFA et Snecma, s'est déroulée de manière simultanée et a porté sur la modélisation et la simulation de l'effet du vol sur le bruit de choc large bande des jets supersoniques. La proximité des sujets a entraîné des échanges, aussi bien d'idées que de données.

La géométrie complète du problème physique réel peut être visualisée en figure 3. Le vol d'avancement engendre un écoulement extérieur, entourant le jet secondaire, froid et choqué, qui lui-même entoure le jet primaire, chaud et subsonique. On simule dans ce travail seulement l'écoulement froid choqué, qui sera notre écoulement primaire axisymétrique, et l'écoulement subsonique engendré par l'avancée de l'appareil, qui sera notre écoulement secondaire coaxial.

Dans des expériences de laboratoire bien contrôlées (où les géométries sont simples, les écoulements symétriques, les taux de turbulence faibles, et les effets d'installation limités), le bruit de choc se compose d'une partie large bande et d'une composante tonale, appelée *screech*. Sur notre montage expérimental, de forts niveaux de *screech* ont été relevés, ce qui a occasionné une étude de cette composante de bruit et de l'effet du vol d'avancement sur celle-ci, utile en pratique puisque le *screech* existe sur certains avions militaires [225]. Cependant, seulement la composante large bande du bruit de choc semble être émise par les jets issus des avions civils. Ainsi, dans un second temps, le *screech* a été éliminé et l'effet du vol sur le bruit de choc large bande a pu être étudié dans une situation se rapprochant de celle rencontrée dans le transport aérien.

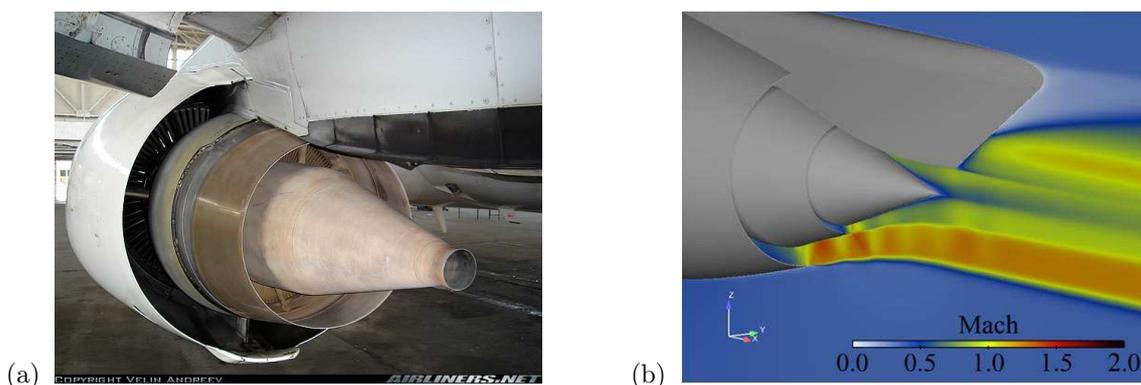


Fig. 3 Géométrie du problème réel. (a) Photographie d'un turboréacteur à double flux (source : [www.airliners.net](http://www.airliners.net)), (b) calcul sur une géométrie double-flux par Cyprien Henry (Snecma). On distingue des cellules de choc dans l'écoulement secondaire.

## Organisation du mémoire

Le plan thématique retenu ne respecte pas la chronologie des mesures et analyses, ce qui explique que certains résultats présentés assez tôt dans le mémoire ne sont pas utilisés directement dans les chapitres suivants, même si cela aurait pu être pertinent.

Le chapitre 1 contient des rappels de définitions et formules utiles pour les écoulements compressibles et une synthèse bibliographique des composantes du bruit de jet ; l'accent est mis sur le screech et le bruit de choc large bande. Une courte note sur les méthodes expérimentales de simulation du vol d'avancement est proposée en fin de chapitre.

Le dispositif expérimental est présenté au chapitre 2. Celui-ci comprend la maquette et les moyens de mesure, à savoir les mesures acoustiques, la visualisation strioscopique, les mesures de pression, la vélocimétrie laser Doppler (LDV) et la vélocimétrie par images de particules (PIV). Un travail conséquent a été dédié à la validation des moyens de mesure. Il est cependant reporté en annexe A pour ne pas alourdir le corps du texte.

Une étude détaillée du réseau de cellules de choc, directement responsable du bruit de choc émis par les jets imparfaitement détendus, est proposée dans le chapitre 3. Celle-ci contient une exploration de l'écoulement moyen de jets à plusieurs points de fonctionnement à l'aide des différentes techniques de mesure, et une étude de l'effet du vol sur cette structure moyenne. Par ailleurs, la turbulence dans la couche de mélange du jet supersonique est caractérisée, pour un jet n'émettant pas de screech (de sorte à éviter le phénomène de forçage induit par celui-ci). L'épaisseur de la couche de mélange, les taux de turbulence, la taille ainsi que la forme des taches de corrélation sont déduits des résultats de la PIV. En outre, la vitesse de convection des structures et la cohérence de la turbulence sont étudiées à partir de visualisations strioscopiques. Dans une dernière partie, l'effet du vol sur la turbulence est abordé.

Une étude du screech est proposée au chapitre 4. Sa sensibilité à l'environnement de la mesure est d'abord estimée. L'évolution de sa fréquence est ensuite abordée, pour un jet statique et avec vol simulé. Le cœur du chapitre est dédié à l'étude du comportement modal du screech en vol, fondée sur l'analyse de signaux acquis dans le champ proche acoustique. Enfin, une quantification de l'effet du vol sur l'amplitude du screech clôt le chapitre.

L'effet du screech sur le jet est étudié dans le chapitre 5. L'oscillation des chocs et les battements du jet sont d'abord reliés au screech. En particulier, une étude de l'oscillation d'un choc dans une configuration du screech spécifique est réalisée à la lumière des résultats sur le contenu modal du screech présentés au chapitre 4. Des essais de suppression du screech sont ensuite menés, incluant

notamment l'utilisation d'un crochet métallique (ou *tab*), fixé en sortie de tuyère et pénétrant dans le jet supersonique, et d'une tuyère possédant des créneaux peu profonds taillés dans la lèvre. On vérifie par différents moyens de mesure que cette dernière technique n'est pas intrusive. L'effet du screech sur la structure de cellules de choc et sur le développement de la couche de mélange du jet supersonique est alors déterminé à partir des résultats de la PIV et de visualisations strioscopiques. Ensuite, une comparaison du bruit de choc large bande émis par un jet émettant du screech et un jet sans cette composante tonale est réalisée; elle permet de déduire l'effet du screech sur le BBSAN. Connaissant la structure et le champ acoustique d'un jet choqué n'émettant pas de screech, on évalue finalement l'effet d'une *tab* sur le jet et le BBSAN.

Le dernier chapitre est dédié à l'effet du vol sur le bruit de choc large bande, dans une configuration où le screech est absent ou faible. L'influence du vol est d'abord étudiée à angle d'émission fixé, puis à angle convecté fixé. L'évolution avec la vitesse de vol de la fréquence centrale, la largeur et l'amplitude maximale de la bosse principale du BBSAN est déterminée, ainsi que l'évolution de son niveau intégré en fréquence et de sa directivité. Les évolutions de la fréquence centrale et de l'amplitude du BBSAN sont finalement analysées à la lumière des modèles existant et des mesures aérodynamiques réalisées dans ce travail.

Les enseignements principaux des différentes parties sont rassemblés dans la conclusion, où quelques perspectives sont aussi mentionnées.

# Chapitre 1

## Jets supersoniques, bruit de jet et simulation du vol

Ce chapitre est conçu comme une introduction au sujet traité dans ce travail. Les bases utiles de la physique des jets supersoniques sont rappelées, et les caractéristiques principales des deux composantes de bruit de choc sont résumées. On termine le chapitre par une courte présentation des méthodes expérimentales permettant la simulation du vol d'avancement.

### 1.1 Jets supersoniques

#### 1.1.1 Grandeurs utiles pour les écoulements compressibles

On écrit  $P_s$ ,  $T_s$  et  $\rho_s$  les pression, température et masse volumique thermodynamiques d'un élément de fluide se déplaçant à une certaine vitesse  $v$ . Elles sont également appelées grandeurs *statiques* pour les différencier des grandeurs totales introduites dans la suite. On définit le nombre de Mach de ce volume de contrôle par

$$M = v/c \quad (1.1)$$

où  $c$  est la célérité du son locale. On fait l'hypothèse que l'air, qui est le fluide avec lequel on travaille, peut être considéré comme un gaz parfait. On introduit la constante du gaz  $r$ , qui s'écrit

$$r = \mathcal{R}/\mathcal{M} \quad (1.2)$$

avec  $\mathcal{R}$  la constante universelle des gaz parfaits et  $\mathcal{M}$  la masse molaire de l'air. On sait que pour les gaz parfaits (relation de Mayer)

$$r = c_p - c_v \quad (1.3)$$

où  $c_p$  et  $c_v$  sont les capacités calorifiques massiques à pression constante et à volume constant, respectivement, qui ne dépendent dans ce cas que de la température. On introduit également le rapport des capacités calorifiques  $\gamma$

$$\gamma = c_p/c_v \quad (1.4)$$

On fait en outre l'hypothèse que ce gaz est calorifiquement parfait, c'est-à-dire que  $c_p$  et  $c_v$  sont des constantes. Dans le cas de l'air dans des conditions standard, on considère que

$$r = 287.06 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1} \quad \text{et} \quad \gamma = 1.4 \quad (1.5)$$

Le gaz parfait vérifie la loi d'état

$$P_s = \rho_s r T_s \quad (1.6)$$

La célérité du son locale s'exprime dans ce cadre comme

$$c = \sqrt{\gamma r T_s} = \gamma P_s / \rho_s \quad (1.7)$$

En plus des grandeurs locales statiques introduites précédemment, on définit les grandeurs *totales*, qui seraient celles qu'atteindrait un élément de fluide que l'on ferait décélérer de manière *isentropique* jusqu'au repos ( $v=0$ ). Le qualificatif *isentropique* signifie que la transformation doit être à la fois adiabatique et réversible. On note ces grandeurs totales  $P_t$ ,  $T_t$  et  $\rho_t$  pour la pression, la température et la masse volumique, respectivement. En réalité, on n'a pas besoin de l'hypothèse de réversibilité pour définir la température totale, voir Anderson [17].

On se place dans le cadre des écoulements unidimensionnels pour déterminer les équations utiles pour les jets supersoniques. Elles sont démontrées par Anderson [17]. A partir de la conservation de l'énergie, on peut écrire le lien suivant entre la température totale *locale*  $T_t$  et la température statique  $T_s$

$$\frac{T_t}{T_s} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \quad (1.8)$$

Par ailleurs, comme pour les processus isentropiques (et les transformations menant des grandeurs statiques aux grandeurs totales le sont par définition), on a

$$\frac{P_t}{P_s} = \left(\frac{\rho_t}{\rho_s}\right)^\gamma = \left(\frac{T_t}{T_s}\right)^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (1.9)$$

il découle de l'expression (1.8) la relation

$$\frac{P_t}{P_s} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (1.10)$$

pour la pression, et

$$\frac{\rho_t}{\rho_s} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{1/(\gamma-1)} \quad (1.11)$$

pour la masse volumique.

### 1.1.2 Importance du taux de détente

Supposons que l'on dispose d'une tuyère convergente ronde à sortie parallèle, qui relie un réservoir (où la vitesse est nulle) rempli d'air à la pression  $P_r$ , à un volume à la pression ambiante  $P_{amb}$  (le cas de la tuyère convergente-divergente est traité en annexe F; une telle tuyère se caractérise par un nombre de Mach de fonctionnement, noté  $M_d$  pour *Mach design* en anglais, qui est le nombre de Mach de l'écoulement supersonique parfaitement détendu généré par la tuyère). On fait l'hypothèse que l'écoulement dans la tuyère est unidimensionnel et isentropique. La pression  $P_r$ , ou pression de réservoir, est aussi nommée la pression *génératrice* de l'écoulement. Aucun écoulement ne va s'installer dans cette tuyère tant que la pression de réservoir n'est pas plus grande que la pression ambiante. Si l'on définit le taux de détente, ou NPR pour *nozzle pressure ratio*, par le rapport

$$\text{NPR} = \frac{P_r}{P_{amb}} \quad (1.12)$$

il faut que  $\text{NPR} > 1$  pour qu'il existe un écoulement au travers de la tuyère.

En combinant les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, écrites sous forme différentielle, on obtient la relation d'Hugoniot

$$\frac{dA}{A} = (M^2 - 1) \frac{dv}{v} \quad (1.13)$$

avec  $A$  la section de la tuyère (variable). Cette relation importante indique que pour les écoulements subsoniques, la vitesse croît dans un convergent, et décroît dans un divergent. L'inverse est vrai pour les écoulements supersoniques.

### 1.1.2.1 Sortie subsonique

On règle un taux de détente légèrement supérieur à 1. Ceci induit un faible écoulement (subsonique) dans la tuyère. L'hypothèse d'isentropie assure que la pression totale locale est partout égale à la pression de réservoir. On a alors partout dans la tuyère

$$\frac{P_r}{P_s} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (1.14)$$

d'après l'équation (1.10), et en particulier

$$\frac{P_r}{P_e} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_e^2\right)^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (1.15)$$

à l'éjection, avec  $P_e$  et  $M_e$  la pression statique et le nombre de Mach en sortie de tuyère. En sortie, on a

$$P_e = P_{\text{amb}}$$

puisqu'en régime subsonique, l'information sur la pression ambiante parvient à remonter l'écoulement.

Si l'on augmente la pression génératrice  $P_r$ , à  $P_{\text{amb}}$  fixée, le nombre de Mach en sortie de tuyère va croître d'après la loi (1.15), jusqu'à ce que  $M_e = 1$ . A l'intérieur de la tuyère,  $M < 1$  cependant d'après la relation d'Hugoniot (1.13) : l'écoulement doit accélérer tant que la tuyère est strictement convergente, et ne peut atteindre le Mach de 1 qu'en sortie de tuyère, où  $dA/A = 0$ .

Dans toute cette gamme de taux de détente, le jet sortant de la tuyère est subsonique. La structure de tels jets est bien connue : dès la sortie de tuyère, un mélange turbulent s'opère avec le milieu au repos environnant, ce qui entraîne l'apparition d'une couche de mélange annulaire, qui croît vers l'aval. Dans la région située à l'intérieur de cette zone annulaire, l'écoulement est approximativement uniforme et la vitesse moyenne du jet est la même qu'en sortie de tuyère. On appelle cette région le cône potentiel. Lorsque la couche atteint l'axe du jet, le cône potentiel se termine, ce qui est typiquement à cinq diamètres de tuyère en aval de la sortie pour les jets subsoniques (la longueur du cône potentiel augmente avec  $M_e$ ). En aval de cette limite, la vitesse axiale commence à chuter ; le jet entre dans une zone de transition avant d'atteindre la zone pleinement développée, où les écoulements moyens et turbulents sont auto-similaires et la vitesse axiale décroît en  $1/x$ , où  $x$  est la coordonnée axiale.

### 1.1.2.2 Jet sonique

Le Mach de sortie sonique ( $M_e = 1$ ) est atteint pour un NPR critique que l'on peut calculer. La relation (1.15) est toujours vérifiée puisque l'écoulement reste isentropique dans la tuyère, et on a toujours

$$P_e = P_{\text{amb}}$$

puisqu'on est à la limite du domaine subsonique. D'où

$$\text{NPR}_c = \left(\frac{\gamma + 1}{2}\right)^{\gamma/(\gamma-1)} \approx 1.8929 \quad \text{avec} \quad \gamma = 1.4 \quad (1.16)$$

Si  $M_e = 1$  en sortie, l'évolution du nombre de Mach dans la tuyère est fixée entièrement par sa géométrie, à partir de l'équation

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{M} \left[ \frac{2}{\gamma + 1} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right) \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (1.17)$$

qui est issue directement de la conservation de la masse entre une position quelconque de section  $A$  à l'intérieur de la tuyère où le nombre de Mach vaut  $M$ , et la sortie, de section  $A^*$  et de nombre de Mach 1 (l'astérisque dénote traditionnellement les conditions dans la section sonique).

### 1.1.2.3 Jet supersonique sous-détendu

Lorsqu'on continue à augmenter NPR au-delà de  $\text{NPR}_c$ ,  $M_e$  reste à 1 d'après la relation d'Hugoniot :  $M$  ne peut pas excéder 1 à quelque endroit à l'intérieur de la tuyère, sinon on aurait  $M = 1$  dans une section non extrême. Ainsi, le profil de  $M$  dans la tuyère reste inchangé par rapport au cas où  $\text{NPR} = \text{NPR}_c$ . En appliquant alors l'expression (1.14) connaissant le profil de  $M$ , on voit que celui de  $P_s$  est aussi fixée dans la tuyère, et que la pression de sortie vaut *nécessairement*

$$P_e = P_r \left( \frac{\gamma + 1}{2} \right)^{-\gamma/(\gamma-1)} = \frac{P_r}{\text{NPR}_c} \quad (1.18)$$

Si l'on continue d'augmenter  $P_r$  tel que  $\text{NPR} > \text{NPR}_c$ , la pression  $P_e$  ne va pas avoir d'autre choix que de croître également par (1.18), donc

$$\Delta P = P_e - P_{\text{amb}} > 0$$

On a ainsi formé un jet *sous-détendu* : la pression de sortie est supérieure à l'ambiante.

Pour caractériser le point de fonctionnement d'un jet supersonique, on peut utiliser le NPR ou aussi le nombre de Mach parfaitement détendu, noté  $M_j$ . Il est le nombre de Mach du jet qui se serait détendu de manière isentropique entre  $P_r$  et  $P_{\text{amb}}$  et s'exprime

$$M_j = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \left( \text{NPR}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right)} \quad (1.19)$$

d'après la relation (1.10). On utilisera dans la suite  $M_j$  pour désigner les conditions des jets. On verra que ce paramètre revêt un sens physique dans un jet sous-détendu. Certains utilisent aussi le paramètre de choc  $\beta$

$$\beta = \sqrt{M_j^2 - 1} \quad (1.20)$$

pour définir les conditions du jet. On peut écrire de manière condensée la relation entre ces paramètres de la façon suivante [187]

$$\beta^2 = M_j^2 - 1 = 5(\text{NPR})^{2/7} - 6 \quad \text{pour } \gamma = 1.4 \quad (1.21)$$

Les relations entre NPR,  $M_j$  et  $\beta$  pour les conditions étudiées spécifiquement dans la suite sont indiquées en table 1.1. Notons qu'en réalité,  $\gamma$  varie avec la température [13, 59]. Mais si l'on ne chauffe pas les jets,  $\gamma = 1.4$  est une bonne approximation, qui ne suffit en revanche plus avec un jet chaud.

A partir de  $M_j$  et de la température totale  $T_t$  de notre écoulement en sortie de tuyère, on peut calculer la température  $T_j$ , qui est la température statique du jet parfaitement détendu, par le biais de la relation (1.8), selon

$$T_j = \frac{T_t}{1 + M_j^2 (\gamma - 1)/2} \quad (1.22)$$

de laquelle découle  $\rho_j$

$$\rho_j = \frac{P_{\text{amb}}}{r T_j} \quad (1.23)$$

et également la vitesse de l'écoulement parfaitement détendu  $U_j$

$$U_j = M_j \sqrt{\gamma r T_j} \quad (1.24)$$

On n'introduit pas la pression statique de ce jet, qui est par définition  $P_{\text{amb}}$ . Notons que la température totale  $T_t$  considérée est aussi appelée température de réservoir, ou génératrice, et est alors notée  $T_r$ .

	$M_j$			
	1.10	1.15	1.35	1.50
NPR	2.14	2.27	2.97	3.67
$\beta$	0.46	0.57	0.91	1.12
$P_e/P_{\text{amb}}$	1.13	1.20	1.57	1.94
$\Delta P/P_{\text{amb}}$	0.13	0.20	0.57	0.94
$U_j$	345	357	403	435
$D_j/D$	1.004	1.009	1.044	1.085
$Re_j$	$1.18 \times 10^6$	$1.27 \times 10^6$	$1.64 \times 10^6$	$1.98 \times 10^6$

Tab. 1.1 Grandeurs utiles reliées aux conditions récurrentes dans ce travail. On fait l'hypothèse que  $P_{\text{amb}} = 98 \text{ kPa}$ ,  $T_t = 30^\circ\text{C}$ , et  $D = 38.5 \text{ mm}$ .  $Re_j = \rho_j U_j D / \mu$ , avec  $\mu$  la viscosité dynamique du fluide (qui dépend de  $T_j$ , donc de  $M_j$ ).

Enfin, on peut définir le diamètre de sortie de la tuyère (convergente-divergente) qu'il aurait fallu, à la place de la tuyère convergente de diamètre d'éjection  $D$  menant à un jet non-adapté, pour produire ce jet parfaitement détendu. On note cette grandeur  $D_j$  et elle s'écrit, à partir de la relation (1.17),

$$\frac{D_j}{D} = \left[ \frac{1 + M_j^2 (\gamma - 1)/2}{1 + (\gamma - 1)/2} \right]^{\frac{\gamma+1}{4(\gamma-1)}} \left( \frac{1}{M_j} \right)^{1/2} \quad (1.25)$$

La formule (1.25) est une particularisation au cas des tuyères convergentes d'une formule plus générale faisant intervenir le Mach de dessin  $M_d$  et le diamètre au col de la tuyère. Le rapport  $D_j/D$  est indiqué en table 1.1, au milieu d'autres variables utiles. La grandeur  $D_j$  intervient dans les modèles linéaires de réseau de cellules de choc, comme on va le voir maintenant.

### 1.1.3 Structure de cellules de choc

L'existence d'une différence de pression en sortie de tuyère a de grandes conséquences sur le jet, qui va adopter une allure bien différente de celle du jet subsonique. Le chapitre 3 sera dédié à l'étude aérodynamique des jets sous-détendus.

Dans les jets sous-détendus, la pression à l'éjection est supérieure à la pression ambiante. Pour assurer la continuité de la pression à la frontière du jet, des *ondes de détente* sont accrochées à la lèvre de la tuyère, et ont pour rôle de faire baisser la pression de sortie jusqu'à la pression ambiante. Ces ondes de détente, *expansion fans* en anglais et nommées aussi fans de détente dans la suite, sont diffuses dans l'espace, et ont un peu la forme d'un éventail, contrairement aux chocs qui sont localisés. L'écoulement au travers des fans de détente est isentropique. Ils entraînent un élargissement du jet vers l'extérieur dès la sortie de tuyère. En atteignant la frontière opposée du jet, l'onde de détente se réfléchit sous la forme d'une onde de compression et fait se courber vers l'intérieur la frontière du jet. Le jet supersonique agit alors comme un *guide d'onde* (imparfait), dans lequel ondes de détente et de compression sont piégées à l'intérieur de la couche de mélange. Détentes et compressions se répètent jusqu'à ce que le mélange turbulent dans la couche de mélange ait gommé cette structure, que l'on peut observer en figure 1.1 sur un schéma et deux visualisations strioscopiques, l'une à court et l'autre à long temps d'exposition. On l'appelle *structure* ou *réseau de cellules de choc* – *shock-cell structure* en anglais –, ou plus simplement *structure de cellules* (on distingue clairement sur l'image instantanée, figure 1.1 (b), l'épaississement de la couche de mélange vers l'aval, qui s'accompagne d'un amortissement de la structure de cellules (c); ceci est schématisé en (a). En aval de cette structure, l'écoulement ralentit de manière monotone tout en s'élargissant). On verra que la pression statique dans le jet oscille au gré des détente et compressions autour de la pression ambiante, et ce de manière quasi-périodique. On introduit donc la longueur caractéristique du réseau de cellule  $L_s$ , qui serait la longueur des cellules dans le cas idéal où elles seraient toutes de même taille.

Pour les besoins de la partie 1.2, on introduit ici brièvement les modèles de structure de cellules. Dans le cadre d'une structure faible, c'est-à-dire pour laquelle la différence de pression en sortie de tuyère est assez basse, les équations de conservation peuvent être linéarisées autour de l'écoulement parfaitement détendu. Dans le cas de géométries axisymétriques, une résolution des équations de perturbation a été initialement proposée par Prandtl [220], puis a été reprise par Pack [191] et Tam [264]. En se conformant à l'écriture de Tam & Tanna [281], la perturbation de pression statique  $p' = P_s - P_{\text{amb}}$  s'exprime

$$\frac{p'}{P_{\text{amb}}} = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \phi_n(r) \cos(\lambda_n x) \quad (1.26)$$

avec

$$A_n = \frac{2\Delta P}{\mu_n P_{\text{amb}}} \quad (1.27)$$

où  $\mu_n$  est le  $n^{\text{e}}$  zéro de la fonction de Bessel de première espèce et d'ordre zéro. Dans la formule (1.26),  $r$  et  $x$  sont les coordonnées radiale et axiale, et  $\phi_n$  s'exprime par fonctions de Bessel. On obtient donc une somme d'une série de modes du guide d'onde qu'est le jet.  $A_n$  est l'amplitude du mode  $n$ ,  $\phi_n$  sa fonction de forme et  $\lambda_n$ , s'écrivant

$$\lambda_n = \frac{2\mu_n}{D_j \sqrt{M_j^2 - 1}} \quad (1.28)$$

son nombre d'onde. En première approximation, on peut dire que la longueur des cellules est  $2\pi/\lambda_1$  soit

$$L_j = \frac{\pi D_j \sqrt{M_j^2 - 1}}{\mu_1} \approx 1.306\beta D_j \quad (1.29)$$

où l'on a remplacé  $L_s$  par  $L_j$ , pour signifier que l'on se place ici dans le cadre des modèles linéaires de structure de cellules. Notons qu'une solution plus élaborée, prenant en compte l'épaississement des couches de mélange, a été développée par Tam *et al.* [279]; cela permet de reproduire l'affaiblissement axial de la structure et le rapetissement des cellules. Michalke [154] mentionne également l'effet de l'épaisseur de la couche de mélange sur  $L_j$ .

Enfin, diverses études montrent que chauffer le jet a peu d'influence sur la structure de cellules [154, 319, 256, 159].

Le réseau de cellules de choc est un des deux ingrédients dans la genèse du bruit de choc, le second étant la turbulence se développant dans la couche de mélange du jet.

### 1.1.4 Grandes structures turbulentes et ondes d'instabilité

Un écoulement turbulent contient une grande variété d'échelles. Les plus grosses sont censées être de l'ordre de grandeur du diamètre pour un jet rond, alors que les plus petites sont de l'ordre de l'échelle de Kolmogorov. Le rapport de taille entre les plus grandes et les plus petites échelles dépend du nombre de Reynolds, selon  $Re_D^{3/4}$  [25], avec  $Re_D$  le nombre de Reynolds construit sur le diamètre de la tuyère. Plus il est élevé, plus l'éventail des échelles va être large.

L'existence de « grandes » structures turbulentes dans des couches de mélange a été reconnue il y a longtemps déjà. A partir d'images de jets rondsensemencés, à des nombres de Reynolds compris entre  $10^4$  et  $10^5$ , Crow & Champagne [58] mirent en évidence l'existence de structures axisymétriques ressemblant à des rouleaux, ou bouffées. Brown & Roshko [42] visualisèrent des enroulements de grands tourbillons par ombroscopie dans les couches de mélange planes et incompressibles. Ces structures occupaient toute la largeur de la couche de mélange. Même dans les couches de mélange compressibles, il est admis que de telles structures sont omniprésentes. Papamoschou & Roshko [205] en visualisèrent par strioscopie. Ils définissent le qualificatif « grandes » en ramenant la taille de ces structures à

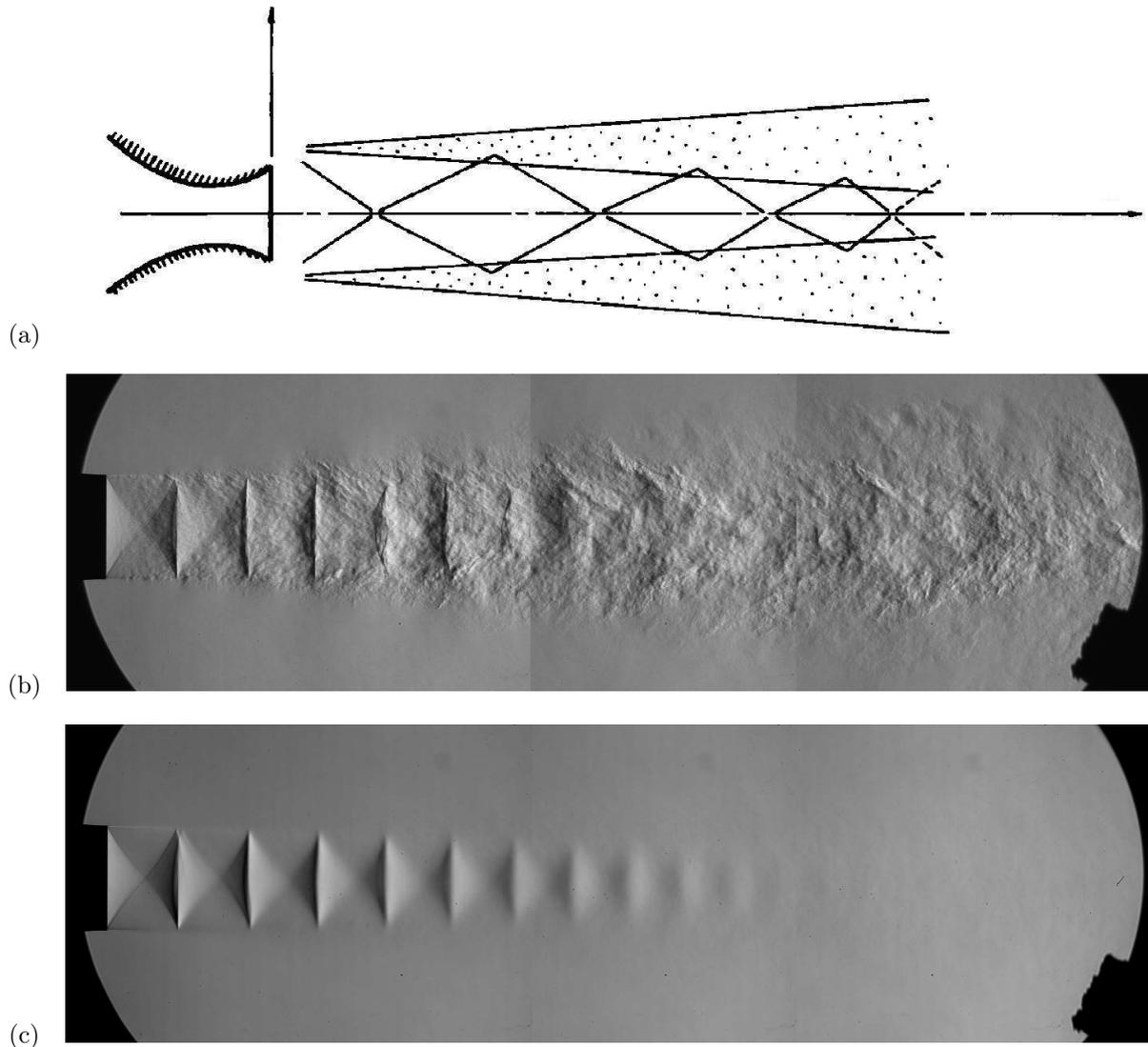


Fig. 1.1 (a) Schématisation de la structure de cellules au sein d'un jet supersonique sous-détendu (d'après Tam *et al.* [279]); (b) image strioscopique instantanée d'un jet à  $M_j = 1.15$ , reconstituée à partir de trois prises de vue (le temps d'exposition est de  $4 \mu s$ ); (c) image strioscopique moyenne du jet montré en (b). Les jets vont de la gauche vers la droite et le couteau du montage strioscopique est orienté orthogonalement à la direction du jet.

celle de la couche de mélange locale. Les visualisations de Mahadevan & Loth [139] confirmèrent leur existence sous ces conditions. Certaines personnes émirent cependant des doutes sur l'existence de telles structures. McIntyre & Settles [145] visualisèrent par strioscopie des couches de mélange axisymétriques compressibles et ne repèrent pas de grandes structures évidentes. Ils avancèrent que lorsque le nombre de Reynolds augmente, l'extension de la gamme des échelles de structures rend les plus grosses masquées par les plus petites, ce qui rend leur visualisation difficile. Le même constat fut tiré chez Goebel & Dutton [85].

Il semble qu'il existe parfois dans la littérature un amalgame entre deux notions différentes relatives à ces structures : leur taille et leur cohérence. Ces grandes structures perdurent en effet longtemps dans un jet à faible nombre de Reynolds, comme le montrent les visualisations de Brown & Roshko [42]. Les mesures de corrélations spatio-temporelles par déflectométrie de McIntyre & Settles [145] leur firent dire que les grandes structures, si elles existent, sont peu cohérentes dans un écoulement compressible, et le sont de moins en moins lorsque la compressibilité augmente. Mahadevan & Loth [139] mirent égale-

ment en exergue le manque d'organisation spatiale des grandes structures. Ces conclusions contrastent fortement avec celles de Papamoschou [203] qui visualisa des structures quasiment gelées dans leur mouvement, de même qu'avec la pensée de Tam [264, 281, 271, 273]. Dans la première référence, il mit en évidence une structure turbulente hélicoïdale perdurant dans un jet supersonique à  $M_j = 2.53$  sur de nombreux diamètres de tuyère (voir sa figure 10). Pour tenter de réconcilier ces deux visions, on peut citer l'effet masquant des petites structures turbulentes concomitantes aux grands nombres de Reynolds auxquels s'effectue la plupart des études sur les jets compressibles et supersoniques [145], qui rend difficile la visualisation des grandes structures dans les cas pratiques.

Ces grandes structures ont été modélisées très tôt comme étant des ondes d'instabilité se développant dans la couche de mélange. Celles-ci ont pour origine de petites perturbations qui sont capables de croître pour certaines fréquences, en raison du caractère instable d'une couche de mélange. Une succession de travaux expérimentaux a montré l'adéquation du cadre théorique des ondes d'instabilité pour comprendre et prédire le comportement des grandes structures turbulentes, aussi bien en fréquence et vitesse de phase que vis-à-vis de la croissance exponentielle et du déclin [58, 51, 146, 170, 171, 291, 249]. Ces travaux ont en général été réalisés avec des nombres de Reynolds faibles à modérés. Du point de vue théorique, Tam & Chen [277] développèrent un modèle statistique des grandes structures turbulentes d'une couche de mélange bidimensionnelle, où ces structures sont représentées comme une combinaison linéaire d'ondes d'instabilité. Leur modèle livra des comparaisons satisfaisantes avec des données expérimentales. Chaque onde, ou mode, d'instabilité peut s'écrire simplement d'après Tam & Tanna [281]

$$\Re \left[ a(x) \psi(r) e^{i(kx - \omega t)} \right] \quad (1.30)$$

où  $\Re[\cdot]$  représente la partie réelle de l'argument ;  $a(x)$  est l'amplitude de l'onde, qui croît puis décroît dans l'espace,  $\psi(r)$  est la fonction propre du mode,  $k$  est son nombre d'onde,  $\omega$  sa pulsation, et  $x$  et  $t$  les coordonnées d'espace et de temps. La vitesse de phase de cette onde, qui est aussi la vitesse de convection de la structure turbulente associée, est  $\omega/k$ .

La prise de conscience de l'importance des grandes structures pour le bruit de jets à haute vitesse a été précoce. L'idée sous-jacente est qu'elles peuvent être responsables directement d'une partie du rayonnement acoustique, ou piloter la dynamique des plus petites structures elles aussi émettrices de bruit, ce qui a ouvert la voie au contrôle d'écoulement. Le premier point a conduit à une nouvelle représentation des sources de bruit, qui étaient jusqu'à lors considérées comme étant une assemblée de petits tourbillons décorrélés. Michalke [152] reformula l'analogie acoustique de Lighthill [133] pour faire apparaître une structure modale du champ turbulent, adaptée à la représentation par ondes d'instabilité. L'adéquation de cette reformulation a été vérifiée expérimentalement [23]. Tam & Burton [276, 275] s'éloignèrent des analogies acoustiques et considèrent les champs turbulent et acoustique comme constituant un tout, qu'ils traitèrent dans sa globalité par développements asymptotiques raccordés. Du côté expérimental, les travaux de McLaughlin [146, 147], sur des jets supersoniques parfaitement détendus à bas nombre de Reynolds, démontrèrent que les ondes d'instabilité étaient *directement* responsables du bruit rayonné en champ lointain, en se fondant sur les similitudes entre spectres acoustiques et spectres de fluctuations dans la couche de mélange, mesurés avec un fil chaud. Il a été déterminé que la principale zone source de bruit est la région où l'onde d'instabilité se désagrège, après sa croissance exponentielle. Un pont entre ces conditions et d'autres plus réalistes où les nombres de Reynolds sont plus élevés a été proposé dans les références [147, 291, 249], qui relevèrent les similitudes existant entre les champs acoustiques des différentes conditions, bien que les fluctuations dans la couche de mélange soient très différentes : dans un jet à haut nombre de Reynolds, on ne distingue plus de pics fréquentiels marqués correspondant à des ondes d'instabilité. Le lien intime entre ces conditions très différentes peut être vu au travers des spectres acoustiques de la figure 1.2, provenant de [249]. Elle a plusieurs

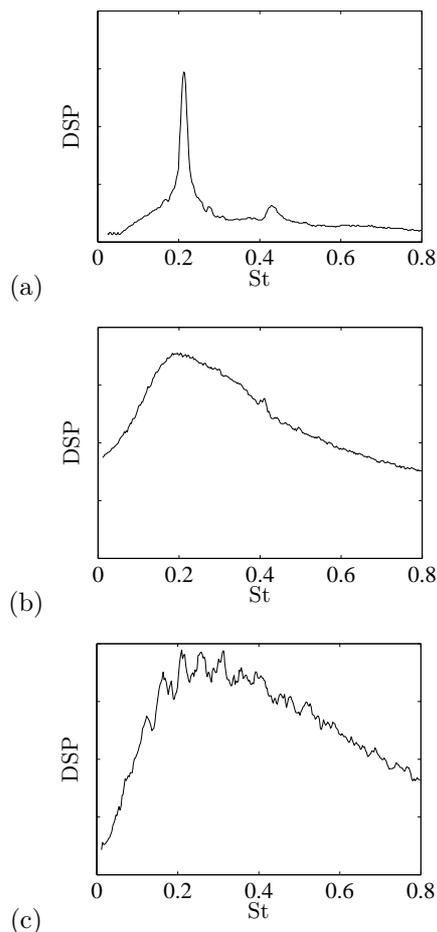


Fig. 1.2 Similitude des densités spectrales de puissance (DSP) du bruit de mélange mesuré dans la direction principale du rayonnement pour des jets parfaitement détendus ( $M_j = M_d$ ) lorsque le nombre de Reynolds augmente. (a)  $Re_j = 7.9 \times 10^3$ ,  $M_j = 2.1$ , (b)  $Re_j = 7.0 \times 10^4$ ,  $M_j = 2.1$ , (c)  $Re_j = 5.2 \times 10^6$ ,  $M_j = 2.0$ . Les axes des ordonnées représentent une échelle linéaire. Les courbes sont reproduites de [249].

fois été citée [247, 271] comme une preuve tangible du fait que le mécanisme des ondes d'instabilité est toujours prépondérant pour l'émission acoustique de jets à fort nombre de Reynolds : lorsque  $Re$  augmente, les ondes d'instabilité sont noyées dans la grande gamme d'échelles de turbulence, mais continuent à déterminer le rayonnement sonore. La similitude ne se restreint pas aux caractéristiques spectrales, mais est également prégnante au niveau de la directivité et du niveau de bruit total.

Par analogie avec ce qu'il se passe dans les jets parfaitement détendus à nombres de Mach similaires, certains chercheurs assurèrent que les grandes structures turbulentes / ondes d'instabilité sont aussi prépondérantes dans la genèse du bruit de choc [281, 326, 247, 280, 271].

## 1.2 Bruit de jet

Les composantes principales du bruit de jets supersoniques imparfaitement détendus sont présentées maintenant. On ne parle que de jets simples, sans écoulement secondaire. Les travaux étudiant l'effet de vol sur le bruit de choc sont présentés dans des chapitres ultérieurs. Un spectre typique émis par un jet à  $M_j = 1.35$  est représenté en figure 1.3. Les différentes composantes de bruit sont mises en évidence par diverses couleurs. On distingue le bruit de mélange, le screech (bruit de choc tonal) et le bruit de choc large bande. Ce dernier est constitué de plusieurs massifs, que l'on va appeler bosses (*broadband hump* en anglais). Celle de plus basse fréquence est toujours présente, contrairement aux autres. On l'appellera dans la suite *bosse principale*.

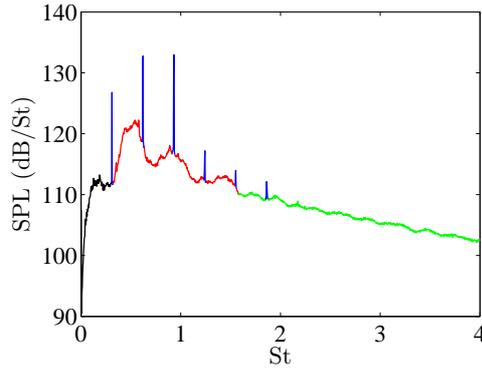


Fig. 1.3 Spectre typique en champ lointain du bruit émis par un jet supersonique imparfaitement détendu à  $M_j = 1.35$  et  $M_d = 1.0$ , à un angle polaire de  $110^\circ$  en partant de l'aval (SPL signifie *sound pressure level*). — Bruit de mélange, — screech, — bruit de choc large bande, — bruit de choc large bande et bruit de mélange. On écrit le nombre de Strouhal  $St = fD/U_j$ , avec  $f$  la fréquence.

On mentionne d'abord brièvement le phénomène d'ondes de Mach, qui est à la base d'une partie du rayonnement acoustique des jets supersoniques.

### 1.2.1 Ondes de Mach

Lorsque les structures turbulentes dans la couche de mélange sont convectées avec une vitesse supérieure à celle du son dans le milieu ambiant, des « ondes de choc attachées aux tourbillons » [199] se propagent à l'extérieur du jet, avec un angle  $\mu$

$$\mu = \arccos(c_0/U_c) \quad (1.31)$$

par rapport à l'axe du jet.  $U_c$  est la vitesse de convection des structures et  $c_0$  la célérité du son dans le milieu ambiant. L'émission d'onde de Mach est souvent expliquée par l'analogie d'une paroi ondulée se déplaçant à vitesse supersonique (*wavy wall analogy* en anglais). Une bonne partie des travaux expérimentaux cités en section 1.1.4 relèvent de ce type d'émission sonore. Dans ces conditions, la corrélation entre une mesure ponctuelle dans la couche de mélange et un microphone en champ lointain sera forte, car les grandes structures turbulentes rayonnent directement le bruit [199]. Ce type d'émission est visible sur les spectres en champ lointain par une surélévation large bande des niveaux en hautes fréquences (nombre de Strouhal  $St > 1.5$ ). Aux valeurs de  $M_j$  et températures de jets rencontrées dans cette étude, les structures ne sont pas convectées de manière supersonique donc on n'observe pas de fort rayonnement d'ondes de Mach.

### 1.2.2 Bruit de mélange

Le bruit de mélange est une composante du bruit de jets supersoniques également présente dans les jets subsoniques. Il existe depuis longtemps l'idée que le bruit de mélange de jets à hauts nombres de Mach pouvait être représenté comme provenant de deux types de sources distincts. Laufer *et al.* [126] isolèrent ainsi à l'aide d'un microphone placé au foyer d'un miroir sphérique et en champ lointain deux zones sources de bruit : une en amont, associée au rayonnement d'ondes de Mach, et une en aval du cône potentiel, à laquelle est associée une émission semblable à celle des jets subsoniques. Tam *et al.* [278] établirent à la suite de l'analyse de 1900 spectres mesurés dans des conditions très variées que les spectres de bruit de mélange mesurés en champ lointain pouvaient être construits à partir de deux spectres universels. Ils sont représentés en figure 1.4. Il en a été déduit que les grandes structures turbulentes sont responsables de l'émission vers l'aval, alors que les petites structures rayonnent dans

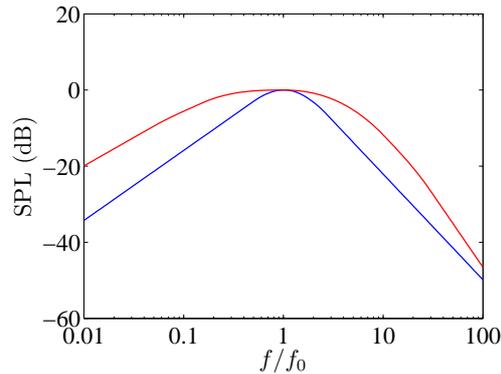


Fig. 1.4 Spectres universels des deux composantes du bruit de mélange.  $f_0$  est la fréquence du pic spectral. — Spectre des grandes structures turbulentes, — spectre des petites structures turbulentes.

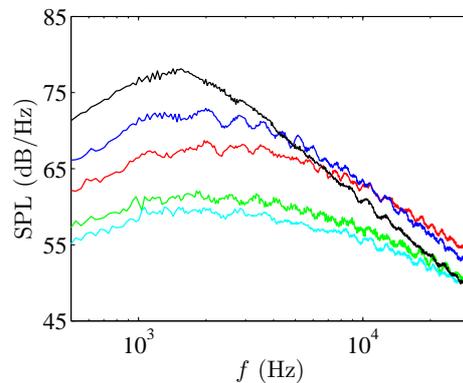


Fig. 1.5 Spectres acoustiques mesurés en champ lointain à  $M_j = 1.0$ . —  $\theta = 30^\circ$ , —  $\theta = 40^\circ$ , —  $\theta = 50^\circ$ , —  $\theta = 90^\circ$ , —  $\theta = 110^\circ$ .  $\theta$  est l'angle polaire, valant zéro vers l'aval.

toutes les directions. Des spectres mesurés en champ lointain à  $M_j = 1.0$  sont présentés en figure 1.5. On reconnaît bien le spectre pointu de Tam *et al.* pour  $\theta = 30^\circ$ , alors que dès  $50^\circ$ , le spectre plus plat est de rigueur ( $\theta$  est l'angle polaire, valant zéro en aval). L'adéquation de cette représentation a été confirmée par Viswanathan [299] et par l'étude théorique et expérimentale de Tam *et al.* [282]. Dans cette dernière contribution, des techniques de mesure acoustiques et aérodynamiques furent déployées pour caractériser les localisations, forces, directivité et cohérence des deux types de sources. L'explication du mécanisme de rayonnement par les grandes structures turbulentes proposée dans cette dernière référence s'appuie sur les ondes de Mach. Il est montré que même pour les ondes d'instabilité ayant une vitesse de phase inférieure à la vitesse du son ambiante, la variation en amplitude de l'onde fait apparaître des composantes spectrales ayant des vitesses de phase supersoniques, donc pouvant rayonner des ondes de Mach.

En résumé, les grandes structures turbulentes ont été assimilées à des ondes d'instabilité et le rayonnement d'onde de Mach dans un jet où la vitesse de convection est supersonique a été très tôt associé à ces ondes [146]. Cependant, il existe un autre type d'ondes de Mach, qui peuvent être émises par les grandes structures turbulentes même dans un jet où  $U_c/c_0 < 1$ , en raison de leur croissance et déclin. Tam *et al.* [282] montrèrent que le rayonnement par grandes structures turbulentes modélisé de cette façon pouvait même être repéré dans des jets subsoniques à  $M = 0.6$ , c'est-à-dire où  $U_c/c_0$  est largement inférieur à 1.

Mentionnons enfin que pour les jets légèrement imparfaitement détendus, la structure de cellules a peu d'influence sur le bruit de mélange [251, 278, 302]. Seiner & Norum [251] montrèrent cependant que la présence d'un fort disque de Mach altérerait cette composante de bruit.

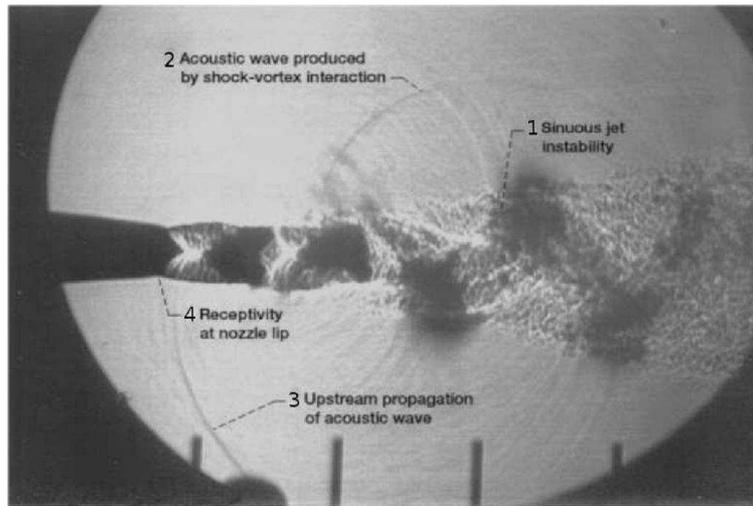


Fig. 1.6 Image strioscopique, reproduite de Raman [223], permettant de visualiser toutes les phases de la boucle de rétroaction. Le jet est rectangulaire,  $M_j = 1.5$ .

### 1.2.3 Screech

On nomme *screech* la composante tonale du bruit de choc. Elle est visible dans les spectres sous la forme d'un ou plusieurs pics aigus, cf. figure 1.3. Elle a beaucoup été étudiée depuis les premiers travaux de Powell [215] et seulement les propriétés importantes du screech émis par les jets ronds sont rappelées ici. Raman [224, 225] proposa une synthèse complète sur ce sujet.

#### 1.2.3.1 Mécanisme et fréquence

On peut trouver dans Powell [215] une vue globale des travaux sur le screech réalisés par lui au début des années 1950. Il proposa que le screech est le produit d'un mécanisme de rétroaction. Des structures tourbillonnaires advectées dans la couche de mélange traversent les cellules de choc et interagissent avec celles-ci. Des ondes acoustiques sont ainsi créées, qui (en particulier) remontent l'écoulement et viennent exciter la couche de mélange initiale ; ceci génère un embryon de perturbation dans celle-ci, et ferme ainsi la boucle. En suivant Raman [225], on peut se représenter la boucle comme étant constituée de quatre phases :

1. partie interne : croissance des perturbations dans la couche de mélange
2. interaction turbulence-cellules de choc
3. partie externe : retour de l'onde acoustique vers la tuyère
4. excitation de la couche de mélange initiale

Ces éléments sont bien représentés par l'image strioscopique de la figure 1.6.

L'explication du mécanisme du screech proposée par Powell conduisit à la modélisation de l'émission du screech par une série de monopôles localisés sur les chocs, et déphasés d'une manière déterminée par le temps de convection des structures turbulentes d'une source à sa voisine. Ce principe permet de déduire une formule pour la fréquence du screech. La démarche présentée ici n'est peut-être pas exactement conforme à celle de Powell, qui fournit par ailleurs une écriture différente, mais l'idée est essentiellement la même. Powell *et al.* [218] ont d'ailleurs formulé les choses d'une manière identique à celle adoptée ici : pour qu'il y ait résonance, il faut qu'il y ait un maximum d'énergie acoustique parvenant à la lèvre de la tuyère, ce qui implique que toutes les ondes sonores émises par les sources doivent y arriver en phase. Ainsi, dans le cadre d'une structure de cellules périodique, la période temporelle du screech est exprimée comme la somme du temps mis par les tourbillons de la couche de mélange pour traverser une cellule de choc et du temps mis par les ondes acoustiques pour remonter

cette même distance en direction de la tuyère. Ceci s'écrit

$$t_s = L_s/U_c + L_s/c_0 \quad (1.32)$$

où  $t_s$  est la période du screech,  $L_s$  la longueur d'une cellule de choc,  $U_c$  la vitesse de convection de la turbulence dans la couche de mélange et  $c_0$  la vitesse du son à l'extérieur du jet. L'équation (1.32) se réécrit facilement pour livrer l'expression suivante pour la fréquence du screech  $f_s$

$$f_s = U_c/[L_s(1 + M_c)] \quad (1.33)$$

où l'on écrit  $M_c = U_c/c_0$  le nombre de Mach convectif. Cette formule est largement admise aujourd'hui, mais on peut débattre des expressions à considérer pour  $U_c$  et  $L_s$ . Il faut noter que la fréquence du screech ne dépend pas de la direction d'observation puisque cette composante de bruit provient d'une résonance aéroacoustique.

Tam *et al.* [280] reformulèrent la théorie de la boucle de rétroaction de Powell. Ils s'appuyèrent sur les travaux théoriques de Tam & Tanna [281] à propos du bruit de choc large bande (BBSAN), et sur l'étude expérimentale de Yu & Seiner [326] s'attachant à la partie interne de la boucle de rétroaction. Les premiers proposèrent un modèle de genèse de BBSAN, présenté en 1.2.4.1, consistant en l'interaction entre les ondes d'instabilité de la couche de mélange et le réseau de cellules de choc. Yu & Seiner, quant à eux, réinterprétèrent la partie interne de la boucle de rétroaction du screech par le biais des ondes d'instabilité. Il existerait donc un lien étroit entre screech et BBSAN. Le modèle de Tam & Tanna [281] fut ainsi appliqué pour prédire la fréquence du screech. D'après cette théorie, seulement des ondes acoustiques confinées dans une étroite bande de fréquence peuvent être rayonnées vers la tuyère. Pour éviter que la boucle ne se rompe, il faut que suffisamment d'énergie acoustique atteigne la tuyère pour générer de nouvelles perturbations, ce qui implique que nécessairement, la fréquence du screech doit être dans cette étroite bande de fréquence. La fréquence du screech est donc égale à la limite vers l'amont de la fréquence centrale  $f_p$  du BBSAN. Au final, la formule (1.33) est retrouvée. Comme il est explicité par Panda [193, 195], Tam *et al.* [280] récrivent cette formule pour exprimer  $f_s D_j / U_j$  en fonction des paramètres de contrôle du jet, *i.e.*  $M_j$ , la température de réservoir  $T_r$  et la température ambiante  $T_{amb}$ . En prenant  $U_c$  égale à  $0.7 U_j$ , et  $L_s$  égale à 0.8 fois la longueur prédite par Prandtl pour obtenir un meilleur accord avec les données expérimentales, soit  $0.8 \times 1.306 \beta D_j$ , ils obtiennent

$$\frac{f_s D_j}{U_j} = \frac{0.67}{(M_j^2 - 1)^{1/2}} \left[ 1 + 0.7 M_j \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2 \right)^{-1/2} \left( \frac{T_{amb}}{T_r} \right)^{-1/2} \right]^{-1} \quad (1.34)$$

On reconnaît le 0.7 provenant de  $U_c = 0.7 U_j$ . Le 0.67 du premier facteur provient du groupement  $0.7 / (0.8 \times 1.306)$ . Tam *et al.* [280] obtiennent un assez bon accord en confrontant cette formule à des mesures, pour des jets froids et chauds. Malgré l'identité de la formule de  $f_s$ , ce modèle est très différent de celui de Powell. Tam *et al.* [280] soutiennent que contrairement à d'autres phénomènes auto-entretenus, comme le son de biseau par exemple, il n'existe pas de longueur de rétroaction fixée pour le screech et le problème est non-linéaire, ce qui fait que la condition de déphasage nul à la fin d'un cycle peut être vérifiée sans modifier la fréquence de screech. Cette condition de déphasage nul est pourtant un fondement de la démonstration de l'équation (1.33) par le modèle de Powell.

Si les parties interne et externe de la boucle de rétroaction (points 1. et 3. ci-dessus) sont assez bien cernés, les deux autres points méritent des commentaires.

Suzuki & Lele [262] proposèrent le mécanisme de *shock leakage* comme principe de production des ondes acoustiques par interaction choc-turbulence. Il s'agit de la « fuite des chocs » au travers de la couche de mélange. Ils montrèrent que la turbulence est nécessaire pour courber l'onde de compression incidente à la couche de mélange sinon elle se réfléchit entièrement sur celle-ci. Mais il faut aussi que

la turbulence soit assez « propre » pour que le choc puisse traverser la couche entre deux structures. Ce mécanisme a été observé par Berland *et al.* [33] dans une simulation d'un jet choqué rectangulaire.

Il est souvent admis que c'est la diffraction des ondes acoustiques sur la lèvre de la tuyère qui permet l'excitation de la couche de mélange initiale. D'après Raman *et al.* [226], cette diffraction génère une gamme de longueurs d'onde qui faciliterait l'excitation. Ahuja [5] étudia la réceptivité dans un contexte plus large que le problème du screech. Il mentionna l'existence de théories du couplage localisé à la frontière solide et du couplage continu (sur quelques longueurs de l'onde d'instabilité excitée). A la suite de divers tests impliquant des baffles en aval de l'éjection, il conclut qu'un couplage est possible en l'absence de frontière solide. Raman *et al.* [226] aboutirent à la même conclusion en déplaçant un baffle en amont de la sortie de tuyère, mais se prononcèrent pour une excitation concentrée, juste en aval de la sortie, à l'intérieur de la première cellule.

### 1.2.3.2 Existence de modes

Lorsque l'on augmente  $M_j$ , le screech montre plusieurs modes, qui se caractérisent par une fréquence et une structure différentes (la structure se manifeste par une vitesse de convection et une symétrie particulière du champ acoustique et de l'onde d'instabilité, entre autres propriétés). Panda *et al.* [197] observèrent ce comportement pour des tuyères rondes, rectangulaires et elliptiques, mais le jet rond possède la structure modale la plus complexe.

Powell [215] isola quatre modes qu'il appela A, B, C et D. Merle [150] mit en évidence que le premier mode peut être divisé en deux, A1 et A2, et nota que ces modes n'étaient pas également stables. Davies & Oldfield [61, 62] utilisèrent un microphone fixe et un deuxième tournant azimuthalement autour de l'axe du jet. Ils déterminèrent que les champs acoustiques associés aux modes A1 et A2 sont axisymétriques, et que les modes B et C sont battants et hélicoïdaux, respectivement. Ces modes sont également décelables sur les visualisations du jet, de par la forme des structures tourbillonnaires. Powell *et al.* [219] menèrent une étude complète sur les différents modes à l'aide d'un système de visualisation strioscopique et d'un arrangement de microphones similaire à celui de Davies & Oldfield [61, 62]. Ils étudièrent leur structure, la vitesse de convection associée, leur amplitude et leur stabilité. Ils établirent que le mode D est antisymétrique, comme le mode B, et interprétèrent ces deux modes comme une somme de deux hélices contrarotatives de même fréquence et même amplitude, de même que Ponton & Seiner [213]. Enfin, ils mirent en évidence des modes secondaires qui peuvent exister en même temps que les modes dominants cités ci-dessus. Mentionnons les modes b et d, prolongement des modes B et D dans la plage où le mode C est dominant. Tous ces modes sont visibles sur le tracé de la fréquence fondamentale du screech en fonction du taux de détente, proposé en figure 1.7, provenant de [219]. Il apparaît en particulier sur cette courbe que le saut de C à D est hystérétique, ce qui est confirmé par Sherman *et al.* [257]. Notons que Panda *et al.* [197] introduisirent un nouveau mode, nommé E, apparaissant à fort nombre de Mach, au-delà du mode D.

Il est possible que plusieurs modes coexistent simultanément sur les spectres, cette situation correspondant soit à une émission simultanée soit alternative de deux fréquences distinctes. Si l'on modifie la géométrie de la tuyère (par exemple son épaisseur), de nouveaux modes peuvent apparaître et les plages de prépondérance des différents modes varier [212].

Il n'existe toujours pas d'explication claire du saut de modes [225]. Powell [215] donna une explication apparentée au phénomène de son de biseau : lorsque  $M_j$  augmente, il peut arriver que le nombre de cycles dans la boucle de rétroaction doive changer pour que toutes les conditions nécessaires à son maintien soient simultanément vérifiées. Ultérieurement, dans Powell *et al.* [219], cette explication est teintée par l'interprétation des structures turbulentes en tant qu'ondes d'instabilités : le changement de nombre de cycles dans la boucle intervient pour se ramener à une onde d'instabilité ayant un taux

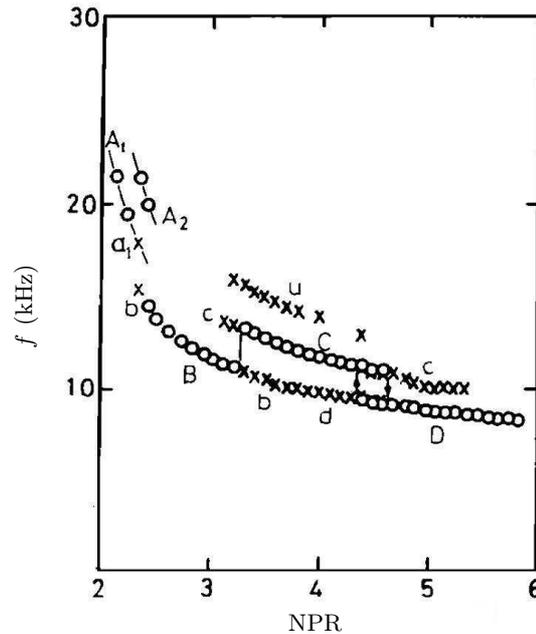


Fig. 1.7 Répartition de la fréquence fondamentale du screech en fonction du taux de détente (d'après Powell *et al.* [219]).  $\circ$  Modes dominants (lettres majuscules),  $\times$  modes non dominants (lettres minuscules).

de croissance plus élevé. Tam *et al.* [274] invoquèrent plus directement le caractère primordial de cette onde en notant d'après des calculs de stabilité que les modes hélicoïdaux supplantent les modes axisymétriques en tant que modes les plus amplifiés lorsque  $M_j$  augmente, ce qui se traduit par le saut observé du mode A2 au mode B. Parmi les questions sur les modes encore non résolues, on peut citer :

Qu'est-ce qui explique le saut entre A1 et A2, tous deux axisymétriques ?

Pourquoi n'existe-t-il pas uniquement un mode hélicoïdal, à la place des modes B et D battants ?

On ne tente pas de répondre à ces interrogations dans ce travail.

### 1.2.3.3 Amplitude

L'évolution typique de l'amplitude du screech en fonction du point de fonctionnement est donnée en figure 1.8. Elle augmente pour les faibles nombres de Mach, puis atteint un plateau avant que le screech ne disparaisse, pour  $M_j \approx 1.6$  sur ces mesures. Raman [223] étudia le phénomène d'extinction du screech et a conclu que cela était lié à une baisse de la réceptivité, issue du masquage des lèvres de la tuyère par le jet sous-détendu, qui enfla en aval de la sortie de tuyère. Augmenter la largeur des lèvres permet donc de réactiver le screech, comme le montrèrent Raman [223] et Ponton & Seiner [212]. Yu & Seiner [326] montrèrent par des calculs de stabilité sur une large gamme de points de fonctionnement l'existence d'un lien entre l'amplitude maximale (en fonction de la fréquence) des ondes d'instabilité et l'amplitude du screech mesurée (voir leur figure 26). Une reformulation de cette découverte est proposée par Tam *et al.* [274], qui dirent qu'il existe un screech fort lorsque la fréquence de screech coïncide avec la fréquence de l'onde d'instabilité la plus amplifiée.

L'amplitude du screech est très sensible à l'environnement de la mesure. Elle est donc difficilement reproductible, même sur une seule installation (voir la partie 4.2). Parmi les paramètres identifiés auxquels le screech est sensible, l'épaisseur des lèvres de la tuyère est souvent citée [179, 212, 234]. Cette influence s'explique par le fait qu'elles jouent un rôle important dans la réceptivité de la couche de mélange initiale, en étant une surface de diffraction. L'effet est modéré cependant [256]. Jothi & Srinivasan [105] annoncèrent également que l'amplitude du screech peut baisser de 20 dB lorsque

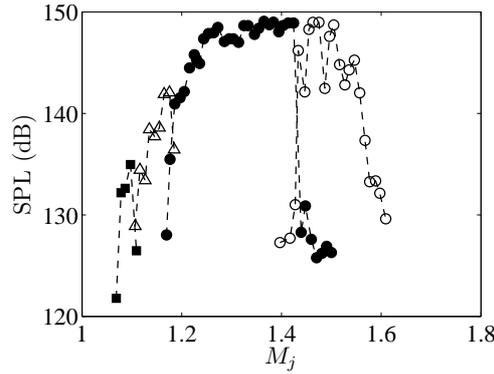


Fig. 1.8 Evolution de l'amplitude du fondamental du screech en fonction de  $M_j$ . ■ Mode A1,  $\triangle$  mode A2, ● mode B,  $\circ$  mode C (d'après Ponton & Seiner [212]).

l'épaisseur initiale de la couche de mélange augmente. Ce phénomène peut provenir d'une stabilisation de la couche de cisaillement lorsque son épaisseur augmente [153].

#### 1.2.3.4 Directivité

Dans le cadre du modèle de Powell [215] de monopôles déphasés répartis sur la frontière du jet, chaque harmonique du screech a une directivité particulière, due aux interférences entre les sources.

Dans son étude sur la suppression du screech, Norum [179] vérifia la validité de ce modèle en considérant neuf sources associées à une distribution parabolique des forces relatives (il écrivit que ces paramètres n'ont que peu d'influence; prendre trois sources de même amplitude suffit à reproduire les diagrammes de directivité). La comparaison entre mesures et prédiction pour le fondamental et les deux premières harmoniques du mode antisymétrique B est montrée en figure 1.9. Le fondamental rayonne principalement vers l'amont et l'aval, alors que la première harmonique domine à  $90^\circ$ . On note un très bon accord avec le modèle de Powell.

La directivité varie fortement avec  $M_c$  et  $L_s/\lambda_s$ , avec  $\lambda_s$  la longueur d'onde du screech; les comparaisons de Norum pour le mode C montrent que la force relative des lobes est assez différente du cas présenté ici.

#### 1.2.3.5 Localisation de sources

Alors qu'il existe un grand nombre de preuves montrant que la troisième cellule (voire la quatrième) est principalement responsable de l'émission du screech dans un jet rectangulaire [89, 113, 261, 223, 33], les études de localisation de sources de screech dans les jets ronds sont plus rares (d'après Krothapalli *et al.* [113], la raison pour laquelle la position de la source du screech dans un jet rectangulaire est bien connue provient du caractère cylindrique des fronts d'ondes sonores, les rendant bien visibles sur des images strioscopiques).

Lassiter & Hubbard [122] mesurèrent les niveaux de fluctuation de pression en champ proche, à 0.1 diamètre de la frontière d'un jet issu d'un orifice à  $\text{NPR} = 3.67$ . Ils observèrent quatre maxima locaux, situés dans les trois premières cellules, qu'ils associèrent à des sources acoustiques. Davies & Oldfield [61] déterminèrent à partir de visualisations strioscopiques, en tenant compte de l'advection des fronts d'ondes par le jet avant d'arriver dans le milieu au repos, que les cinquième et sixième chocs étaient les sources prépondérantes sur une large gamme de taux de détente, couvrant les modes B et C. Lee & Westley [129] partirent également de mesures acoustiques en champ proche et résolurent un problème de minimisation pour trouver la position, la force et la phase de sources acoustiques ponctuelles, en prenant par ailleurs en compte les sources images engendrées par la présence d'un baffle réfléchissant

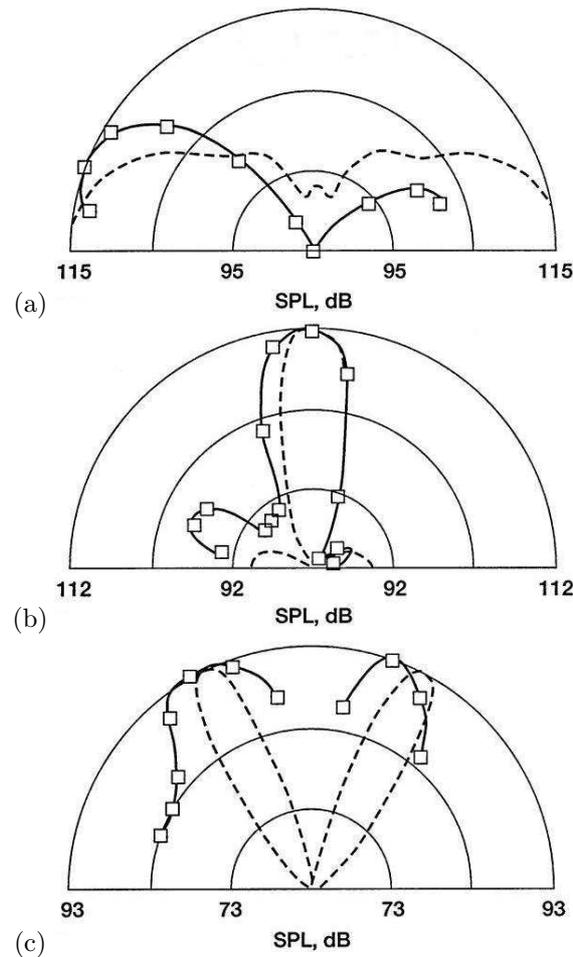


Fig. 1.9 Directivité du screech en champ lointain à  $M_j = 1.19$ , mode B ; le jet va de gauche à droite. (a) Fondamental, (b) premier harmonique, (c) deuxième harmonique.  $\square$  Mesure,  $---$  prédiction.

placé en amont de l'éjection. Pour leur jet à  $NPR = 2.7$ , les sources principales furent situées dans la quatrième cellule. Ils trouvèrent aussi qu'il existe deux sources par cellules, et associèrent l'une à l'accélération, l'autre à la décélération des structures turbulentes au travers de chaque cellule.

Il faut cependant faire attention aux localisations s'appuyant sur des mesures en champ proche, puisque les maxima des oscillations sont associés à l'onde stationnaire qui s'établit hors du jet (voir Panda [195] par exemple ; cette onde naît de la superposition de deux types de fluctuations se déplaçant en sens inverse : les fluctuations hydrodynamiques advectées par le jet et les fluctuations acoustiques remontant l'écoulement). Ces oscillations ne relèvent donc pas uniquement des sources acoustiques ; voir aussi la discussion de Davies & Oldfield [61] à propos de l'étude de Lassiter & Hubbard [122].

Wlezien & Kibens [320] repérèrent sur des images Schlieren moyennées par phase qu'à un NPR de 2.8 (qui devrait correspondre au mode antisymétrique, bien qu'ils disent qu'il s'agit d'un mode hélicoïdal), les fronts acoustiques émanent de la fin de la troisième cellule. Umeda & Ishii [292] localisèrent des centroïdes de sources acoustiques sur des images Schlieren instantanées. La source des modes A, B et C serait située à la fin de la troisième cellule ; pour le mode b, la fin de la quatrième ; pour le mode D, la fin de la cinquième. Notons que la localisation des sources acoustiques à partir de visualisations repose sur l'hypothèse que les sources coïncident avec le maximum de force des structures tourbillonnaires, qui peut être deviné, de manière qualitative, sur des images Schlieren.

Enfin, mentionnons que Tam *et al.* [280] avancèrent que pour que les ondes d'instabilité puissent interagir avec les cellules de choc, il faut que les premières aient pu se développer, ce qui rejeterait la source à la fin de cône potentiel. Cette estimation ne semble pas être en bon accord avec les différents

résultats expérimentaux.

### 1.2.3.6 Influence de la température

Lorsque la température augmente, la fréquence du screech augmente aussi du fait de la croissance de  $U_j$  (la structure de cellules n'étant pas modifiée par la température [116]), ce qui se voit le mieux sur l'équation (1.34), et fut observé expérimentalement [231, 274]. Krothapalli & Strykowski [116] validèrent la dépendance en température de la formule (1.34) par comparaison avec divers résultats.

De nombreux travaux suggèrent que le screech est atténué lorsque la température augmente [122, 115, 302, 41]. Tam *et al.* [274] expliquèrent cette extinction en montrant que la fréquence du mode d'instabilité le plus amplifié décroît lorsque la température augmente, alors que la fréquence du screech doit augmenter. Lorsque la température du jet augmente, il y a donc un désaccord grandissant entre ces deux fréquences et le screech cesse d'exister. On retrouve ici un pilotage en amplitude par l'onde d'instabilité, déjà mentionné au paragraphe 1.2.3.3.

Enfin, les mesures détaillées de l'évolution de  $f_s$  en fonction du NPR à plusieurs températures, réalisées par Rosfjord & Toms [231], semblent montrer que la structure modale du screech est modifiée lorsque la température augmente. En suivant Tam *et al.* [274], cela peut provenir d'une modification de la stabilité de la couche de mélange.

### 1.2.3.7 Suppression

Il est très aisé d'éliminer le screech : il suffit d'introduire un obstacle dans la couche de mélange initiale et la boucle de rétroaction est coupée [315, 216]. Pour l'étude du bruit de choc large bande, il a souvent été fait usage d'un crochet métallique intrusif, monté sur la tuyère, appelé *tab*. Dans le cadre de l'étude spécifique du BBSAN, la difficulté reste toutefois de réussir à atténuer le screech sans trop perturber le jet. Cette problématique sera approfondie en partie 5.2.

## 1.2.4 Bruit de choc large bande

La composante de bruit de choc large bande a été étudiée plus tardivement que le screech, sans doute en raison du fait qu'elle a pu passer inaperçue plus facilement que ce dernier. Il apparaît aussi qu'elle a été moins étudiée que lui. Une des premières occurrences connues du BBSAN provient de Middleton [157], qui mesura un « excès de bruit large bande » (*excess broadband noise*) émis par des jets imparfaitement détendus. Le premier modèle de cette composante a été proposé par Harper-Bourne & Fisher [90]. Ce papier est souvent cité comme étant le papier fondateur de la recherche sur le BBSAN. Une conséquence importante de ce modèle, que l'on présentera plus tard, est la formule de la fréquence centrale de la bosse principale  $f_p$ , s'écrivant

$$f_p = \frac{U_c}{L_s (1 - M_c \cos \theta)} \quad (1.35)$$

avec  $\theta$  l'angle polaire d'observation mesuré depuis l'aval. Le terme entre parenthèses au dénominateur constitue ce qu'on appelle le facteur Doppler, et implique une décroissance de  $f_p$  vers l'amont. Un exemple de spectres mesurés en champ lointain pour différents angles de directivité est présenté en figure 1.10. On distingue clairement, lorsque l'on se déplace vers l'amont, que la bosse principale du BBSAN se décale vers les basses fréquences, qu'elle devient de plus en plus étroite et que son émergence par rapport au bruit de mélange augmente. Il apparaît aussi une bosse secondaire de plus haute fréquence et de moindre amplitude, similaire à celle observée sur le spectre de la figure 1.3.

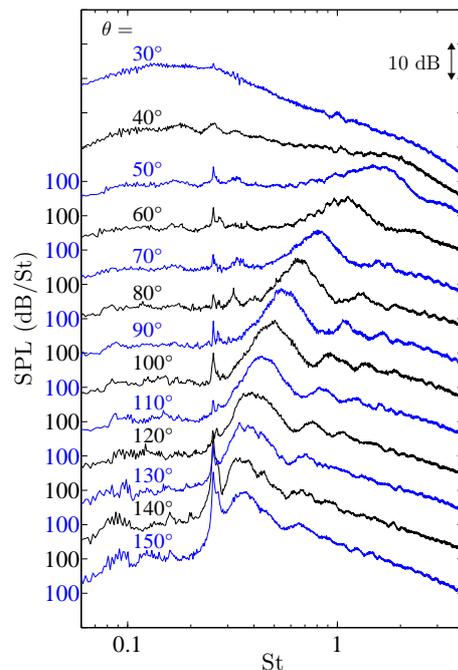


Fig. 1.10 Spectres acoustiques mesurés en champ lointain,  $M_j = 1.50$ .  $\theta$  est mesuré à partir de la direction aval. La tuyère utilisée supprime le screech.

#### 1.2.4.1 Mécanisme

Avant Harper-Bourne & Fisher [90], Martlew [142] identifia nettement le bruit de choc large bande, et vit qu'il dominait le bruit de mélange vers l'amont (voir le paragraphe 1.2.4.2). En raison des similitudes entre ce bruit et le screech, il supposa qu'il impliquait également les éléments de base de cette composante tonale (turbulence et réseau de cellules), mais sans boucle de rétroaction. Un effet Doppler sur la fréquence en champ lointain fut aussi reconnu, la fréquence relevée à  $90^\circ$  du jet correspondant pour lui à la fréquence de passage des perturbations. A partir de cette interprétation et de ses mesures, il détermina que la vitesse de convection des tourbillons devait être de  $0.7 U_j$  environ, ce qui est proche de la valeur mesurée plus tard par Harper-Bourne & Fisher.

Fisher *et al.* [76, 90] réalisèrent des mesures aérodynamiques fondatrices dans la couche de mélange d'un jet supersonique imparfaitement détendu à  $M_j = 1.41$ , à l'aide d'un système de déflectométrie (s'appuyant sur la technique Schlieren, voir la partie A.2) présenté en référence [75]. D'après leurs mesures, les fluctuations turbulentes entre deux chocs consécutifs étaient grandement corrélées (60% de corrélation entre les chocs 4 et 5). Le maximum de corrélation apparaissant avec un écart temporel dépendant de la vitesse de convection, ils purent estimer cette dernière à  $0.73 U_j$  en moyenne sur toutes les fréquences. Ils modélisèrent donc (en suivant le travail de Powell pour le screech) la source du BBSAN comme une série de sources placées au niveau des chocs, chacune possédant une relation de phase et une cohérence particulière avec ses voisines. Finalement, le spectre acoustique en champ lointain mesuré à une distance  $r_0$  des sources fut écrit

$$G_p(r_0, \theta, \omega) = \frac{1}{r_0^2} \sum_m \sum_n G_{mn}(\omega) \cos \left[ \frac{(n-m)\omega L_s}{U_c} (1 - M_c \cos \theta) \right] \quad (1.36)$$

où  $\omega$  est la pulsation et  $G_{mn}$  est un interspectre des sources indicées  $m$  et  $n$ , localisées sur les chocs, donc espacées d'une distance  $(n-m)L_s$ . Les interspectres avec  $m \neq n$  sont ensuite exprimés en fonction des  $G_{mm}$  en s'appuyant sur les mesures de cohérence de la turbulence. Finalement, la somme des  $G_{mn}$  est modélisée par un spectre universel déterminé de façon empirique. En résumé, le rayonnement en champ lointain est expliqué par les interférences entre sources qui sont partiellement corrélées et

sont déphasées. Ce modèle permet de prédire le facteur Doppler observé sur les fréquences centrales du BBSAN en champ lointain. Plusieurs bosses spectrales sont prédites, chacune correspondant à l'annulation de l'argument du cosinus dans (1.36).

Howe & Ffowcs-Williams [98] proposèrent un modèle de BBSAN dans lequel la turbulence, représentée sous la forme de grandes structures, permet aux ondes de détente et compression, qui seraient enfermées dans un jet laminaire, de s'échapper du jet et de rayonner en tant qu'ondes acoustiques. Ils montrèrent que le spectre total était composé d'une succession de pics provenant de l'interaction entre la turbulence et chaque fin de cellule, ainsi que d'une composante large bande issue de diffusions multiples.

Tam & Tanna [281] modélisent le bruit de choc (y compris le screech, comme le montrèrent Tam *et al.* [266], cf. le paragraphe 1.2.3.1) par une interaction entre grandes structures turbulentes, représentées comme des ondes d'instabilité, et le réseau quasi-périodique de cellules. Ils avancèrent d'ailleurs que le modèle de jet avec couche de mélange infiniment mince considéré par Howe & Ffowcs-Williams [98] ne peut pas contenir d'ondes d'instabilité cohérentes. Les mécanismes de rayonnement sont également différents dans ce modèle. Le résultat de l'interaction entre structure de cellules et turbulence revêt la forme du produit des termes de droite des équations (1.26) et (1.30), qui représentent le réseau de cellules et une onde d'instabilité, respectivement. Ceci s'écrit

$$\begin{aligned} & \Re \left[ a(x)\psi(r) \sum_{n=1}^{\infty} A_n \phi_n(r) \cos(\lambda_n x) e^{i(kx - \omega t)} \right] \\ &= \Re \left[ \frac{1}{2} a(x)\psi(r) \sum_{n=1}^{\infty} A_n \phi_n(r) \left\{ \underbrace{e^{i(k - \lambda_n)x - i\omega t}}_{O_2} + \underbrace{e^{i(\lambda_n + k)x - i\omega t}}_{O_1} \right\} \right] \end{aligned} \quad (1.37)$$

On repère bien dans le terme entre accolades la nature ondulatoire des perturbations résultantes. Les vitesses de phase des ondes  $O_1$  s'expriment  $\omega/(k + \lambda_n)$ , ce qui est plus petit que  $\omega/k$ , la vitesse de convection de l'onde d'instabilité. Aux faibles valeurs de  $M_j$ , ces perturbations ne vont pas pouvoir produire de rayonnement acoustique.

Les ondes  $O_2$  ont une vitesse de phase valant  $\omega/(k - \lambda_n)$ , si l'on ignore la lente variation spatiale de  $a(x)$  [282]. Ce rapport est plus grand que  $\omega/k$ , si bien qu'il est possible qu'elle soit supersonique, même si les structures turbulentes sont convectées de manière subsonique, ce qui est le cas pour les  $M_j$  peu élevés étudiés ici. Ces structures pourront donc rayonner des ondes de Mach. Le pic spectral associé est large bande en raison de la modulation spatiale de  $a(x)$ , qui élargit le spectre en nombre d'onde des perturbations.

La somme des ondes  $O_2$  permet de décomposer le BBSAN en  $n$  contributions, correspondant à l'interaction entre ondes d'instabilité et chacun des  $n$  modes du réseau de cellules, voir 1.1.3. Ceci explique donc pourquoi on peut parfois voir des bosses secondaires en plus de la bosse principale, comme sur les spectres de la figure 1.10 par exemple. Le rapport des amplitudes  $A_n/A_1$  est cependant très faible, ce qui justifie que les bosses secondaires sont largement en-deçà de la bosse principale (notons que le modèle de Harper-Bourne & Fisher [90] ne permet pas d'expliquer le fait que la bosse fondamentale domine). Enfin, l'aspect souvent plus lisse des spectres mesurés par rapport à la simple juxtaposition des bosses individuelles prédites par le modèle est justifié dans Tam [267] par l'oscillation des chocs, qui élargit un peu chacun des pics.

Une similitude fondamentale entre les modèles de Tam & Tanna et Harper-Bourne & Fisher, qui explique les accords montrés plus loin à propos de l'intensité du BBSAN et de sa fréquence centrale, est que tous deux sont fondés sur une interaction *cohérente* sur une certaine étendue spatiale entre turbulence et cellules. Tam & Tanna parlent même d'une cohérence des ondes d'instabilité sur « de nombreux diamètres de jet ». D'après eux, seulement cette propriété permet d'expliquer la directivité

et répartition fréquentielle du BBSAN en champ lointain. Cette hypothèse forte distingue ces travaux des études théoriques antérieures théorisant sur l'émission acoustique issue de l'interaction entre un choc fort et un tourbillon [134, 229], en plus du fait que dans Tam & Tanna [281], le réseau de cellules est linéaire, donc qu'il ne comprenne pas de telles discontinuités.

Bien que les fondements théoriques soient posés dans Tam & Tanna [281], le développement mathématique complet du modèle a été fait en référence [267] pour les jets légèrement désadaptés et froids. Les densités spectrales de puissance acoustique en champ proche et champ lointain furent ainsi prédites. Le modèle a été étendu au moyen de modifications mineures à des jets fortement désadaptés dans [269] et à des jets chauds dans [272]. Le déroulement du modèle complet de [267] comprend plusieurs étapes : calcul de la structure de cellules selon [279], calcul des modes d'instabilité sur une large gamme de fréquences, puis détermination du terme source et intégration des spectres. A l'époque de son développement, ces calculs auraient été trop longs à mener donc Tam [267] élaborera un modèle simplifié où entre une certaine dose d'empirisme. En l'absence de données expérimentales, divers calages ont ainsi été réalisés pour adapter au mieux les spectres prédits aux mesures. Le modèle complet fut récemment testé par Ray & Lele [228], mais les comparaisons avec des spectres expérimentaux sont très limitées dans ce papier.

Pao & Seiner [202] considèrent plutôt le BBSAN comme le résultat de l'interaction entre un front de choc et la vorticité advection au travers, s'appuyant sur le modèle numérique de cette interaction proposé par Pao & Salas [201]. Ils avancèrent que le facteur Doppler apparaît selon deux mécanismes différents selon que  $M_j$  est faible ou fort, en se référant aux mesures aérodynamiques de Seiner & Norum [251]. D'après ces dernières, la turbulence dans les jets imparfaitement détendus n'est pas fondamentalement différente de ce que l'on observe dans un écoulement sans chocs, où la longueur de corrélation de la turbulence devrait être de l'ordre de 1 à 2 diamètres de tuyère. Ainsi, dans le cas de faibles  $M_j$ , les cellules sont petites et il est possible que la turbulence reste corrélée sur plusieurs cellules consécutives, justifiant les modèles de Harper-Bourne & Fisher [90] et Tam & Tanna [281]. En revanche, pour les hauts  $M_j$  ( $M_j \gtrsim 1.4$ ), la longueur de cellule excède le diamètre du jet donc Pao & Seiner [202] avancèrent qu'il était peu probable que les sources acoustiques adjacentes soient corrélées. Malgré tout, Seiner & Yu [252, 253] mesurèrent un effet Doppler sur les fréquences du BBSAN en champ proche, ce qui leur fit dire qu'il se pouvait que les sources de bruit soient en mouvement. Notons au passage qu'à partir de mesures de corrélations entre signaux de pression en champ proche et lointain, Seiner & Yu avancèrent que la description par ondes d'instabilité de Tam & Tanna [281] pouvait être adéquate pour se représenter l'interaction entre turbulence et réseau de cellules, contredisant ainsi certaines idées de Pao & Seiner [202].

Mentionnons enfin le modèle de Morris & Miller [169], utilisant une analogie acoustique pour exprimer le terme source de BBSAN en fonction des caractéristiques turbulentes de la couche de mélange et de la force des cellules, toutes ces grandeurs étant calculées par une simulation RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*). Cette formulation est *locale*, contrairement au modèle de Tam & Tanna [281] qui implique une interaction globale cohérente. D'après la figure 11 de Miller [159], l'échelle temporelle de la turbulence est de l'ordre de  $30 \mu\text{s}$  à la fin de la première cellule pour un jet froid à  $M_j = 1.50$ . En supposant une vitesse de convection de  $0.7 \times 450 \text{ m.s}^{-1}$ , cette durée correspond à environ 0.2 diamètres de tuyère. Certes, la turbulence restera corrélée sur plusieurs fois cette distance et on s'attend à ce que la longueur de corrélation augmente vers l'aval, mais on est malgré tout bien loin d'une corrélation sur « de nombreux diamètres » comme le supposent Tam & Tanna [281]. L'adjonction des effets de la réfraction par les gradients de vitesse de l'écoulement moyen à ce modèle a été réalisée par Henry *et al.* [93].

En résumé, certains modèles partent de l'hypothèse fondamentale que le champ turbulent est corrélé

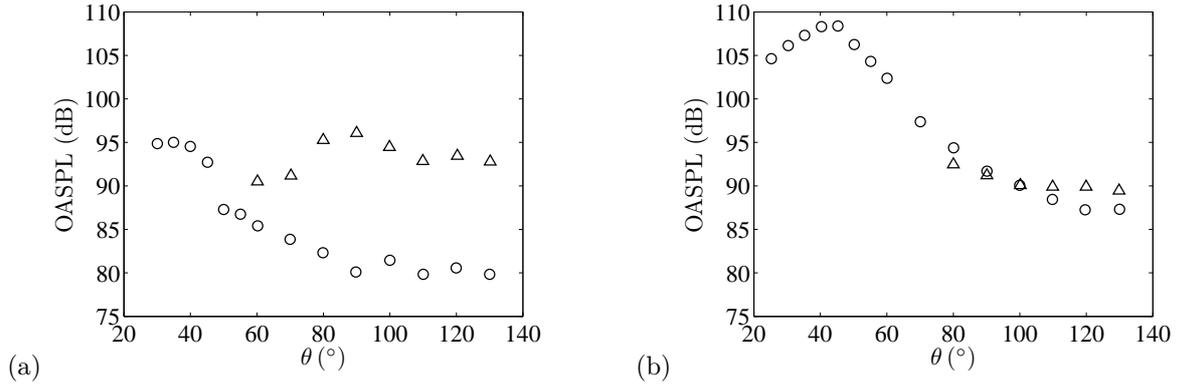


Fig. 1.11 Evolution des niveaux globaux (OASPL) du bruit de choc large bande et du bruit de mélange en fonction de  $\theta$  (mesuré à partir de la direction aval),  $M_j = 1.22$ . (a)  $TTR = T_r/T_{amb} = 1.0$ , (b)  $TTR = 3.2$ .  $\circ$  Bruit de mélange,  $\triangle$  BBSAN. Reproduit de Viswanathan *et al.* [306].

sur plusieurs cellules, ce qui semble être contredit par des mesures dans la couche de mélange [251] et les simulations de Miller [159]. Lui & Lele [138] montrèrent que l'interaction d'une onde de compression isolée avec une couche de mélange était suffisante pour produire du bruit de choc. Il serait intéressant d'étudier la directivité d'une telle source, pour voir si une interaction localisée suffit à reproduire les caractéristiques fondamentales du bruit de choc large bande, comme notamment l'effet Doppler.

#### 1.2.4.2 Importance relative par rapport au bruit de mélange

Même si l'on se concentre habituellement, au moins expérimentalement, sur la bosse principale du BBSAN, il existe aussi du bruit de choc à toutes les fréquences supérieures à la bosse (à droite sur les spectres), qui s'ajoute au bruit de mélange. A partir d'un spectre de bruit de jet choqué, il est aisé de supprimer numériquement le screech (ce qui n'enlève bien sûr pas l'effet du screech sur les composantes large bande du bruit de jet), mais moins d'extraire la composante de BBSAN, ce qui revient à soustraire le spectre du bruit de mélange.

Tanna [284] montra qualitativement l'importance relative du BBSAN par rapport au bruit de mélange en fonction de divers paramètres. Lorsque le taux de détente et l'angle de directivité (en partant de l'aval) augmentent, la part du BBSAN dans le niveau de bruit total augmente. C'est le contraire lorsque la température du jet augmente. Pour quantifier cela, il utilisa le modèle de Harper-Bourne & Fisher [90] pour prédire les spectres en tiers-d'octave du BBSAN, et les comparer à ses spectres mesurés. Il trouva que le bruit de choc domine le bruit de mélange au niveau de la bosse (hormis aux directions aval), mais que ce n'est pas toujours vrai aux plus hautes fréquences, suivant les conditions. Suffisamment loin en aval, le bruit de mélange domine à toutes les fréquences (voir aussi [105]).

Norum & Seiner [184] développèrent une technique simple fondée sur l'utilisation de la partie basse fréquence des spectres (où il n'y a pas de BBSAN) pour déduire l'excès de bruit de choc total (intégré) par rapport au bruit de mélange. Ils montrèrent qu'à un angle fixé, cet excès augmente d'abord lorsque le NPR augmente, puis atteint un plateau au niveau de l'apparition du disque de Mach dans le jet (voir 3.1.1.1.3) avant de diminuer.

Viswanathan [302] développa des spectres universels permettant de prédire le bruit de mélange quelles que soient les conditions. En supposant qu'il n'est pas modifié par la présence d'un réseau de cellules dans le jet imparfaitement détendu (voir 1.2.2), il est donc possible de le soustraire aux spectres mesurés. Cette procédure fut utilisée par Viswanathan *et al.* [306] et des conclusions similaires à celles de Tanna [284], quoique plus précises, furent obtenues. Notons qu'une technique similaire fut employée

par Dahl [59] en utilisant d'autres prédictions du bruit de mélange. Un exemple d'évolution de l'énergie acoustique du bruit de mélange et du BBSAN en fonction de  $\theta$  à deux rapports de température différents est montré en figure 1.11 ; on note usuellement  $TTR = T_r/T_{amb}$  ce rapport, pour *total temperature ratio* en anglais. Il est assez clair que le BBSAN domine vers l'amont pour les jets froids, mais que cela est moins flagrant lorsqu'on chauffe le jet, en accord avec Tanna [284]. Loin en aval par contre, le bruit de mélange domine toujours le BBSAN.

### 1.2.4.3 Caractéristiques spectrales de la bosse principale

Si l'on travaille en tiers d'octaves, la forme globale du spectre semble être approximativement triangulaire. Cela se voit par exemple sur les mesures de Tanna [284] et les spectres qu'il calcula à l'aide du modèle de Harper-Bourne & Fisher [90]. Bryce & Pinker [44] mentionnèrent une croissance de 20 dB/octave jusqu'au maximum spectral et une décroissance en 2 à 4 dB/octave. von Glahn [308] compara des spectres en tiers-d'octave mesurés à des prédictions empiriques. D'après lui, la croissance spectrale ne dépend pas des conditions expérimentales (taux de détente, température et angle d'observation), et vaut +21 dB/octave, ce qui est remarquablement proche de l'estimation de Bryce & Pinker. La décroissance varie en revanche avec l'angle et la température, entre 2 et 6 dB/octave de 90° à 160° pour les jets isothermes. Ce renforcement de la décroissance vers l'amont traduit la diminution de la largeur de la bosse, déjà mise en évidence sur les spectres de la figure 1.10. Pao & Seiner [202], à partir de spectres en bande fine cette fois, modélisèrent aussi le pic principal par un triangle, qui croît selon  $f^4$  et décroît en  $f^{-2}$ , ce qui revient à +12 et -6 dB/octave. Dans le modèle de Tam [267], chaque bosse individuelle du BBSAN s'écrit comme une Gaussienne, dont la largeur dépend de divers paramètres, notamment  $U_c$ ,  $U_j$  et l'angle de directivité. Cette forme est reprise par Kuo *et al.* [118] qui proposèrent une expression empirique de la bosse principale, où la largeur de la Gaussienne est modifiée selon que la fréquence est inférieure ou supérieure à la fréquence centrale. Les spectres mesurés ici confirment que la forme de la bosse est en effet approximativement Gaussienne (lorsqu'on trace linéairement en fonction de la fréquence, donc pas comme en figure 1.10). Cette remarque sera utilisée dans la suite pour exploiter quantitativement les spectres, voir 5.3.3.1.

### 1.2.4.4 Fréquence centrale

D'après le modèle de Harper-Bourne & Fisher [90], l'évolution de la fréquence centrale du bruit de choc large bande est déterminée par les interférences constructives entre les sources partiellement corrélées et déphasées de l'antenne rectiligne. Dans une direction  $\theta$  mesurée à partir de l'aval, il y a renforcement du bruit émis par les sources lorsque l'argument du cosinus dans l'équation (1.36) est un multiple de  $2\pi$ , ce qui fournit une fréquence fondamentale donnée par la formule (1.35), qui est donc la fréquence centrale de la bosse principale du BBSAN ; par ailleurs, il y a également interférences constructives pour tous les multiples de cette fréquence. Comme pour le screech, on peut ensuite débattre sur les expressions à considérer pour  $U_c$  et  $L_s$ . On se concentre cependant ici sur la forme générale de  $f_p$ .

La relation (1.35) se retrouve simplement de la façon montrée par Norum & Shearin [186] (qui est très similaire à la détermination de la fréquence du screech à partir du modèle de Powell [215]). Pour un angle d'observation  $\theta$ , il y a renforcement entre les émissions de deux cellules adjacentes lorsque

$$t_p = \frac{L_s}{U_c} - \frac{L_s \cos \theta}{c_0} \quad (1.38)$$

avec  $t_p$  la période temporelle du bruit. Cette formule fournit directement l'équation (1.35). Howe & Ffowcs-Williams [98] trouvèrent essentiellement la même formule que Harper-Bourne & Fisher.

Dans le modèle de Tam & Tanna [281], l'onde notée  $O_2$  dans l'équation (1.37), provenant de l'interaction entre ondes d'instabilité et réseau de cellules, rayonne par le mécanisme d'ondes de Mach dans la direction  $\theta$  donnée par

$$\cos \theta = c_0 / [\omega / (k - \lambda_n)]$$

d'où l'expression de la fréquence centrale de  $n^e$  pic

$$(f_p)_n = \frac{U_c \lambda_n}{2\pi (1 - M_c \cos \theta)} \quad (1.39)$$

Pour  $n = 1$ , ceci donne exactement la formule (1.35) avec  $(f_p)_1 = f_p$ . Cependant, les  $(f_p)_n$  ne sont pas multiples de  $f_p$ , ce qui constitue une différence par rapport au modèle de Harper-Bourne & Fisher [90].

Seiner & Norum [250] montrèrent que la relation (1.35) ne prédit pas correctement l'évolution du nombre de Helmholtz  $He = f_p L_2 / c_0$  en fonction de  $U_j$  ( $L_2$  est la longueur de la deuxième cellule). Pour les jets sous-détendus, il devrait croître avec  $U_j$  d'après (1.35) alors qu'en réalité, il est constant.

Norum & Seiner [184] réitérèrent ces conclusions, en remplaçant  $L_2$  par la longueur moyenne des cellules  $\overline{L_s}$ . Ils la confirmèrent aussi à l'aide de données expérimentales venant d'autres installations.

Pao & Seiner [202] développèrent un nombre de Helmholtz permettant de prendre en compte l'angle de directivité. Ils l'écrivirent

$$He = 1.1\beta D f_p (1 - M_c \cos \theta) / c_0$$

et montrèrent qu'il est approximativement égal à 1 pour diverses valeurs de  $M_j$  et  $\theta$ . Cela implique donc

$$f_p = \frac{c_0}{1.1\beta D (1 - M_c \cos \theta)} \quad (1.40)$$

Le facteur  $1.1\beta D$  est une expression courante pour  $L_s$  mais par rapport à l'équation (1.35), le terme  $U_c$  au numérateur a été remplacé par  $c_0$ .

Viswanathan *et al.* [306] tentèrent de réduire les spectres de BBSAN en recherchant une mise à l'échelle adéquate pour la fréquence. Ils introduisirent deux nombres de Strouhal modifiés,

$$St_1 = \frac{f D_j}{U_j} [1 + \alpha (|M_j^2 - M_d^2|)] \quad \text{et} \quad St_2 = \frac{f D_j}{U_j} [1 + \alpha (|M_j^2 - M_d^2|)^{1/2}]$$

( $f$  est la fréquence et  $\alpha$  un paramètre arbitraire). Ils ne parvinrent cependant pas tout à fait à réduire les spectres, bien qu'il se puisse qu'une partie de leurs données ait été contaminée par le screech. Ils conclurent qu'il n'est pas aisé de trouver une loi permettant de superposer les spectres de bruit de choc.

Enfin, mentionnons que von Glahn [308] proposa deux expressions semi-empiriques, inspirées de l'équation (1.35), pour prédire  $f_p$  dans le cas de jets screechant et non-screechant. L'effet du screech sur le BBSAN sera développé en 5.3.3.

#### 1.2.4.5 Amplitude

On va s'intéresser ici à l'évolution de l'amplitude totale du bruit de choc large bande à un angle fixé, en fonction du nombre de Mach parfaitement détendu. La directivité sera abordée plus loin.

Harper-Bourne & Fisher [90] montrèrent pour  $\theta = 90^\circ$  et  $143^\circ$  que l'intensité du BBSAN dépendait de  $\beta$  selon

$$I_{\text{BBSAN}} \propto \beta^4 = (M_j^2 - 1)^2 \quad (1.41)$$

pour les tuyères convergentes, hormis à faible  $\beta$ , ce qui provient de la contamination par le bruit de mélange, et à forts  $\beta$ , ce qu'ils corrélèrent avec la formation d'un disque de Mach dans la première cellule. Tanna [284] obtint la même chose pour divers angles de directivité, taux de détente et rapports

de température. Il faut noter que Tanna intégra directement ses spectres sans extraire le bruit de mélange. Norum & Shearin [188] confirmèrent également cette loi. Harper-Bourne & Fisher suggérèrent que la variation du niveau de bruit en  $\beta^4$  implique que l'intensité des sources varie en  $\beta^2$ , ce qui correspond justement à la différence de pression au travers d'un choc droit avec un Mach local amont de  $M_j$ . Seiner & Norum [250] montrèrent clairement que le Mach local proche de la couche de mélange vaut justement  $M_j$ , et avancèrent par ailleurs que les chocs obliques incidents doivent s'incurver pour intersecter de manière perpendiculaire la ligne sonique, ce qui fait qu'il sont effectivement droits. von Glahn [308] et Stone & Montegani [260] proposèrent chacun une loi empirique du niveau intégré du BBSAN, pour reproduire la croissance ralentie à haut  $M_j$ .

Tam & Tanna [281] obtinrent une généralisation de la loi (1.41) sous la forme

$$I_{\text{BBSAN}} \propto \beta^4 = (M_j^2 - M_d)^2 \quad (1.42)$$

pour les tuyères convergentes-divergentes dessinées pour un Mach de sortie de  $M_d$ . Celle-ci provient de l'hypothèse fondamentale que le réseau de cellules, et non les ondes d'instabilité, est responsable de la variation de l'intensité du bruit de choc. En partant de leur modèle de BBSAN, ils déduisirent l'équation (1.42) des formules unidimensionnelles, et la vérifièrent expérimentalement pour différents  $M_d$ , angles de directivité et températures de jet.

Enfin, Viswanathan *et al.* [306] vérifièrent pour divers  $M_j$ , angles de directivité et températures que le niveau total du BBSAN croît en  $\beta^n$  avant de stagner pour  $M_j > 1.6$  environ. Les exposants  $n$  de  $\beta$  furent calculés (*cf.* leur figure 24). Ils varient de manière assez chaotique entre 3 et 6 environ, selon l'angle et la température. Il est possible que leurs résultats soient bruités en raison du faible nombre de points de mesure pour déterminer l'exposant  $n$ , mais c'est sans doute la seule étude qui extrait proprement le BBSAN du spectre total avant de l'analyser. S'il n'y a pas de consensus sur l'exposant de  $\beta$  traduisant le renforcement du BBSAN, le plateau, voire l'affaiblissement, du BBSAN à haut  $M_j$  est confirmé par tous. Il correspond à la formation d'un disque de Mach dans la première cellule, qui entraîne l'affaiblissement des cellules aval, ce qui est bien visible dans les références [251] et [186].

#### 1.2.4.6 Directivité

Plusieurs études [284, 306, 118] s'accordent à dire que le bruit de choc large bande est omnidirectionnel, au moins là où il domine le bruit de mélange (vers l'amont). Si l'on observe dans le détail les résultats de Viswanathan *et al.* [306], il apparaît tout de même que le niveau total du BBSAN peut fluctuer de 5 dB suivant l'angle de directivité (*cf.* figure 1.11). Les auteurs de ce papier reconnaissent des écarts à l'omnidirectionnalité pour les jets froids et faiblement chauffés, et les attribuèrent au screech. Cependant, ils existent aussi pour des jets chauds sans screech, où il semble en particulier que le BBSAN forcisse vers l'aval (figure 1.11 (b)).

Norum & Seiner [184] étudièrent d'une manière particulière la directivité du BBSAN. Pour faire se superposer les spectres mesurés à différents angles polaires en champ lointain, ils appliquèrent un facteur Doppler sur les fréquences. Ils durent donc corriger les niveaux des spectres de l'étirement (respectivement compression) appliqué vers l'amont (respectivement aval). Ils s'aperçurent alors qu'un simple facteur Doppler appliqué sur les amplitudes n'était pas suffisant pour que les spectres se superposent, mais que le BBSAN est plus fort vers l'amont que l'aval. Lorsque  $\beta$  augmente, on tend cependant vers l'omnidirectionnalité (aux alentours de  $\beta = 1.4$ , soit  $M_j \approx 1.7$ ). On peut reprocher à cette méthode de n'être qu'approximative, puisque la superposition est bien moins bonne aux hautes fréquences qu'au voisinage de la bosse principale, et de ne pas prendre en compte le bruit de mélange. Néanmoins, la directionnalité est claire à faibles  $M_j$ ; cette propriété a aussi été mise en évidence dans le présent travail, voir 5.3.3.2.

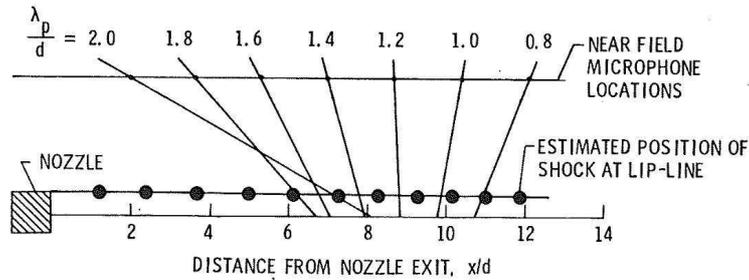


Fig. 1.12 Localisation de la source apparente du BBSAN pour un jet convergent avec *tab*,  $M_j = 1.49$  ( $d$  est ici le diamètre de la tuyère). Schéma issu de Norum & Seiner [184].

#### 1.2.4.7 Localisation de sources

Norum & Seiner [183, 184] étudièrent un jet à  $M_j = 1.49$  avec *tab* pour supprimer le screech. Ils remarquèrent que l'effet Doppler sur la fréquence, connu en champ lointain, était aussi visible en champ proche. En joignant en ligne droite les positions des microphones en champs proche et lointain mesurant la même fréquence centrale, ils estimèrent que la zone source de bruit du BBSAN allait de la sixième à la dixième cellule de choc, donc était assez loin en aval. Cette procédure est schématisée en figure 1.12.

Seiner & Norum [251] réalisèrent des mesures de corrélation par bande de fréquence entre un film chaud placé dans l'écoulement et un microphone fixe en champ proche, placé à l'aplomb de la fin des première et troisième cellules. Le jet sous-détendu étudié répondait aux conditions  $M_d = 1.99$ ,  $M_j = 2.24$ . Dans la bande de fréquence contenant la fréquence centrale du BBSAN mesurée par le microphone, ils obtinrent de plus forts niveaux de corrélation pour la cellule aval (de l'ordre de 0.4) que pour la cellule amont. Ils virent aussi que les niveaux sont plus importants au début de la zone de compression qu'à la fin. Ils expliquèrent que la source de bruit est rejetée vers l'aval en raison de la croissance de l'épaisseur de la couche de mélange, ce qui fait augmenter le volume de production de bruit vers l'aval. En s'appuyant sur les écarts temporels fournissant les maxima de corrélation, et en négligeant la réfraction du son par l'écoulement, ils trouvèrent que le bruit est plus particulièrement originaire d'une région proche de l'interface du choc, au début de la zone de compression, dans la partie intérieure de la couche de mélange supersonique.

Seiner & Yu [253] reprirent le dispositif de Seiner & Norum [251] en utilisant une antenne rectiligne de microphones en champ proche. Ils confirmèrent les conclusions de l'étude ci-dessus à propos de la localisation de la source du BBSAN au sein d'une cellule. Pour ce qui est de l'extension axiale de la source, ils mesurèrent des corrélations entre microphones en champ proche et lointain, et trouvèrent que le BBSAN est émis par les dernières cellules du réseau. Ils traduisirent cette tendance en disant que les cellules sources sont proches de la fin du cône potentiel des jets, ce qu'ils expliquèrent en disant que les ondes d'instabilité ont besoin d'espace pour croître et interagir de manière efficace avec le réseau de cellules [280].

#### 1.2.4.8 Influence de la température

Les connaissances actuelles sur l'effet de la température sur le bruit de choc large bande sont assez confuses.

Tanna [284] indiqua que le niveau intégré du BBSAN est essentiellement inchangé lorsque la température augmente, et que la fréquence centrale croît.

Pao & Seiner [202] utilisèrent les données de Tanna *et al.* [285] pour développer une loi d'évolution de  $f_p$  en fonction de  $\beta$ ,  $\theta$  et la température. Ils introduisirent un rapport de températures modifié, qui

s'exprime

$$\text{TTR}_{\text{mod}} = \gamma T_r (\gamma_0 + 1) / (\gamma_0 T_{\text{amb}} (\gamma + 1))$$

Les grandeurs  $\gamma$  et  $\gamma_0$  ne sont pas définies dans ce papier mais représentent sans doute les rapports des capacités calorifiques à la température de réservoir  $T_r$  et la température ambiante  $T_{\text{amb}}$ , respectivement. Ce rapport augmente lorsque  $T_r$  augmente. Ils trouvèrent

$$\text{He} = 1.1 \beta D f_p (1 - M_c \cos \theta) / c_0 \propto \text{TTR}_{\text{mod}}^{1/2}$$

ce qui implique bien que  $f_p$  augmente avec  $T_r$  à taux de détente fixé (trivial à  $\theta = 90^\circ$  par exemple).

von Glahn [308] montra que l'amplitude maximale du BBSAN augmente de plusieurs décibels avec  $T_r$  avant de diminuer.

Tam & Tanna [281] montrèrent à partir de données expérimentales que l'amplitude totale du BBSAN augmente légèrement avec la température (variation inférieure à 3 dB). Ils vérifièrent également que la formule (1.35) prédit correctement l'augmentation de  $f_p$  avec  $T_r$ , au tiers-d'octave près.

Tam [269] soutint que le terme source du BBSAN devrait diminuer en intensité dans un jet chaud, du fait que l'amplitude de l'onde d'instabilité diminue avec  $T_r$ . Il introduisit un facteur correctif à l'expression du spectre du BBSAN, fondé sur la densité, et diminuant avec  $T_r$ .

Viswanathan *et al.* [306] réalisèrent des mesures détaillées de l'effet de la température sur le BBSAN, avec  $T_r/T_{\text{amb}}$  allant de 1 à 3.2. Ils montrèrent que le niveau total du BBSAN est plus faible pour les jets non chauffés, mais que tous les jets chauffés émettaient environ le même niveau. L'exposant de  $\beta$  traduisant l'augmentation du niveau total avec  $\beta$ , voir 1.2.4.5, ne semble pas changer significativement lorsque  $T_r$  augmente. Leurs spectres confirment que tous les jets chauds émettent environ le même BBSAN, en amplitude et en fréquence. L'amplitude maximale de la bosse pour les jets chauds est plus élevée que celle du cas  $T_r/T_{\text{amb}} = 1$ , et  $f_p$  est plus faible, ce qui contredit Tanna *et al.* [284, 281]. Tous ces résultats sont cohérents avec les mesures de Viswanathan [302].

Les simulations numériques de Morris & Miller [169] justifiaient l'augmentation de l'amplitude du BBSAN avec la température par une augmentation de l'énergie cinétique turbulente lorsque  $T_r$  croît. Ils dirent que donc, le terme source du BBSAN devrait forcer dans les jets chauds.

Kuo *et al.* [118] étudièrent des jets ayant un rapport  $T_r/T_{\text{amb}}$  allant de 1 à 2.2. Ils obtinrent des résultats similaires à ceux de Viswanathan *et al.* [306] pour les jets sur-détendus, mais la situation est assez différentes chez eux pour les jets sous-détendus. Dans ce cas, il semble que chauffer n'induit quasiment aucun effet sur le BBSAN, tant en amplitude qu'en fréquence. On distingue même plutôt une légère augmentation de  $f_p$  pour les jets chauds par rapport au jet froid.

Enfin, Miller [159] avança que le phénomène de saturation de l'effet de la température sur le BBSAN, observé par Viswanathan *et al.* [306], provient d'un équilibre entre la modification de la source et l'effet de la propagation du bruit à travers la couche de mélange.

En résumé, l'effet de la température sur le BBSAN n'est pas clair, puisque même les expériences récentes ne semblent pas être en très bon accord, aussi bien pour la fréquence que pour l'amplitude. Il apparaît toutefois que l'effet sur l'amplitude est limité à quelques décibels.

### 1.3 Simulation du vol d'avancement

L'objectif premier de cette thèse étant d'étudier l'effet du vol sur le bruit de choc, on introduit ici brièvement les diverses techniques existantes visant à simuler le vol, et on mentionne les conséquences de la méthode retenue sur l'interprétation des mesures acoustiques.

### 1.3.1 Techniques existantes

Les études de l'effet du vol sur l'acoustique et l'aérodynamique de jets subsoniques et supersoniques ont proliféré à partir des années 1970. Après avoir disparu dans le milieu des années 1990, elles ont refait leur apparition ces dernières années. Crighton *et al.* [56] classifièrent selon quatre catégories les différents montages destinés à simuler le vol d'un appareil.

L'une d'elle est constituée par l'aérotrain de Bertin [71, 95]. Il s'agit d'un véhicule monté sur coussins d'air, se déplaçant sur un rail et propulsé par un moteur d'avion. L'installation a été initialement développée par l'entreprise Bertin pour le transport de passagers avant d'être réutilisée par la société Snecma pour une série d'études sur l'effet du vol sur le bruit de jet. Les données acquises pendant ces tests ont notamment été mises à profit par Michalke & Michel [156] pour le développement de modèles de prédiction de l'effet du vol en prenant en compte la température.

Le bras tournant de Rolls-Royce [94] est une autre installation très particulière. Des maquettes d'avion à échelle réduite (de l'ordre de  $1/10^e$  pour le Concorde) peuvent être attachées au bout d'un bras horizontal de 10 m de long, dont la rotation engendre une vitesse de vol maximale de  $150 \text{ m.s}^{-1}$ .

Les souffleries fermées constituent une troisième catégorie. Dans ce cas, le jet étudié est amené à l'intérieur d'un grand canal anéchoïque permettant de simuler le vol d'avancement et les microphones sont placés à l'intérieur de ce même canal, dans l'écoulement secondaire. Cette technique, utilisée notamment par Krothapalli *et al.* [115], est assez contraignante car elle demande de disposer d'une soufflerie à très grande section pour pouvoir placer les microphones en champ lointain. Par ailleurs, placer un microphone dans un écoulement pose aussi des problèmes de mesure liés au bruit propre généré par le microphone et à la correction imposée par le montage nécessaire pour la protection des transducteurs.

La façon la plus aisée de simuler le vol est sans doute de placer le jet étudié au sein d'un écoulement secondaire plus large et libre, et de mesurer le bruit émis par ce montage à l'extérieur de l'écoulement secondaire. Dans cette technique, les microphones peuvent aisément être placés en champ lointain et sont disposés dans le milieu au repos. Ce montage est le plus utilisé en raison de sa simplicité et est celui mis en place au Centre Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon.

### 1.3.2 Dimensions et performances des installations pertinentes

Dans ce travail, nous nous conformons à l'usage en appelant  $M_f$  le nombre de Mach de l'écoulement simulant le vol d'avancement (pour *Mach of flight* en anglais). Les dimensions et nombres de Mach de vol extrêmes pouvant être atteints dans d'autres installations du même type que la nôtre, et ayant servi à étudier l'effet du vol sur le bruit de jets supersoniques imparfaitement détendus, sont présentés en table 1.2.

### 1.3.3 Interprétation des mesures acoustiques

Une difficulté bien connue de cette technique de simulation du vol d'avancement est la présence d'une couche de cisaillement entre le jet secondaire et le milieu ambiant, où sont placés les microphones. Cette interface induit une réfraction des rayons acoustiques qui la traversent. La réfraction implique une modification de l'angle de propagation ainsi que de l'amplitude des ondes acoustiques. Plusieurs études ont été menées dans le but de développer des méthodes analytiques pour corriger l'effet de la couche de cisaillement sur les mesures acoustiques.

Les corrections d'Amiet [14, 16] en angle et en amplitude, détaillées dans la même annexe, sont utilisées. En plus de l'angle géométrique  $\theta$  marquant la position des microphones par rapport à la source sonore, un angle d'émission  $\theta_e$  et un angle convecté  $\theta_c$  sont introduits. Le premier marque la direction

	$D$ (mm)	taille du secondaire (mm)	$M_f^{\max}$	$d$ (mm)
Bryce & Pinker [44]	32	530	0.26	1000
Sarohia [237]	12.7	127	0.57	inconnu
Sarohia [240]	20.5	127	0.57	inconnu
Norum & Shearin [186, 187, 188]	25.4	457.2	0.4	355.6
Brown <i>et al.</i> [43]	10.16	101.6	0.8	$\gg D$
Norum & Brown [182]	19.05	304.8	0.9	254
Veltin <i>et al.</i> [295]	12.7 / 25.4	381×381	0.17	304.8
Viswanathan & Czech [307]	62	2134×2743	0.32	$\gg D$
Rask <i>et al.</i> [227]	52 <sup>†</sup>	103 <sup>†</sup>	0.5	inconnu
Présente installation	38	200	0.4	0

Tab. 1.2 Dimensions et performances des installations simulant le vol d'avancement pour des jets supersoniques.  $D$  est le diamètre du jet primaire ; le diamètre ou les dimensions des côtés de l'écoulement secondaire sont donnés, selon qu'il est rond ou rectangulaire (<sup>†</sup> il s'agit de diamètres équivalents) ;  $M_f^{\max}$  est le nombre de Mach de vol extrême atteignable ;  $d$  est l'écart longitudinal entre la sortie du secondaire et celle du primaire.

des fronts d'ondes, alors que le second est l'angle de propagation du rayon acoustique, emporté par l'écoulement secondaire. Plus de détails sont donnés en annexe C.

La correction en amplitude d'Amiet [16] pour une couche de mélange cylindrique est également utilisée. La correction à une distance fixe par rapport à la *position réelle* de la source, et non à sa position retardée, a été retenue. On considère ici pour simplifier que les sources sont localisées dans le plan de sortie de la tuyère pour l'application des corrections. L'effet de cette hypothèse est mentionné en annexe C. Enfin, aucune correction d'un quelconque terme d'amplification convective n'est appliquée, puisqu'on en n'a pas besoin compte tenu de notre montage.



## Chapitre 2

# Dispositifs expérimentaux

Les moyens d'essais, recouvrant les installations du Centre Acoustique, la maquette utilisée et les méthodes de mesure, sont présentés dans ce chapitre. La maquette a légèrement évolué au cours de la thèse. La géométrie décrite ici correspond à celle des deuxième et troisième campagnes de mesures. C'est avec elle qu'ont été obtenus tous les résultats présentés dans la suite.

### 2.1 Maquette, instrumentation et caractérisation

#### 2.1.1 Les systèmes de soufflerie

Nous commençons la description du dispositif expérimental par les équipements du Centre Acoustique pour la génération d'écoulements.

Le premier est un compresseur centrifuge Centac C60MX2-SH d'Ingersoll-Rand de 350 kW délivrant en continu un débit massique nominal de  $1 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ . La pression d'air en sortie du compresseur est fixée à environ 4.2 bars. Le compresseur est monté en amont d'un sécheur Donaldson DV 5500 WP abaissant le point de rosée à quelques degrés Celsius. L'air passe ensuite au travers d'une valve contrôlée électroniquement, permettant de régler le point de fonctionnement. Avant d'entrer dans la chambre anéchoïque, l'écoulement peut être chauffé modérément en traversant trois résistances électriques d'une puissance totale de 64 kW. Le dispositif de chauffage autorise des températures de réservoir de l'ordre de  $100^\circ\text{C}$ , équivalent à un rapport de températures  $T_r/T_{\text{amb}}$  de 1.35, ce qui est insuffisant pour une étude de l'effet de la température sur le bruit de jet. En effet, on trouve dans la littérature des rapports de températures de l'ordre de 3 [286, 300].

Le deuxième est un ventilateur Neu LAK 4280A de 350 kW, fonctionnant sous une différence de pression de 0.2 bars pour un débit massique de  $15 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ . La vitesse de l'écoulement en sortie est réglée électroniquement par le contrôle de la vitesse de rotation du ventilateur.

Le compresseur génère l'écoulement supersonique ou primaire, et le ventilateur l'écoulement subsonique ou secondaire. En sortie de maquette, et compte tenu des diamètres de sortie des tuyères utilisées dans ce travail, le nombre de Mach parfaitement détendu maximal de l'écoulement primaire est aux alentours de 1.55, alors que le Mach secondaire maximal vaut environ 0.4.

#### 2.1.2 La chambre anéchoïque

La chambre anéchoïque du Centre Acoustique est de dimension  $10\times 8\times 8 \text{ m}^3$ , et est ouverte sur l'extérieur pour l'évacuation des écoulements. Pour les mesures aérodynamiques, pour lesquelles le caractère anéchoïque de la chambre est superflu, un plancher peut être assemblé sur un côté de la chambre, ce qui permet de stocker du matériel encombrant, comme par exemple le laser utilisé pour la vélocimétrie par images de particules. Un silencieux à base de baffles a été monté au-dehors de la chambre sourde pour atténuer le bruit perçu à l'extérieur du bâtiment tout en laissant passer l'air

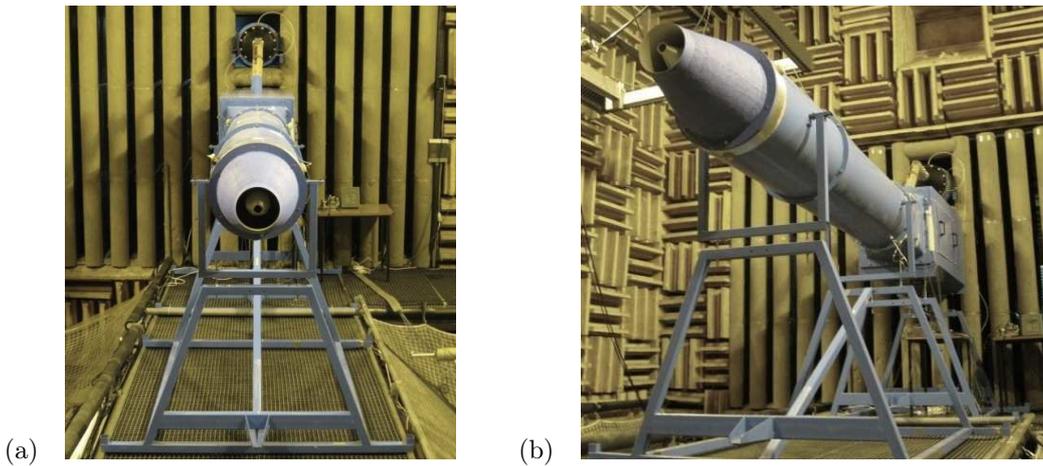


Fig. 2.1 Photographies de la maquette. (a) Vue de l'aval, (b) vue de côté.

des jets. La distance entre la sortie des tuyères de la présente maquette et ces baffles est de 9 mètres environ.

Les installations du Centre Acoustique décrites ci-dessus ont déjà été utilisées pour des études sur le bruit de jet alliant mesures acoustiques et aérodynamiques [36, 49, 78].

### 2.1.3 La maquette

Deux photographies de la maquette utilisée dans ce travail sont présentées en figure 2.1. Un schéma en coupe de l'assemblage est aussi proposé en figure 2.2. On peut y distinguer le conduit subsonique (encore nommé secondaire ci-après), et le conduit supersonique (ou primaire).

Le conduit subsonique est composé de trois tronçons solidaires. Le tronçon amont se fixe à la veine subsonique provenant de la salle des machines. Il est de section carrée et est équipé de deux trappes, permettant l'accès à l'intérieur du conduit, et d'une troisième ouverture sur le dessus accueillant un cylindre incliné en tôle pour l'intégration du conduit supersonique. Le deuxième tronçon est un adaptateur de section. Il établit la connexion entre la partie amont de section carrée et la partie aval, de section circulaire. Le troisième tronçon est un conduit cylindrique, sur lequel est fixée la tuyère de l'écoulement secondaire. Une grille de turbulence est montée dans la veine avant la fin de ce dernier conduit. Les premier et troisième tronçons sont garnis par une épaisseur de laine de roche entre leurs enveloppes externe et interne, protégée par une plaque perforée. Ce matériau absorbant permet de limiter le bruit provenant de la soufflerie, qui pourrait perturber les mesures acoustiques, mais aussi les remontées vers l'amont du bruit de jet.

Le conduit supersonique entre dans la chambre sourde au-dessus du conduit subsonique. Il plonge dans ce dernier par l'intermédiaire d'un tuyau souple découpé en trois morceaux, séparés par deux coudes en aluminium permettant à l'écoulement de tourner sans distorsion de section. Après le premier coude, le tuyau rentre dans la veine secondaire au niveau de l'ouverture cylindrique pratiquée dans le plafond du premier tronçon mentionné précédemment. Après le second coude, il vient se fixer sur un tube en aluminium, maintenu au centre de la veine secondaire cylindrique par deux pièces en aluminium encastrées aux extrémités de cette dernière. Au centre de chacune d'elle, trois profils NACA 0012 supportent le tube. En aval de celui-ci, un ajout en aluminium, de section circulaire, permet de changer le diamètre du conduit pour accueillir les tuyères primaires existant au KCA. Il est intéressant de noter que l'écoulement est incompressible sur toute la longueur du conduit dit *supersonique* jusqu'à la tuyère. En supposant que l'on ait  $M = 1$  en sortie d'une tuyère de diamètre 38 mm, on peut calculer que l'écoulement dans le tube a un nombre de Mach ne dépassant pas 0.13.

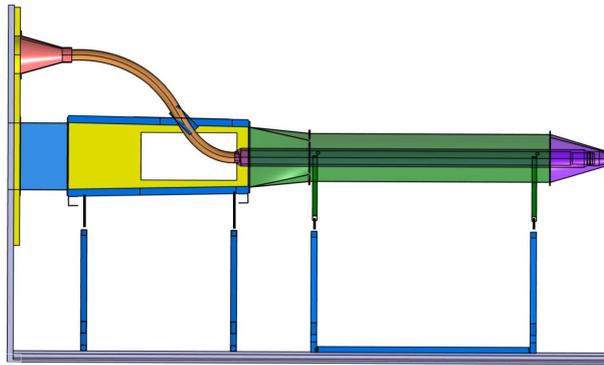


Fig. 2.2 Schéma en coupe de la maquette montée dans la chambre anéchoïque. Il correspond à une première version de la maquette et ne représente pas les coudes en aluminium séparant le tuyau souple (orange) en trois tronçons.



Fig. 2.3 Photographie des deux tuyères convergentes utilisées : crénelée à gauche et lisse à droite.

Lors de chaque montage, tous les raccords ont soigneusement été étanchéifiés à l'aide de joints en mousse et de cordons de silicone. Les cavités subsistant autour des trappes situées dans le tronçon carré de la veine secondaire sont également comblées par du silicone.

## 2.1.4 Les tuyères

### 2.1.4.1 Tuyères primaires

A l'aval du tube en aluminium constituant le conduit primaire vient se fixer une pièce de raccordement, pouvant accueillir une tuyère. Les tuyères primaires ont une section amont de 90 mm de diamètre.

Deux tuyères convergentes ont été utilisées dans ce travail. Une première tuyère a un diamètre de 38.25 mm, une longueur de contraction de 160 mm, et une épaisseur de lèvre de 0.5 mm. Cette tuyère, de géométrie axisymétrique, est appelée tuyère lisse dans la suite. La seconde tuyère a été fabriquée en cours de thèse pour atténuer le screech existant avec la tuyère lisse. Son diamètre extérieur est de 38.7 mm. La longueur de contraction est de 165 mm et elle se termine par 5 mm où les parois sont parallèles. À l'intérieur de cette dernière portion, 24 créneaux de 4 mm de profondeur et de 1 mm de large sont découpés. Ces deux tuyères sont montrées en figure 2.3. Dans la suite, on appelle  $D$  le diamètre de la tuyère primaire, quelle que soit celle qui est montée.

Une tuyère convergente-divergente a également été fabriquée. Les essais menés avec elle constituant une partie indépendante, elle est décrite en annexe F.

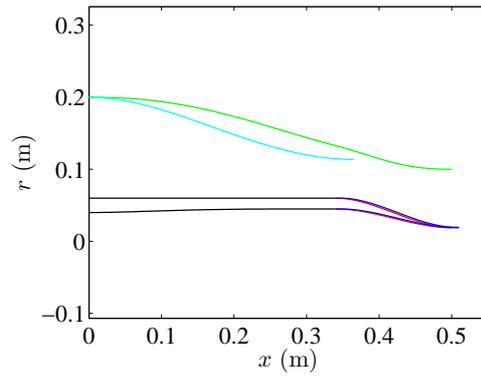


Fig. 2.4 Profils des tuyères utilisées. — Partie aval du conduit primaire ; — tuyère primaire lisse, — tuyère primaire crénelée ; — tuyère secondaire complète, — tuyère secondaire tronquée.

#### 2.1.4.2 Tuyères secondaires

La formation de l'écoulement secondaire est réalisée par une tuyère en résine. Deux géométries différentes ont été utilisées pendant ce travail. Il faut bien noter que la taille de l'écoulement secondaire ne doit pas être trop petite par rapport au jet supersonique pour que la situation de vol soit adéquatement simulée. Les diamètres rencontrés dans d'autres expériences similaires sont consignés en table 1.2, de même que les Mach de vol extrêmes. Pour s'approcher le plus possible de la situation réelle, dans laquelle l'avion avance à un nombre de Mach de 0.8-0.9, il a été fait le choix de travailler avec un écoulement secondaire relativement petit. La pertinence du rapport entre les diamètres primaire et secondaire est vérifiée en 2.1.6.3.

La première tuyère a un diamètre de sortie de 200 mm pour une longueur de 500 mm. Son plan de sortie est alors confondu avec celui de la buse primaire. Son profil a été calculé de sorte que la section de passage de l'écoulement décroisse sur toute sa longueur. On l'appelle *tuyère secondaire complète*. L'essentiel des mesures a été réalisé avec elle. Sauf avis contraire, c'est celle utilisée pour tous les résultats montrés dans la suite.

La seconde tuyère secondaire se termine 135 mm en amont de l'éjection supersonique et mesure 227.4 mm de diamètre. Elle est appelée tuyère secondaire tronquée. La section de sortie de l'écoulement subsonique étant la même que celle de la tuyère secondaire complète, le nombre de Mach de vol maximal est le même pour les deux configurations.

La géométrie des différentes tuyères utilisées sont données en figure 2.4.

### 2.1.5 L'instrumentation de réglage

Le réglage du point de fonctionnement des souffleries est effectué au moyen de capteurs de pression et de thermocouples.

#### 2.1.5.1 Réglage de l'écoulement supersonique

Le réglage de l'écoulement supersonique est le plus critique. On souhaite atteindre une précision de 0.01 sur le nombre de Mach parfaitement détendu  $M_j$ , défini par la formule (1.19). Dans cette dernière,  $P_r$  est la pression de réservoir (ou génératrice) et  $P_{amb}$  est la pression ambiante. Il suffit donc de connaître ces deux pressions pour en déduire  $M_j$ . La pression génératrice est mesurée traditionnellement par une prise de pression totale placée le long de la canalisation en amont de la tuyère. Pour éviter l'influence de pertes de charge, il convient de placer cette prise de pression à proximité de la tuyère, mais l'intrusion d'une sonde dans l'écoulement risque aussi de générer des perturbations. En réponse

à cette contrainte, les six profils NACA répartis sur les deux pièces-supports du conduit secondaire mentionnées en 2.1.3 ont été percés de part en part pour accueillir l'instrumentation de contrôle. Sur chaque pièce-support, un trou affleurant a été aménagé pour avoir accès à la pression statique et un thermocouple intrusif a été inséré pour mesurer la température totale de l'écoulement. La prise de pression statique amont a rapidement été inutilisée après une première phase de validation, si bien que seule la valeur mesurée au plus proche de la sortie, soit environ  $15D$  en amont de celle-ci, est exploitée. A partir de la relation (1.17), on peut déduire le nombre de Mach dans n'importe quelle section amont d'aire  $A$  connue lorsque la tuyère est amorcée. En connaissant dans la section de mesure  $A_m$  le nombre de Mach  $M_m$  et la pression statique  $P_s$ , on peut remonter à la pression de réservoir  $P_r$  régnant dans cette section par la formule isentropique

$$\frac{P_r}{P_s} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_m^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}. \quad (2.1)$$

On obtient ainsi la pression génératrice dans la section de mesure de la pression statique. Comme cette section est située environ  $15D$  en amont de la sortie de tuyère, on peut raisonnablement faire l'hypothèse que la pression génératrice se conserve jusqu'à la sortie. On peut alors appliquer l'équation (1.19) avec la valeur de  $P_r$  calculée. Une discussion sur la précision de cette procédure de réglage est proposée en annexe D.

Pour finir avec l'écoulement primaire, la température peut être mesurée en trois points : à l'entrée de la chambre anéchoïque et au niveau de chacune des deux pièces-supports. Après avoir vérifié que les valeurs relevées aux trois points étaient égales au degré près, le thermocouple inséré dans la pièce aval a été retiré pour éviter de perturber l'écoulement en sortie.

### 2.1.5.2 Réglage de l'écoulement subsonique

Le point de fonctionnement du conduit secondaire est connu par une procédure d'étalonnage consistant à faire varier la vitesse de rotation du ventilateur et à déterminer en sortie de buse, à l'aide d'une mesure de pressions statique et totale, le nombre de Mach de vol obtenu, que l'on note  $M_f$ . Par ailleurs, une différence de pression (totale – statique) ainsi qu'une température totale sont mesurées à l'entrée de la veine cylindrique (voir 2.1.3). Ces valeurs, également enregistrées pendant l'étalonnage, peuvent être utilisées *a posteriori* en cas de doute sur  $M_f$  pour en recalculer la valeur.

### 2.1.5.3 Mesure des conditions ambiantes

Les conditions ambiantes sont mesurées par un baromètre Setra 370 étalonné entre 800 et 1100 mbars ainsi que par une station météorologique pour la température ambiante et le taux d'humidité.

### 2.1.5.4 Instruments de contrôle

Les pressions dans les écoulements ont été mesurées par quatre boîtiers Validyne connectés aux conditionneurs Validyne CD 15 Carrier Demodulator. Après la phase de validation, seules les prises à l'entrée de la chambre sourde, dans la pièce-support aval et au sein du conduit secondaire étaient branchées en permanence sur des capteurs avec membranes 46, 46 et 22, respectivement. Les gammes de mesure des membranes Validyne employées sont données en table 2.1. Les capteurs Validyne employés présentent une relation linéaire entre pression mesurée relativement à l'ambiante et tension délivrée. La pente est déterminée par un étalonnage où une référence de pression est nécessaire, fournie ici par un Druck DPI 610. A chaque étalonnage, une dizaine de points répartis sur toute la gamme d'utilisation du capteur est mesurée et la pente du capteur est déduite par régression linéaire.

Les thermocouples utilisés sont de type K (alliage chromel-alumel).

Membrane	Dynamique relative (Pa)
46	350000
42	140000
22	1400

Tab. 2.1 Gamme des membranes Validyne utilisées (relativement à l’atmosphère). La membrane 42 a été utilisée pour les mesures de pression statique dans le jet supersonique.

### 2.1.5.5 Acquisition et sauvegarde des conditions de mesure

L’acquisition des signaux de pression et de température est réalisée par une carte National Instruments 9215 pour les connecteurs BNC (*Bayonet Neill-Concelman*) des signaux de pression et d’une carte 9211 pour les entrées thermocouples. Ces deux cartes sont montées sur un châssis National Instruments cDAQ-9174. Les signaux arrivant sur la carte ont toujours été échantillonnés à 1024 Hz (les capteurs Validyne ont une fréquence de coupure aux alentours de 500 Hz). En fonctionnement, le programme LABVIEW destiné au réglage de l’installation écrit chaque seconde dans un fichier la valeur moyenne de la tension mesurée sur la seconde. Cela permet de suivre les fluctuations basse fréquence de pression génératrice délivrée par le compresseur, ce qui est une donnée importante en vue de l’estimation de la précision sur la valeur de  $M_j$  réglée (voir annexe D).

## 2.1.6 Caractérisation des écoulements en sortie d’installation

On présente ici les résultats des essais de qualification du montage, ayant porté sur les pressions totale et statique et la vitesse en sortie de maquette. Par ailleurs, l’extension du cône potentiel de l’écoulement secondaire a été mesurée, et les caractéristiques de la couche de mélange initiale du jet primaire étudiées.

### 2.1.6.1 Vérification de l’homogénéité des écoulements en sortie

Le conduit primaire passant à travers deux coudes, et le secondaire étant traversé par le conduit primaire ainsi que par les profils NACA, il convient de vérifier l’homogénéité des écoulements en sortie. Pour ce faire, deux vitesses subsoniques ont été réglées pour les deux écoulements en sortie et des cartographies de pression totale et d’écart-type de vitesse ont été mesurées au moyen d’un tube de pression totale et d’un fil chaud, respectivement.

La répartition de la pression totale dans les écoulements primaire et secondaire est présentée en figure 2.5 en fonction de la distance entre le point de mesure et le centre de chaque tuyère. Pour la cartographie dans le jet primaire, la grille de mesure présente 203 points, répartis préférentiellement au centre du jet, sur un maillage irrégulier. Pour le jet secondaire, la grille présente 498 points, répartis de manière également irrégulière. La bonne homogénéité en moyenne des deux écoulements est bien démontrée par ces courbes.

La répartition des fluctuations de vitesse dans les deux écoulements est montrée en figure 2.6, toujours en fonction de la distance au centre de chaque tuyère. La grille de la cartographie du jet primaire contient 171 points, contre 290 pour l’autre grille. Les deux jets sont très homogènes du point de vue des fluctuations, avec des niveaux de turbulence inférieurs à 1%, quoiqu’il semble que le taux de turbulence augmente légèrement vers l’extérieur du jet primaire. La cause des forts niveaux de fluctuation pour  $r \geq 15$  mm dans cet écoulement n’est pas bien cernée.

Les cartographies de pression et fluctuations de vitesse indiquent clairement que les deux écoulements sont peu perturbés par les éléments d’assemblage mécanique présents en amont dans les conduits.

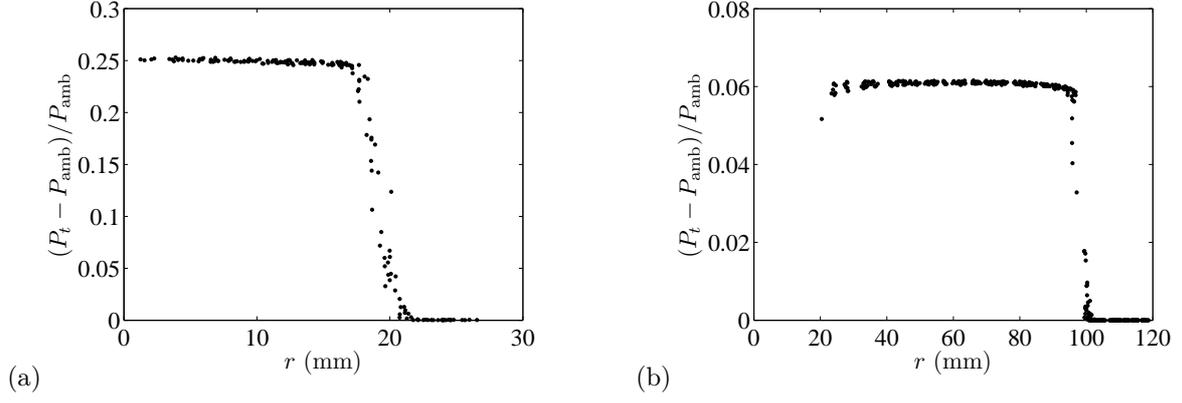


Fig. 2.5 Mesures de la pression totale excédentaire en fonction de la distance au centre de la tuyère ( $P_{amb}$  est la pression ambiante). (a) Écoulement primaire,  $M_j \approx 0.6$  ( $M_f = 0$ ); (b) écoulement secondaire,  $M_f \approx 0.3$  ( $M_j = 0$ ). Mesures à  $0.5D$  en aval de la sortie.

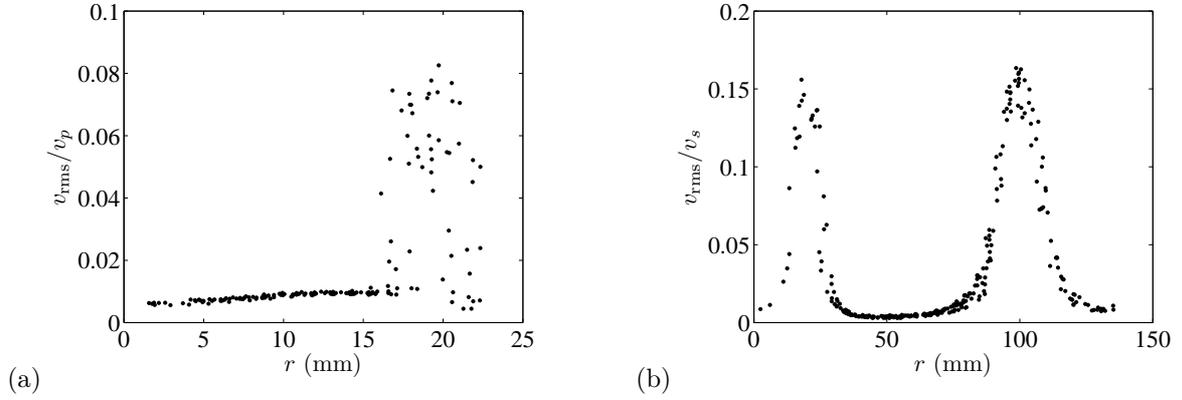


Fig. 2.6 Fluctuations mesurées au fil chaud en fonction de la distance au centre de la tuyère (mesures à  $0.5D$  en aval de la sortie). (a) Écoulement primaire, l'écart-type des vitesses  $v_{rms}$  est ramené à la vitesse moyenne du primaire  $v_p$ ,  $v_p \approx 163 \text{ m.s}^{-1}$ ; (b) écoulement secondaire,  $v_{rms}$  est ramené à la vitesse moyenne du secondaire  $v_s$ ,  $v_s \approx 86 \text{ m.s}^{-1}$  ( $v_p \approx 163 \text{ m.s}^{-1}$ ).

### 2.1.6.2 Profils de nombre de Mach dans l'écoulement secondaire

Pour différents points de fonctionnement du ventilateur, les pressions statique et totale dans le jet secondaire ont été mesurées séparément sur toute la largeur du jet, et l'évolution radiale du nombre de Mach local a été établie (voir figure 2.7). Une augmentation du nombre de Mach vers l'extérieur du jet secondaire apparaît. Cette propriété vient exclusivement d'une diminution de la pression statique vers l'extérieur, puisque la pression totale ne varie pas, *cf.* figure 2.5 (b). La variation de  $P_s$  est attribuée à la courbure imposée à l'écoulement secondaire par la tuyère primaire placée en son centre. Le même phénomène a été mesuré avec la tuyère secondaire tronquée, ce qui conforte cette hypothèse. Ainsi, l'augmentation de pression vers le centre doit être inhérente à la simulation de vol. Notons que certains profils radiaux de Plumlee [211] montrent clairement le même tendance (voir par exemple leurs figures 4.25 ou 4.55). Ceci soulève une question importante quant au vrai nombre de Mach parfaitement détendu  $M_j$ . Si la pression génératrice est maintenue constante lorsque  $M_f$  est augmenté, alors le vrai  $M_j$  devrait diminuer du fait de l'augmentation de pression statique, puisque c'est bien la pression extérieure locale, celle vue par le jet sous-détendu en sortie de tuyère, qui fixe le taux de détente donc le développement du jet. Cette conséquence est visible sur les mesures de pression statique réalisées par Norum & Brown [182] dans un jet supersonique issu d'une tuyère convergente-divergente à son point de fonctionnement (voir leur figure 5). Lorsque  $M_f$  augmente jusqu'à 0.9, une structure de cellules non négligeable apparaît, qu'ils associent à des modifications de conditions à la frontière du jet. En toute

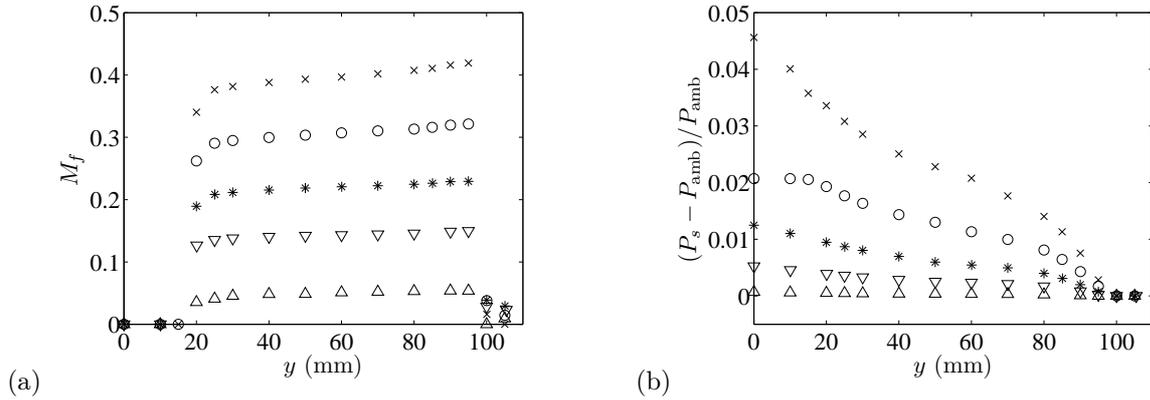


Fig. 2.7 Profils transverses (a) du nombre de Mach local dans l'écoulement secondaire et (b) de la pression statique, à  $x/D = 0.5$  en aval de la sortie. Les points de fonctionnement du ventilateur sont écrits comme la puissance électrique rapportée à sa valeur maximale :  $\Delta$  11%,  $\nabla$  30.5%,  $*$  47%,  $\circ$  66%,  $\times$  86%. Aucun jet primaire n'est réglé ( $M_j = 0$  pour  $y \lesssim 19$  mm).

rigueur, la pression génératrice devrait donc être ajustée lorsque  $M_f$  est changé. Cependant, on peut penser que cette évolution de  $P_s$  doit aussi se retrouver dans des cas réels, étant donnée la forme de la nacelle. En conséquence, aucun ajustement de pression génératrice n'a été effectué pendant les mesures, la valeur réglée étant celle fondée sur la valeur de pression ambiante mesurée par le baromètre. Il a été vérifié que l'ajustement mentionné induirait des changements négligeables sur les spectres acoustiques.

### 2.1.6.3 Extension du cône potentiel de l'écoulement secondaire

La situation idéale pour simuler l'effet du vol d'avancement est d'avoir un écoulement secondaire d'extension radiale infinie, ou en tout cas très grande devant le diamètre du jet supersonique. Comme il a été mentionné en partie 2.1.4.2, le diamètre de l'écoulement secondaire a été pris relativement petit (200 mm) pour pouvoir obtenir un nombre de Mach de vol  $M_f$  assez élevé. Il faut cependant s'assurer que ce diamètre est suffisant pour l'étude du bruit de choc. Pour que la simulation de vol soit adéquate, il faut que toute l'étendue des sources du bruit étudié soit gainée dans le cône potentiel du jet secondaire. D'après la synthèse bibliographique proposée au chapitre 1, le screech est émis par les cellules amont, avec un centroïde des sources localisé vers le troisième choc. Le bruit de choc large bande (BBSAN), quant à lui, provient des cellules aval. Norum & Seiner [184] ont mesuré que dans un jet avec *tab*, la source du BBSAN est comprise entre la sixième et la dixième cellule. En se fondant sur la formule de Seiner & Norum [251] pour la longueur moyenne des cellules,  $\overline{L_s} = 1.12\beta D$ , on peut estimer que la dixième cellule est située à environ  $5D$  pour  $M_j = 1.10$ , jusqu'à  $12.5D$  à  $M_j = 1.50$ . On voit donc que l'extension nécessaire pour le cône potentiel du jet secondaire varie beaucoup selon  $M_j$ , et que pour la valeur de  $M_j$  maximale étudiée dans ce travail, il faut qu'il s'étende jusqu'à plus de  $12D$  pour que l'on soit bien sûr de simuler correctement le vol d'avancement.

Des profils radiaux de pression totale ont été mesurés avec  $M_j = 1.0$  et  $M_f = 0.3$  à différentes distances de la sortie de tuyère. Ils sont donnés en figure 2.8. Il est raisonnable de déduire de ces courbes que le cône potentiel du secondaire s'étend jusqu'à environ  $12D$  en aval de la sortie. Mentionnons que l'effet du changement de point de fonctionnement sur ce résultat est peu clair. Champagne & Wygnanski [50] ou Warda *et al.* [310] affirment que pour un profil de vitesse non inversé, la longueur du cône potentiel secondaire ne dépend pas du rapport des vitesses. Au & Ko [24] ou Sadr & Klewicki [233] avancent cependant le contraire. Il faut aussi faire attention au fait que les études présentant des mesures aérodynamiques détaillées se concentrent sur le mélange d'écoulements coaxiaux (donc présentant un faible rapport de diamètres), plutôt que sur l'effet du vol. Le jet secondaire est donc

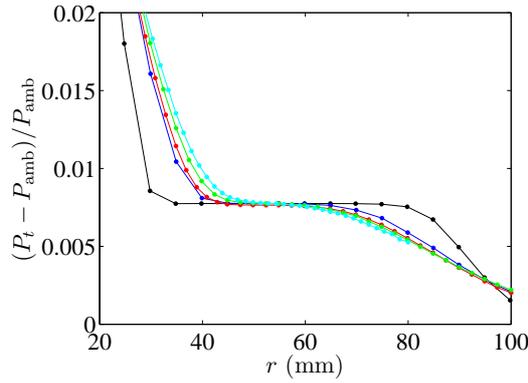


Fig. 2.8 Tracé de  $(P_t - P_{amb})/P_{amb}$  en fonction de la distance radiale pour diverses positions axiales. •  $x/D = 5$ , •  $x/D = 10$ , •  $x/D = 11$ , •  $x/D = 12$ , •  $x/D = 13$ .  $M_j = 1.0$ ,  $M_f = 0.3$ .

beaucoup plus petit que le nôtre, et les points de fonctionnement sont également bien différents. Les conditions de mesure de la figure 2.8 sont jugées représentatives de tous les points de mesure de cette étude.

#### 2.1.6.4 Caractérisation de la couche de mélange initiale du jet primaire

Les conditions initiales du jet revêtent une grande importance pour le problème du bruit de jet. L'effet de celles-ci sur le bruit émis a été étudié expérimentalement par Zaman [327] ainsi que numériquement par Bogey *et al.* [39]. Dans le cas des simulations, l'écoulement entrant le domaine de calcul doit faire l'objet d'un traitement spécial pour se rapprocher des conditions de turbulence rencontrées en expérience, de façon à simuler un écoulement représentatif de la réalité, et donc un bruit de jet également représentatif (voir par exemple Bogey *et al.* [38]). Ainsi, il est important de caractériser la couche de cisaillement initiale de notre jet supersonique.

Un fil chaud simple de type 55 P11 est associé à un anémomètre Streamline de Dantec pour les mesures. Un tube de Pitot est monté à proximité du fil pour les phases d'étalonnage. Les pressions totale et statique sont mesurées séparément pour permettre l'étalonnage dans un écoulement compressible. Un thermocouple est monté sur le support du fil. De sorte à obtenir des déplacements les plus précis possibles, le support de l'ensemble formé par le fil chaud et le tube de Pitot est monté sur un axe Shibaura dont le déplacement minimum est de 0.02 mm.

Des mesures de vitesse dans la couche de mélange interne initiale ( $x = 2$  mm) ont été effectuées dans un jet à  $M = 0.9$ , pour un nombre de Reynolds  $Re = \rho U D / \mu$  de  $9 \cdot 10^5$  environ. Cette caractérisation a été menée dans le domaine compressible subsonique pour éviter les difficultés liées à l'apparition d'un choc devant le fil. On suppose néanmoins que les résultats obtenus à  $M = 0.9$  sont représentatifs de la situation en régime sous-détendu. 10 s de signal ont été acquises à 51200 Hz. Pour éviter les vibrations, le support du fil chaud a été pivoté pour le faire sortir le plus possible du jet primaire, de sorte qu'un minimum de matière soit soumis aux gradients de vitesse. Une forte composante fluctuante à environ 40 Hz est néanmoins apparue (voir les spectres de vitesse en figure 2.9 (b)), et a été imputée aux vibrations. Les signaux temporels ont donc été filtrés avant tout traitement. Le filtrage a été effectué en imposant à zéro les composantes du spectre entre 0 et 150 Hz à chaque point de mesure avant de revenir au domaine temporel par transformée de Fourier inverse. L'effet du filtrage sur les signaux temporels ainsi que sur les spectres est montré en figure 2.9. Les fortes fluctuations temporelles du signal non filtré ont pour pendant spectral le pic à 42 Hz. La procédure de filtrage permet d'éliminer efficacement les fluctuations visées sans pour autant modifier le reste du signal. Le filtrage a été effectué sur les signaux de tension, et l'étalonnage a été appliqué aux signaux filtrés pour les convertir en vitesse.

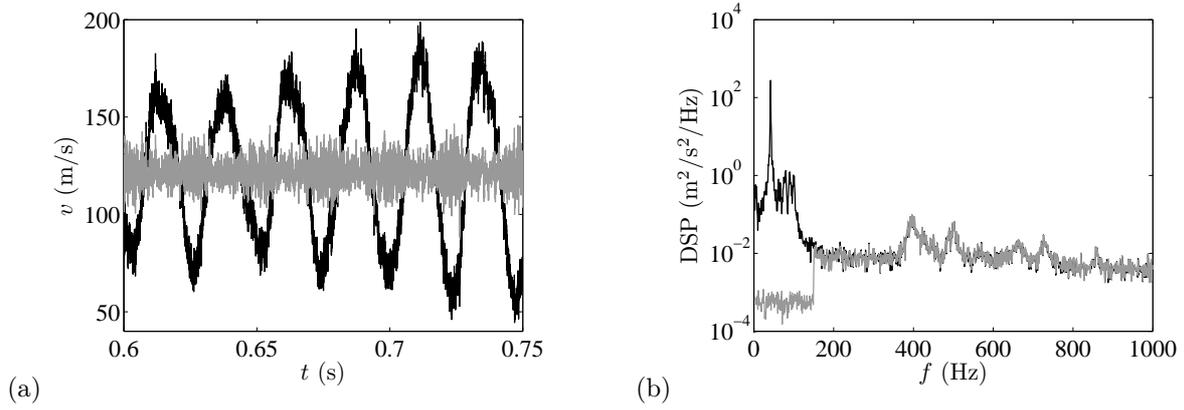


Fig. 2.9 Effet du filtrage spectral des données temporelles. (a) Extrait d'un signal temporel de la vitesse instantanée, (b) densité spectrale de puissance (DSP) du même signal.— Signal brut, — signal filtré entre 0 et 150 Hz.

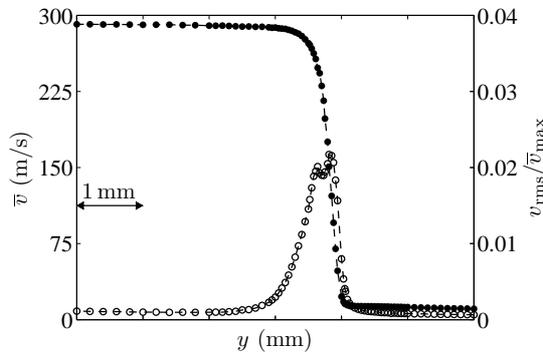


Fig. 2.10 Profils de vitesse moyenne et de taux de turbulence dans la couche de mélange primaire,  $M = 0.9$ ,  $M_f = 0$  et  $x = 2$  mm. • Vitesse moyenne  $\bar{v}$ ,  $\circ$  taux de turbulence obtenu en divisant l'écart-type des vitesses par la vitesse maximale du jet.

La vitesse moyenne et le taux de turbulence sont représentés en figure 2.10. Le maximum des fluctuations atteint environ 2% de la vitesse maximale du jet. Il faut cependant faire attention au fait que le taux de turbulence puisse ne pas être très significatif étant donnée la faible fréquence de coupure des signaux temporels lors de l'acquisition (25600 Hz pour cette mesure, ce qui exclut une grande partie de l'énergie turbulente).

L'épaisseur de quantité de mouvement s'écrit de la façon suivante [25] :

$$\delta_\theta = \frac{1}{(\bar{v}_{\max} - \bar{v}_{\min})^2} \int_{-\infty}^{+\infty} [\bar{v}(y) - \bar{v}_{\min}] [\bar{v}_{\max} - \bar{v}(y)] dy \quad (2.2)$$

où  $\bar{v}$  est la vitesse moyenne, alors que  $\bar{v}_{\max}$  et  $\bar{v}_{\min}$  sont les maxima et minima de vitesse de part et d'autre de la couche de mélange. Cette quantité a été évaluée en interpolant le profil mesuré avant de l'intégrer. Il a été estimé que l'incertitude sur la valeur de  $\delta_\theta$  provenant de la méthode d'interpolation utilisée est inférieure à 1%. On obtient alors

$$\delta_\theta = 0.11 \text{ mm.}$$

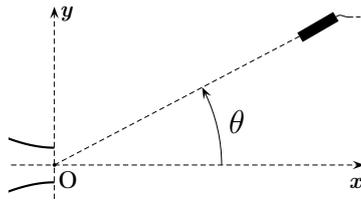


Fig. 2.11 Définition de l'angle polaire de directivité.

## 2.2 Techniques de mesure

Les techniques de mesure mises en œuvre sont maintenant brièvement présentées. Pour alléger cette partie introductive, des précisions, et notamment les validations des moyens de mesure, sont consignées en annexe A, mais n'en sont pas moins importantes.

Diverses mesures acoustiques ont été réalisées dans ce travail. Des acquisitions en champ proche ont été faites ponctuellement. Les montages seront explicités au besoin dans la suite. Les mesures en champ lointain sont réalisées à l'aide de microphones PCB Piezotronics de 6.35 mm de diamètre. Pour la plupart des mesures, il est fait usage d'une antenne polaire de microphones, placés en arc de cercle à 2.02 m de la sortie de tuyère. Treize transducteurs sont utilisés, positionnés tous les  $10^\circ$  de  $\theta = 30^\circ$  à  $\theta = 150^\circ$ . Dans tout ce travail,  $\theta$  est mesuré par rapport à l'axe du jet dirigé vers l'aval, comme il est représenté en figure 2.11.

Des visualisations ombroscopiques et strioscopiques du jet supersonique ont été obtenues à l'aide d'un montage « en Z ». Il est composé d'une source de lumière, de deux miroirs paraboliques, d'une lame de rasoir et d'une caméra rapide Phantom V12. Cette dernière est capable d'acquérir des images en niveaux de gris à 6242 Hz en plein trame, mais ce chiffre peut être grandement augmenté en diminuant le nombre de pixels actifs. Les images obtenues ont notamment servi à déterminer la structure globale du jet, ainsi qu'à étudier des phénomènes instationnaires. De la déflectométrie a également été réalisée à l'aide de ce montage.

Des sondes de pression totale ont été utilisées. Il s'agit de simples tubes cylindriques de 1.5 mm de diamètre extérieur et 1.1 mm de diamètre intérieur. Dans un écoulement supersonique, on mesure ainsi la pression totale existant derrière le choc se formant en amont de la sonde. Pour éviter toute confusion, on va appeler pression d'impact la pression ainsi mesurée. Par ailleurs, la pression statique dans le jet a été mesurée à l'aide de sondes compactes dessinées initialement par Pinckney [209, 210]. Plusieurs géométries de sondes ont été construites. Dans toutes celles-ci, la distance entre la pointe de la sonde et les trous affleurant sur le corps de la sonde est inférieure à 5 mm.

Un système de vélocimétrie laser Doppler, associé à un laser Argon Spectra Physics à deux composants, a par ailleurs été utilisé. Essentiellement la mesure de la vitesse longitudinale est exploitée ici. Les dimensions approximatives du volume de mesure sont de  $90 \mu\text{m}$  de diamètre et 1.5 mm de longueur (la grande dimension est ici orientée perpendiculairement au jet). Seul le jet primaire est ensemencé, et ce par des gouttelettes d'huile d'olive, ayant un diamètre de  $1 \mu\text{m}$  environ. Dans un jet imparfaitement détendu présentant de forts gradients de vitesse, il est important de savoir si les particules parviennent à suivre l'écoulement. Une méthode analytique pour estimer la vraie vitesse du fluide à partir des vitesses particulières est présentée en partie A.4.5, et sera utilisée au paragraphe 3.1.1.2.

Enfin, un système de vélocimétrie par images de particules a été monté. Les écoulements primaire et secondaire sont ensemencés par de l'huile d'olive et de la fumée de spectacle, respectivement. Un laser Quantronix Darwin Duo sert à éclairer les particules. Deux caméras Phantom V12 sont utilisées pour l'acquisition des images. Elles sont positionnées côte à côte pour étendre le champ de vision,

dont la dimension axiale est approximativement de deux diamètres de jet supersonique. Pour chaque configuration étudiée, l'acquisition est effectuée en six morceaux indépendants jusqu'à une distance axiale de  $12D$  de la sortie de tuyère. Le grossissement des images est de  $0.05 \text{ mm}\cdot\text{pixel}^{-1}$  environ. Pour chaque position des caméras, 2000 paires d'images sont acquises à 500 Hz. Les dépouillements sont réalisés avec des fenêtres finales de  $8\times 8 \text{ pixels}^2$ , ce qui fournit un vecteur par carré de 0.4 mm de côté. Le recouvrement des fenêtres d'interrogation finales est de 50%.

## Chapitre 3

# Etude aérodynamique de jets supersoniques sous-détendus

Le bruit de choc provient de l'interaction entre structure de cellules de choc et turbulence, dans la couche de mélange du jet. Ces deux éléments sont étudiés ici. La structure de cellules est d'abord explorée à l'aide des diverses méthodes expérimentales présentées dans le chapitre 2. Ensuite, la turbulence de la couche de mélange est caractérisée par vélocimétrie par images de particules et défectométrie. Dans chaque partie, le cas d'un jet statique est traité, suivi du cas avec vol d'avancement.

### 3.1 Structure de cellules de choc de jets supersoniques sous-détendus

Les résultats de l'étude aérodynamique présentée dans la suite concernent des jets de nombres de Mach parfaitement détendus  $M_j$  valant 1.10, 1.15, 1.35 et 1.50. Le choix initial de ces valeurs de  $M_j$  a été fait pour étudier un point de fonctionnement par mode de screech repéré sur notre installation (voir la partie 4.4.2). Notons que Ponton & Seiner [212] isolent presque les mêmes  $M_j$  par ce même critère. Les deux plus faibles valeurs de  $M_j$  sont celles qui revêtent le plus d'intérêt pour les avionneurs et motoristes en raison de la proximité avec les conditions de fonctionnement en vol. Les deux autres présentent une dynamique différente, avec notamment l'existence d'un disque de Mach à  $M_j = 1.50$ .

#### 3.1.1 Jet supersonique sans vol simulé

##### 3.1.1.1 Exploration de la structure des jets

On décrit ici la structure de cellules des jets sous-détendus, avec une progression de  $M_j = 1.15$  à  $M_j = 1.50$ , en passant par l'apparition du choc droit au sein de la première cellule, appelé aussi disque de Mach. On se concentrera sur les premières cellules de choc, puisque la structure des jets étudiés est quasi-périodique (voir le paragraphe 1.1.3 et notamment les images Schlieren 1.1). Tous les résultats présentés dans cette partie proviennent de mesures de jets issus de la tuyère lisse,  $D = 38.25$  mm, et  $M_f = 0$ ; seuls les résultats de la PIV (vélocimétrie par images de particules) ont été obtenus avec  $M_f = 0.05$ . Le type de tuyère n'a pas d'incidence sur la structure globale des jets, au moins proche de l'éjection.

Bien que l'existence d'une structure de cellules dans les jets sous-détendus soit connue depuis la fin du dix-neuvième siècle et les travaux de E. et L. Mach et P. Salcher [217], et qu'il en existe depuis longtemps des modèles analytiques [220, 191, 279, 154], il se trouve qu'un nombre limité d'études publiées présente des mesures quantitatives des variables d'écoulement dans les jets sous-détendus. Par ailleurs, elles combinent rarement plusieurs moyens de mesure, ce qui justifie de passer un peu de temps à caractériser les jets étudiés.

Donaldson & Snedeker [69] ont mesuré des pressions d'impact dans deux jets avec et sans disque de Mach. Seiner & Norum [250] et Hu & McLaughlin [99] ont déduit des profils de nombre de Mach à partir de mesures de pressions statique et d'impact, mais sans comparaison avec des images strioscopiques, ce qui rend difficile la visualisation des cellules. Les schémas descriptifs des première et dernière références permettent cependant de se faire une bonne idée de la structure des jets. Norum & Seiner [185] ont réalisé des mesures très détaillées de pression statique dans des jets sous- et sur-détendus, aussi bien sur l'axe qu'en-dehors. Les mesures de vitesse par LDV (vélocimétrie laser Doppler) de Eggins & Jackson [72] et de Nouri & Whitelaw [189] associent traversées axiales et radiales, permettant ainsi de mieux se représenter les modulations induites par les cellules. Ils ont mesuré la vitesse longitudinale par LDV, à  $\text{NPR} = 6.6$  [72] et  $\text{NPR} = 3.6$  [189], soit avec et sans disque de Mach, respectivement. Pour la PIV, on peut citer Jerónimo *et al.* [102], qui se concentrent sur le disque de Mach et la première cellule d'un jet sur-détendu à  $M_j \approx 2.7$  pour  $M_d = 3.78$ . Ils comparent qualitativement les résultats de la PIV à des visualisations Schlieren. Chauveau *et al.* [52] étudient un jet chaud issu d'une tuyère convergente à un  $\text{NPR}$  supérieur à 25. Ces deux travaux se concentrent donc sur des conditions qui sont bien loin des nôtres. Mitchell *et al.* [162] s'intéressent surtout à la réponse des particules avant de présenter brièvement des mesures dans plusieurs jets sous-détendus. Bridges & Wernet [41] effectuent des mesures par PIV à une fréquence d'acquisition allant jusqu'à 25 kHz dans différents jets sous-détendus, mais montrent peu de résultats ayant trait à la structure des jets puisque leur objectif premier est d'étudier la turbulence. Enfin, Panda & Seasholtz [198] réalisent des mesures très détaillées de masse volumique par diffusion de Rayleigh dans des jets à  $M_j$  allant de 1.1 à 1.8. Pour  $M_j = 1.43, 1.6$  et 1.8, ils associent traversées radiales à des visualisations Schlieren, ce qui offre une description précise de la structure de cellules. Une étude similaire est visée ici, mais avec des moyens de mesure différents.

#### 3.1.1.1.1 Cas $M_j = 1.15$

Nous commençons par étudier le jet sous-détendu à  $M_j = 1.15$ . Les résultats sont d'abord simplement décrits, puis ils sont analysés.

Une synthèse de résultats expérimentaux pour ce jet est présentée en figure 3.1. Sur l'image Schlieren moyenne (a), calculée à partir de 500 images de  $4 \mu\text{s}$  d'exposition échantillonnées à 500 Hz, on reconnaît la structure en diamants des cellules de choc [2], qui a été visualisée de nombreuses fois par strioscopie. Une cellule de choc est définie comme l'espace entre deux intersections consécutives entre choc et ligne sonique dans la couche de mélange [202]. Si l'on se focalise sur la première cellule, c'est un nœud papillon qui apparaît plutôt qu'un diamant, avec quatre zones bien distinctes : un triangle clair pointant vers la droite, un triangle foncé pointant vers la gauche, et deux triangles de couleur neutre pointant vers le haut et le bas (l'image des diamants est un peu trompeuse, car les diamants en question sont à cheval sur deux cellules ; la partition des cellules de choc entre compression, détente et zone neutre est conforme au schéma descriptif de Hu & McLaughlin [99]). Par ailleurs, on voit bien la quasi-périodicité de la structure, avec une deuxième et troisième cellule très similaires à la première.

Pour associer des données quantitatives à cette image, des mesures de pression et de vitesse ont été réalisées. Sur l'axe du jet (b), toutes ces grandeurs oscillent. La pression statique (la courbe a été décalée vers l'aval par rapport aux mesures, voir le paragraphe A.4.6) décroît avec  $x$  dans le triangle clair et croît dans le triangle foncé. Cela permet de dire que le premier est une zone de *détente*, et le second une zone de *compression*. Le profil par LDV indique que la vitesse croît avec  $x$  dans la zone de détente, puis décroît dans la zone de compression. Quant à la pression d'impact, elle diminue légèrement au centre de la cellule, là où la vitesse et donc le nombre de Mach local sont les plus élevés, en raison du choc se formant à l'amont de la sonde, dont la force croît avec le nombre de Mach. On voit par contre que la pression d'impact augmente vers la fin de la cellule, ce qui semble dire que la pression

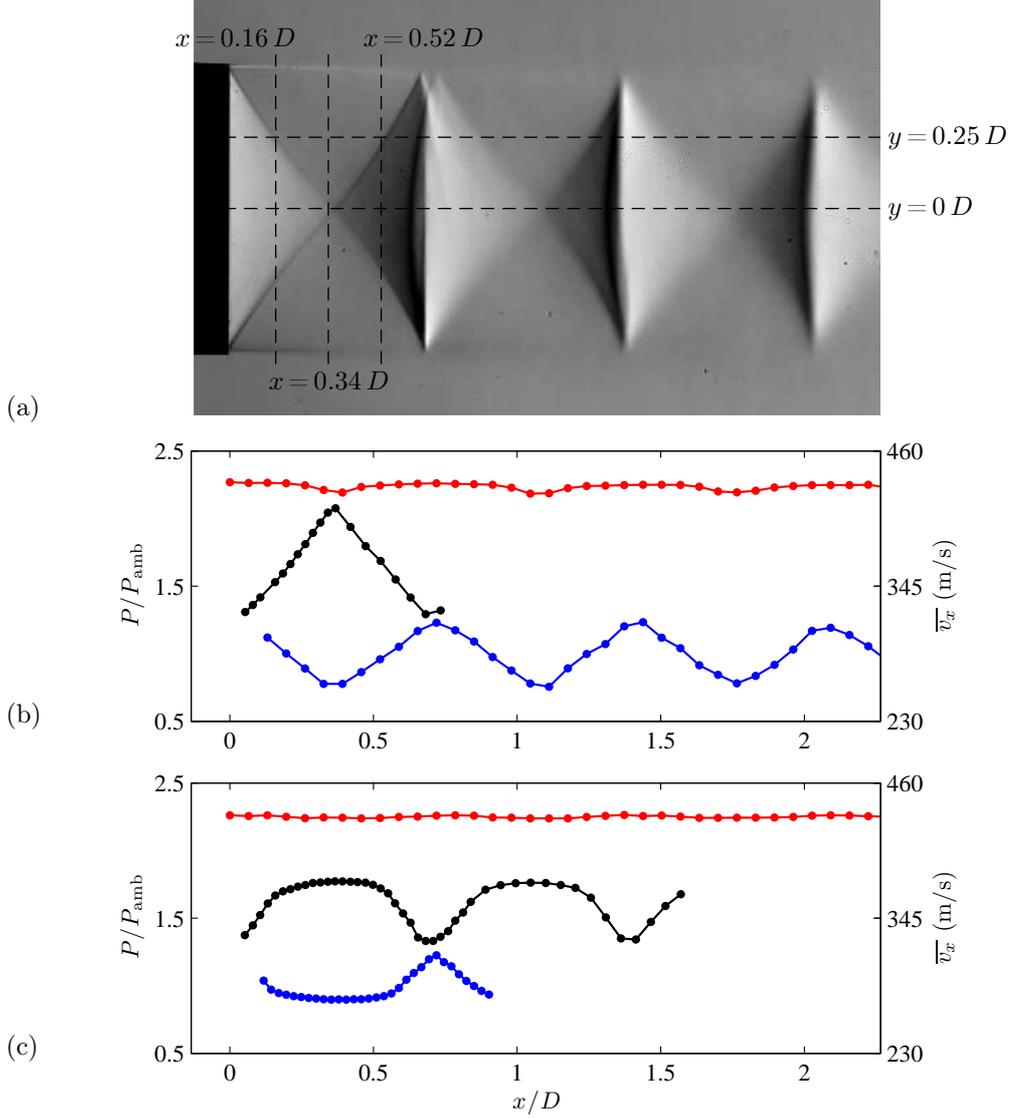


Fig. 3.1 Assemblage de données expérimentales pour  $M_j = 1.15$  ( $M_f = 0$ ). (a) Image Schlieren moyenne, (b) mesures de pression et de vitesse sur l'axe,  $y = 0$ , (c) mesures de pression et de vitesse hors axe,  $y = 0.25 D$ . • Pression d'impact, • pression statique, • vitesse longitudinale issue de la LDV.  $P_{amb}$  est la pression ambiante.

totale du jet est approximativement conservée. L'estimation de l'évolution de la pression totale locale sera faite plus loin.

L'évolution des pressions et de la vitesse longitudinale sur une ligne parallèle à l'axe est montrée en figure 3.1 (c). Il est évident que dans les zones qualifiées précédemment de *neutres*, ces grandeurs sont approximativement constantes. Cette propriété est compatible avec les mesures de masse volumique de Panda & Seasholtz [198]. On comprend alors pourquoi ces zones apparaissent neutres sur l'image Schlieren moyenne : le couteau étant vertical, donc orthogonal à la direction du jet, on visualise les gradients axiaux de masse volumique, qui sont nuls dans les deux zones neutres ; dans les triangles de détente et de compression par contre, la masse volumique, de même que la pression, diminue pour ensuite augmenter, d'où les luminosités opposées de l'image Schlieren dans ces deux régions.

Pour compléter la description du jet, des profils transverses de vitesse longitudinale sont tracés en figure 3.2. Les positions axiales de ces traversées, toutes trois dans la première cellule, sont indiquées sur l'image Schlieren de la figure 3.1. La première est située dans la zone de détente, la deuxième approximativement au milieu de la cellule, et la troisième dans la zone de compression. Sur ces figures

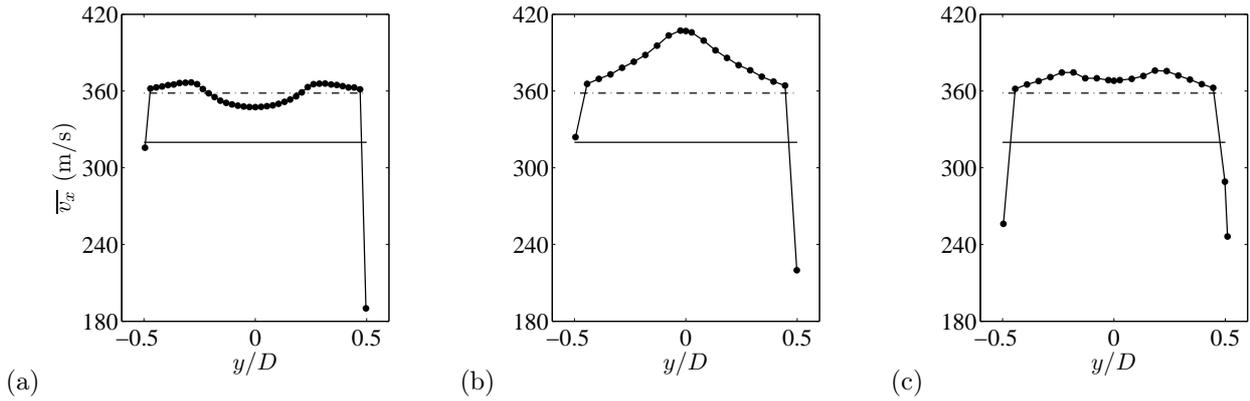


Fig. 3.2 Profils transverses de vitesse longitudinale moyenne, dans la première cellule de chocs à  $M_j = 1.15$ . (a)  $x = 0.16 D$ , (b)  $x = 0.34 D$ , (c)  $x = 0.52 D$ . • Données provenant de la LDV, — vitesse correspondant à  $M = 1$ , - - - vitesse correspondant à  $M = M_j$ .

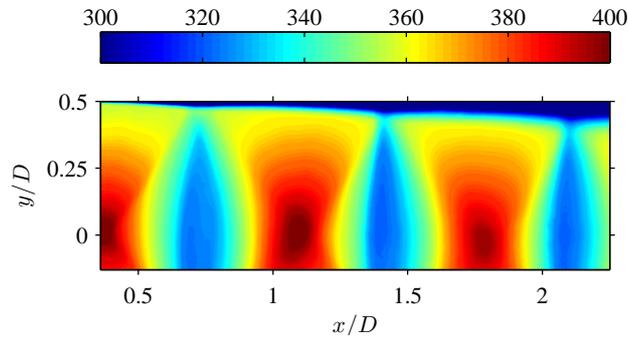


Fig. 3.3 Cartographie de la vitesse axiale moyenne,  $\overline{v_x}$ , pour  $M_j = 1.15$  et  $M_f = 0.05$  (par PIV).

sont indiquées les valeurs de vitesse correspondant aux nombres de Mach locaux  $M = 1$  et  $M = M_j$ . Il est assez clair que les zones neutres ne sont pas des régions d'écoulement homogène, ce qui se voit surtout en figure 3.2 (b). On pourrait visualiser ces gradients en positionnant le couteau du montage Schlieren parallèlement au jet, mais cette orientation n'a pas été adoptée dans ce travail. Le lecteur peut se reporter à Seiner & Norum [250] ou Miller *et al.* [161] par exemple pour de telles visualisations.

Après cette présentation de la structure du jet, la compréhension des champs de vitesse issus de la PIV est certainement plus aisée. L'évolution de la vitesse axiale montrée en figure 3.3 est bien compatible avec les résultats présentés ci-dessus. Chaque cellule contient des sortes de plateaux de vitesse de part et d'autre de l'axe du jet, dont la forme est approximativement triangulaire, comme on l'avait vu sur l'image strioscopique 3.1 (a). Par ailleurs, les « parois » amont et aval des massifs au centre des cellules sont concaves, ce qui traduit bien le fait que la vitesse sur l'axe est déficitaire jusqu'à une région proche du maximum de vitesse, comme on l'a vu en figure 3.2. Le champ de vitesse radiale, représenté en figure 3.4, montre que les lignes de courant ne sont pas parallèles à l'axe du jet. Tout profil transverse de vitesse radiale est antisymétrique. Le jet s'étend vers l'extérieur dans la zone de détente, et revient vers le centre dans la zone de compression.

On explique maintenant pourquoi le jet se comporte de la manière décrite ci-dessus. Le point de départ est que dans un jet *sous-détendu*, la pression en sortie de tuyère est *supérieure* à l'ambiante, ce qui peut se deviner sur la figure 3.1. Le jet doit alors trouver un moyen de revenir à la pression ambiante, notamment aux abords de la couche de cisaillement où il doit y avoir continuité de la pression entre le jet et le milieu ambiant. Ceci est réalisé par un « fan de détente » ou « onde de détente », attaché à la lèvre de la tuyère. Cette onde se propage à l'intérieur du jet, ce qui engendre la zone de détente que

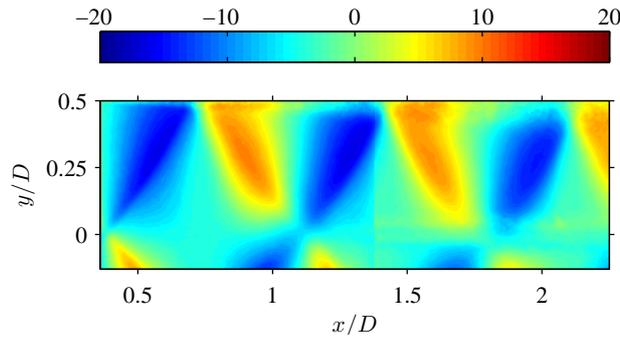


Fig. 3.4 Cartographie de la vitesse radiale moyenne,  $\bar{v}_y$ , pour  $M_j = 1.15$  et  $M_f = 0.05$  (par PIV).

l'on a mentionnée ci-dessus, où la pression diminue et la vitesse augmente. Une fois qu'elle a atteint le bord opposé dans le jet, elle se réfléchit et revient sous la forme d'une onde de compression, ce qui donne lieu à la zone de compression déjà mise en évidence.

Les fans de détente ont une influence sur un secteur angulaire limité. On peut effectivement se les représenter comme des éventails (d'où leur nom de *fan* en anglais), dont le sommet serait sur la lèvre de la tuyère. Considérons le devenir de diverses particules de fluide localisées dans le plan d'éjection à différentes distances de l'axe du jet. Pour une particule proche de la lèvre de la tuyère, la détente est très rapide, et l'écoulement n'accélère plus dès qu'il a dépassé le fan : on est alors dans la zone neutre, où les gradients longitudinaux sont très faibles. Si l'on considère un élément de fluide plus proche de l'axe, il va accélérer plus lentement en raison de la géométrie du fan de détente, avant d'atteindre la zone neutre : celle-ci est effectivement d'étendue de plus en plus limitée lorsqu'on se rapproche de l'axe du jet. Pour une particule sur l'axe de symétrie, l'accélération est plus progressive encore, d'où le déficit de vitesse au début de la zone de détente par rapport aux bords du jet. Mais l'action conjuguée des « deux » fans de détente (on en voit deux dans un plan, mais il n'y en a qu'un, axisymétrique, en réalité) provenant des deux côtés opposés de la lèvre de la tuyère fait que la détente au centre du jet est trop importante : la vitesse dépasse largement celle correspondant à  $M = M_j$  et la pression statique décroît sous  $P_{amb}$ . Ceci explique pourquoi il existe des gradients transverses de vitesse et de pression au sein des zones neutres.

La succession d'une détente et d'une compression à l'intérieur de la première cellule fait que l'on aboutit à la fin de celle-ci à des conditions semblables à celles existant dans la section de sortie de la tuyère, et le schéma de détente et de compression doit alors recommencer : la structure quasi-périodique est formée. On peut vérifier sur les profils transverses de vitesse longitudinale tracés en figure 3.5 que les conditions sont bien similaires en fin de chaque cellule, hormis dans la couche de mélange, qui s'élargit vers l'aval (c'est le mélange turbulent, responsable de l'épaississement de la couche de mélange, qui fait que la structure de cellules est amortie et finit par disparaître). Cette idée d'ondes de détente et de compression piégées dans le jet et rebondissant sur les bords a conduit Tam *et al.* [279] à considérer le jet comme un guide d'ondes pour les perturbations de pression.

En plus de faire baisser la pression statique, les fans de détente entraînent une déflexion du jet vers l'extérieur, alors que le jet revient vers le centre sous l'action des ondes de compression. Cela explique l'évolution de la vitesse radiale présentée en figure 3.4, et également le fait qu'un jet sous-détendu gonfle en sortie de tuyère.

Enfin, on remarque en figure 3.2 que le nombre de Mach local au niveau de la frontière intérieure de la couche de mélange est très proche de la valeur parfaitement détendue  $M_j$ , ce qui a déjà été noté par Seiner & Norum [250]. Ceci se comprend si l'on considère que la détente entre la pression totale régnant à l'intérieur de la tuyère et la pression ambiante dans la partie subsonique de la couche de

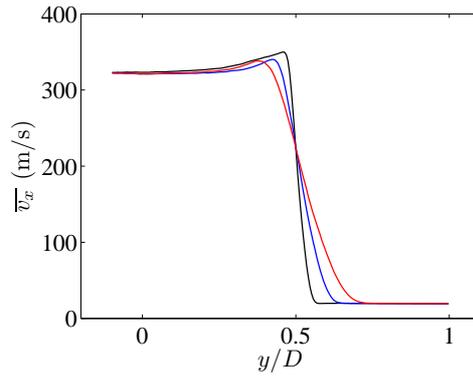


Fig. 3.5 Profils transverses de vitesse axiale moyenne en fin de cellule,  $M_j = 1.15$  et  $M_f = 0.05$  (par PIV). — Première cellule, — deuxième cellule, — troisième cellule.

mélange se fait de façon isentropique à travers les fans de détente attachés à la lèvre de la tuyère. Ainsi, le nombre de Mach en aval de cette détente est forcément  $M_j$ , par définition.

On présente maintenant quelques résultats complémentaires pour le jet à  $M_j = 1.15$ . Comme on peut le voir sur les images Schlieren ainsi que sur les cartographies tirées de la PIV, les zones de compression et de détente sont de plus en plus courtes axialement quand on s'approche de la couche de mélange. Pour savoir si ce rétrécissement s'accompagne d'un accroissement des gradients, l'évolution de la norme de la vitesse moyenne sur différentes lignes de courant est tracée en figure 3.6. La position des lignes de courant est montrée en (a), et l'évolution de la vitesse sur celles-ci en (b). On remarque qu'en raison de la diminution avec  $y$  croissant de la vitesse dans la zone neutre, et de l'augmentation associée de la vitesse au milieu de la zone de compression, les gradients de vitesse sont inchangés lorsqu'on s'approche de la couche de mélange. Les courbes s'emboîtent régulièrement les unes dans les autres au niveau des minima de vitesse.

Le nombre de Mach local a été calculé par l'équation de Rayleigh-Pitot (A.3) à partir des mesures de pression et par la formule (A.15) à partir de la LDV. Certaines courbes résultantes sont présentées en figure A.32 et servent dans cette annexe à la validation des techniques de mesure. Tout d'abord, les nombres de Mach locaux ne descendent pas sous la valeur 1 pour l'estimation provenant de la LDV, contrairement à ce qu'il se passe pour l'autre calcul. Il est montré en A.3.4 que le calcul de  $M$  est très sensible aux erreurs sur les pressions, et la sonde de pression statique de Pinckney [210] n'a pas été dessinée pour un écoulement à Mach local très légèrement supérieur à 1. On peut donc effectivement s'attendre à des erreurs sur  $P_s$ , qui vont se répercuter sur  $M$ . Sur l'axe, le nombre de Mach croît jusqu'à un peu moins de 1.4, ce qui est bien supérieur à la valeur de  $M_j$ . Le résultat du calcul de Mach à partir des pressions sur toute l'étendue des mesures est donné en figure 3.7 (a). Le nombre de Mach local oscille donc quasiment symétriquement autour de  $M_j$ . Le sens physique du nombre de Mach parfaitement détendu peut donc être appréhendé de deux manières : on a vu qu'il correspondait au Mach local du côté intérieur des couches de mélange, mais c'est aussi la valeur autour de laquelle  $M$  oscille dans le cœur du jet de manière de plus en plus amortie, convergeant vers  $M_j$  à la fin du cône potentiel. Cet état des choses correspond bien à la théorie des jets légèrement sous-détendus, qui sont représentés comme une modulation autour de l'écoulement parfaitement détendu associé, dans lequel le nombre de Mach dans le cône potentiel est constant et vaut  $M_j$ . Pour un jet choqué, le cône potentiel est défini, de manière similaire au cas d'un jet subsonique, comme la portion du jet à l'intérieur des couches de mélange. La différence est bien sûr que dans cette région, la vitesse du jet imparfaitement détendu n'est pas constante. Le cône supersonique, quant à lui, est le lieu des points où l'écoulement

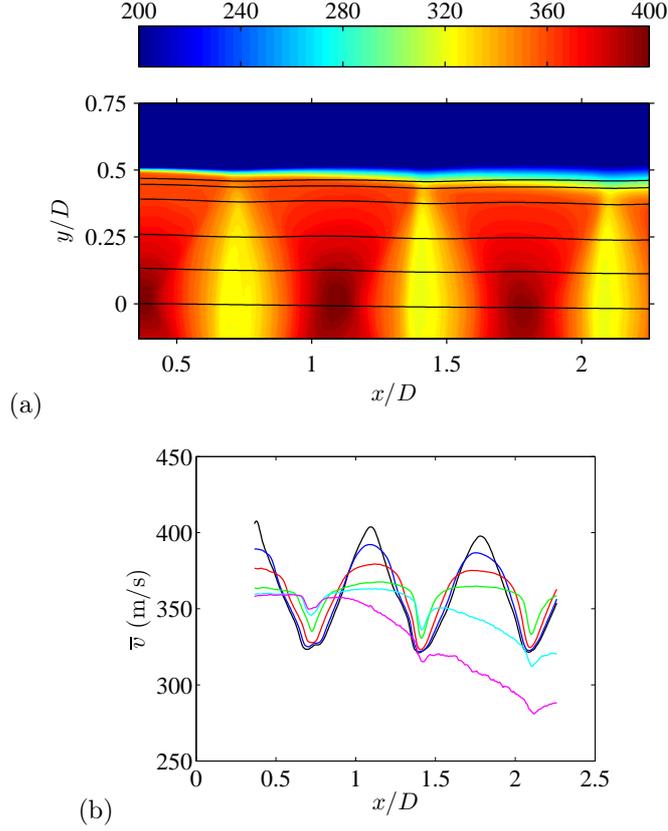


Fig. 3.6 (a) Cartographie de  $\bar{v}_x$  pour  $M_j = 1.15$ ,  $M_f = 0.05$ , avec les lignes de courant calculées (les axes  $x$  et  $y$  n'ont pas la même échelle); (b) profils de vitesse moyenne  $\bar{v}$  sur les mêmes lignes de courant; —  $y = 0$ , —  $y/D = 0.13$ , —  $y/D = 0.26$ , —  $y/D = 0.39$ , —  $y/D = 0.44$ , —  $y/D = 0.47$ . Les  $y$  indiqués dénotent la position radiale des lignes en amont (*i.e.* pour  $x/D \approx 0.37$ ).

est supersonique. On peut déduire de la figure 3.7 (a) que le cône potentiel s'étend jusqu'à  $7D$  environ pour  $M_j = 1.15$  (ce qui est supérieur d'environ  $1.5D$  à la prédiction tirée de la formule empirique de Lau *et al.* [125]), alors qu'on est toujours dans le cône supersonique à la dernière position de mesure, à  $x = 8D$ .

A partir de  $M$  et de  $P_s$ , on peut facilement calculer la pression totale par la relation isentropique (1.10) définissant  $P_t$ . On obtient alors la courbe de la figure 3.7 (b). Elle fournit une preuve directe du fait que le jet sous-détendu à  $M_j = 1.15$  peut être considéré comme étant isentropique, puisque la pression totale ne décroît pas vraiment jusqu'à la fin du cône potentiel, et que le rapport qu'elle forme avec la pression ambiante reste au niveau du NPR.

### 3.1.1.1.2 Cas $M_j = 1.35$

Une étude similaire à celle présentée pour  $M_j = 1.15$  est décrite pour  $M_j = 1.35$ . Les figures 3.8 à 3.13 sont les homologues des figures 3.1 à 3.7. Les mêmes phénomènes sont visibles pour les deux valeurs de  $M_j$ . Mentionnons simplement que les cellules de choc sont plus fortes à  $M_j = 1.35$ . Cela se voit en figure 3.8 et 3.9 par des oscillations de vitesse et de pression de plus grande amplitude, et en figure 3.11 par des vitesses transverses plus importantes que pour  $M_j = 1.15$ . On constate que ce forçage s'accompagne d'une dissymétrisation de la première cellule de choc (principalement), avec une zone de détente qui est plus longue que la région de compression, d'où de plus forts gradients dans celle-ci, visibles par un raidissement des courbes de vitesse et pression statique. Néanmoins, d'après la figure 3.12, on n'observe toujours aucun choc dans la couche de mélange, où les gradients de vitesse sont une fois encore sensiblement identiques à ceux du cœur du jet. Les nombres de Mach locaux

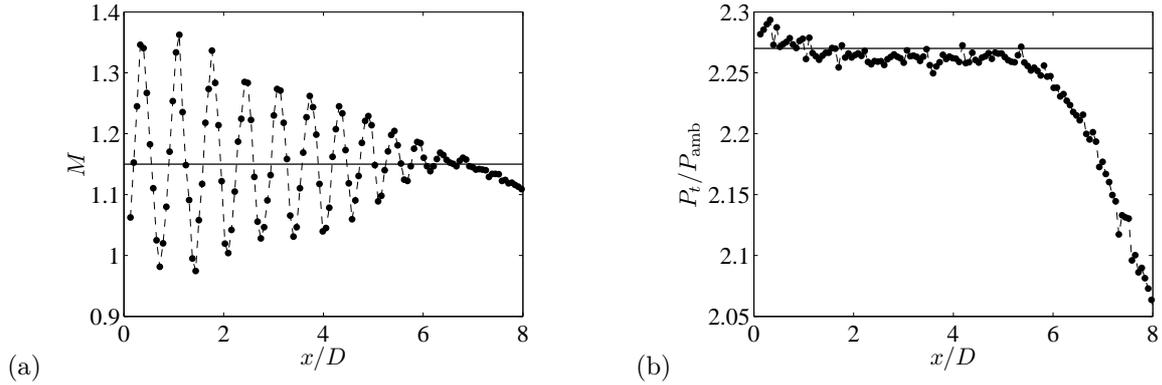


Fig. 3.7 (a) Nombre de Mach local, calculé depuis les traversées de pression statique et d'impact; la ligne horizontale marque la valeur de  $M_j$ , 1.15. (b) Pression totale locale calculée à partir du Mach local et de  $P_s$ , adimensionnée par  $P_{amb}$ ; la ligne horizontale marque le NPR, 2.27. Tout est tracé sur l'axe du jet.

représentés en figure 3.13 (a) atteignent des valeurs de 1.8 environ. Ils oscillent autour d'une valeur qui est, de même que pour  $M_j = 1.15$  mais d'une manière plus flagrante, supérieure à  $M_j$ . Ceci peut provenir du fait qu'avec  $M_j$  augmentant, on s'éloigne de la région où les structures de cellules peuvent être considérées comme étant linéaires, comme le dit Michalke [154]. Dans ce cadre, on a  $\Delta P/P_{amb} \ll 1$  et l'écoulement oscille autour de conditions correspondant au jet parfaitement détendu, donc le Mach oscille autour de  $M_j$ . A  $M_j = 1.35$ ,  $\Delta P/P_{amb} = 0.57$ , avec  $\Delta P = P_e - P_{amb}$  ( $P_e$  est la pression en sortie de tuyère), donc on n'est plus dans les limites des structures linéaires. Le fait que l'oscillation du nombre de Mach local s'écarte de  $M_j$  est sans doute un effet non-linéaire, de même que la dissymétrisation de la première cellule mentionnée plus haut. Enfin, on peut déduire de la figure 3.13 (b) qu'ici aussi, comme pour  $M_j = 1.15$  et malgré le plus fort degré de sous-détente, le jet peut être considéré comme étant isentropique. On observe bien un petit déficit entre  $P_t/P_{amb}$  calculé et le NPR, mais il existe dès le début et ne croît pas lorsqu'on traverse les cellules. Le cône potentiel s'étend jusqu'à environ  $7.5D$ , et le cône supersonique jusqu'à plus de  $10D$ .

### 3.1.1.1.3 Apparition du disque de Mach

On nomme disque de Mach le choc droit pouvant se former dans un jet supersonique, ce qui arrive lorsque  $M_j$  est suffisamment grand. Notons que l'on parle de réflexion de Mach, ou de Riemann, lorsqu'un choc oblique incident à une paroi se réfléchit en formant un choc orthogonal à la paroi, ce qui crée un point triple d'où le choc réfléchi repart dans l'autre sens. Le disque de Mach a beaucoup été étudié dans ce contexte, voir par exemple Gao & Wu [80].

Dans les jets, le disque de Mach a également été étudié théoriquement et expérimentalement, surtout à de forts taux de détente correspondant aux conditions rencontrées dans la propulsion des lanceurs spatiaux. Citons par exemple Adamson & Nicholls [2], qui ont calculé la position du choc droit par une méthode des caractéristiques, et comparent leurs calculs à des mesures réalisées avec des NPR allant jusqu'à des valeurs supérieures à 100. Crist *et al.* [57] ont mené une étude de l'influence de différents paramètres (rapport des capacités calorifiques  $\gamma$ , présence de condensation, NPR, densité) sur la position et la taille du disque. En particulier, le disque s'élargit et apparaît de plus en plus loin de la tuyère lorsque le taux de détente augmente. Addy [3] a montré que la géométrie de la tuyère avait un effet sur le disque, pour des convergents coniques. Lorsque l'angle de convergence augmente de  $0$  à  $90^\circ$ , le NPR minimal pour observer un disque de Mach augmente, alors que la position axiale du disque ne varie pas et que son diamètre diminue. Dans le cas d'une tuyère lisse comme la nôtre, Addy voit apparaître un disque vers  $\text{NPR} = 3.8$ , soit  $M_j = 1.52$ . On s'attend cependant à ce que la géométrie

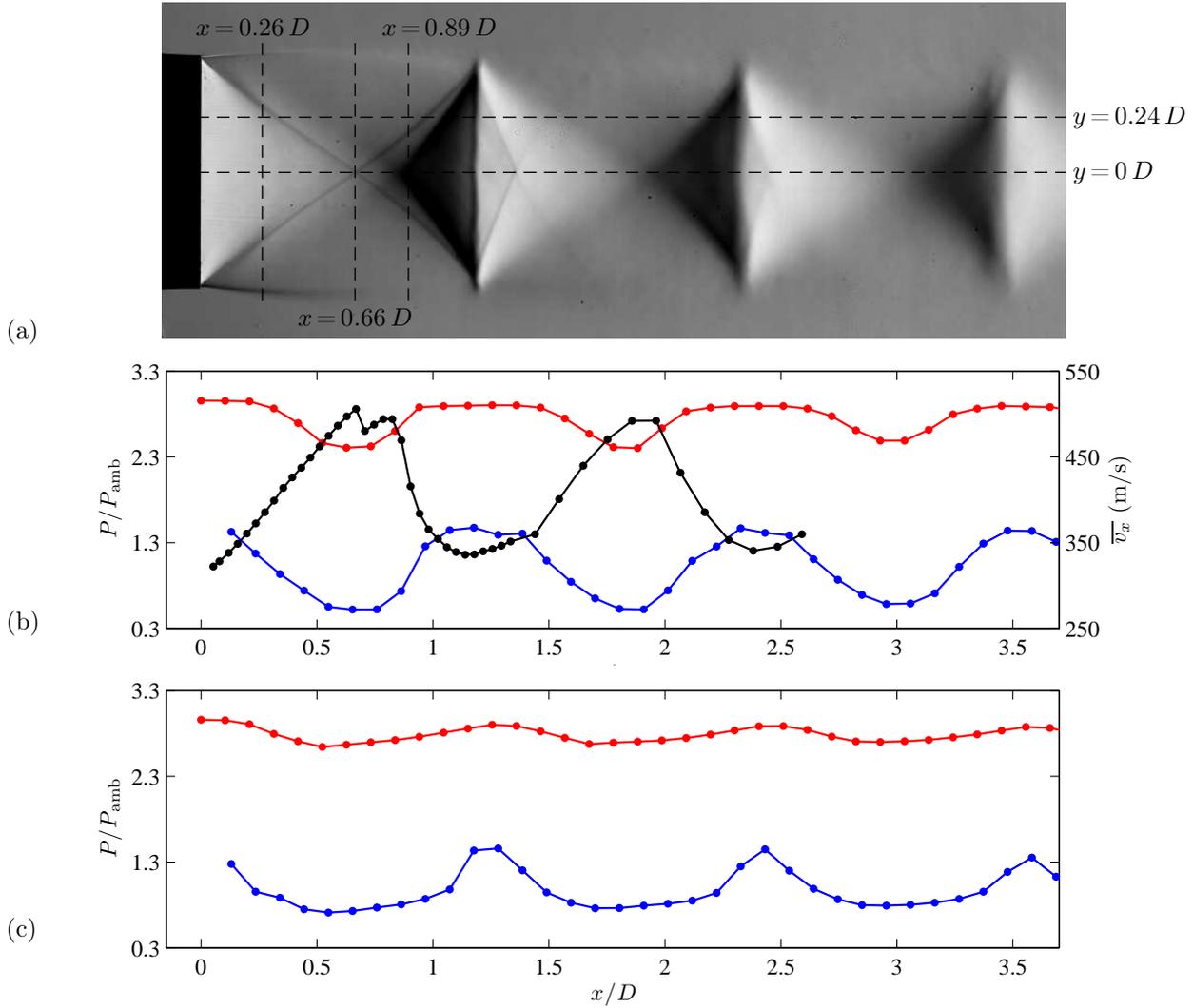


Fig. 3.8 Assemblage de données expérimentales pour  $M_j = 1.35$  ( $M_f = 0$ ). (a) Image Schlieren moyenne, (b) mesures de pression et de vitesse sur l'axe,  $y = 0$ , (c) mesures de pression et de vitesse hors axe,  $y = 0.24 D$ . • Pression d'impact, • pression statique, • vitesse longitudinale par LDV.

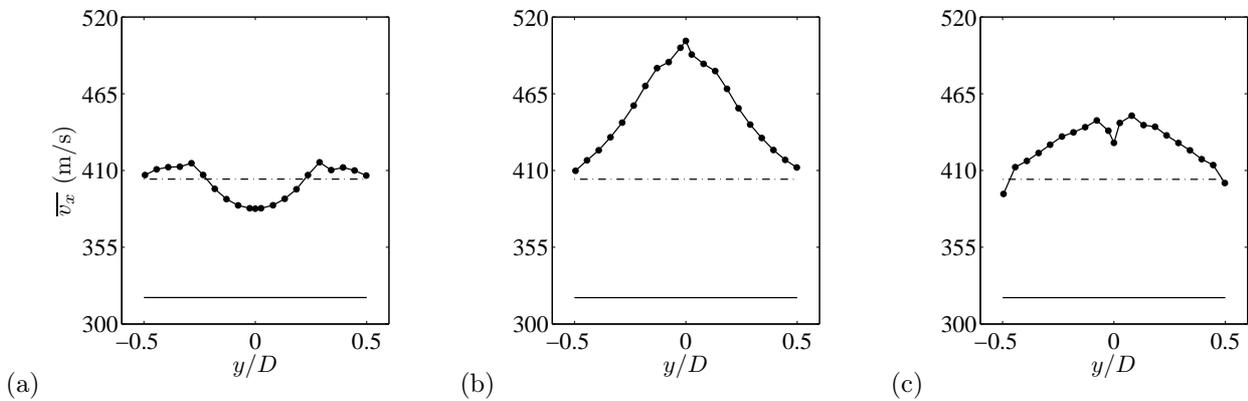


Fig. 3.9 Profils transverses de vitesse longitudinale moyenne, dans la première cellule de chocs à  $M_j = 1.35$ . (a)  $x = 0.26 D$ , (b)  $x = 0.66 D$ , (c)  $x = 0.89 D$ . • Données provenant de la LDV, — vitesse correspondant à  $M = 1$ , - - - vitesse correspondant à  $M = M_j$ .

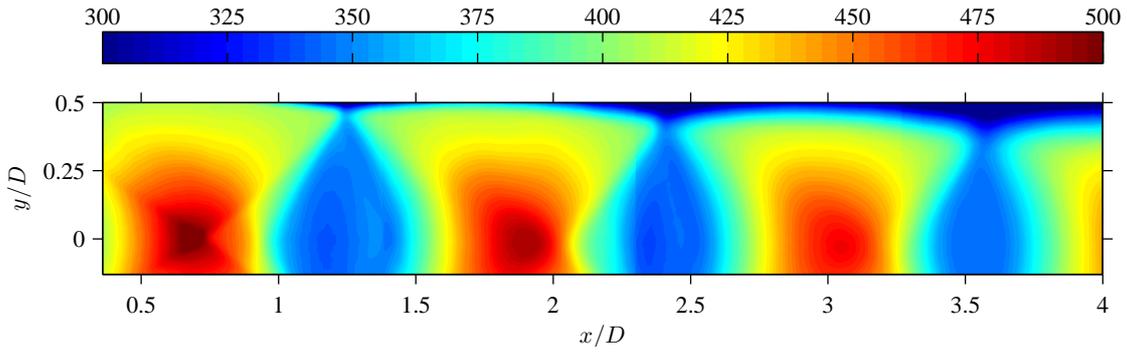


Fig. 3.10 Cartographie de  $\overline{v_x}$  pour  $M_j = 1.35$  et  $M_f = 0.05$  (par PIV).

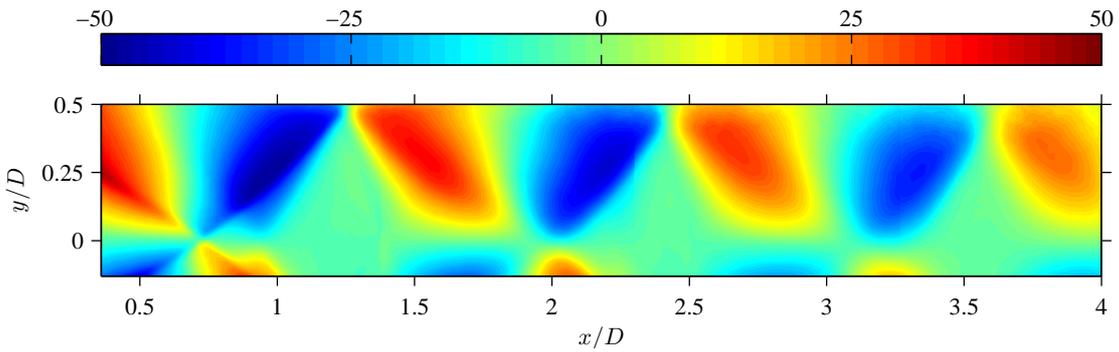
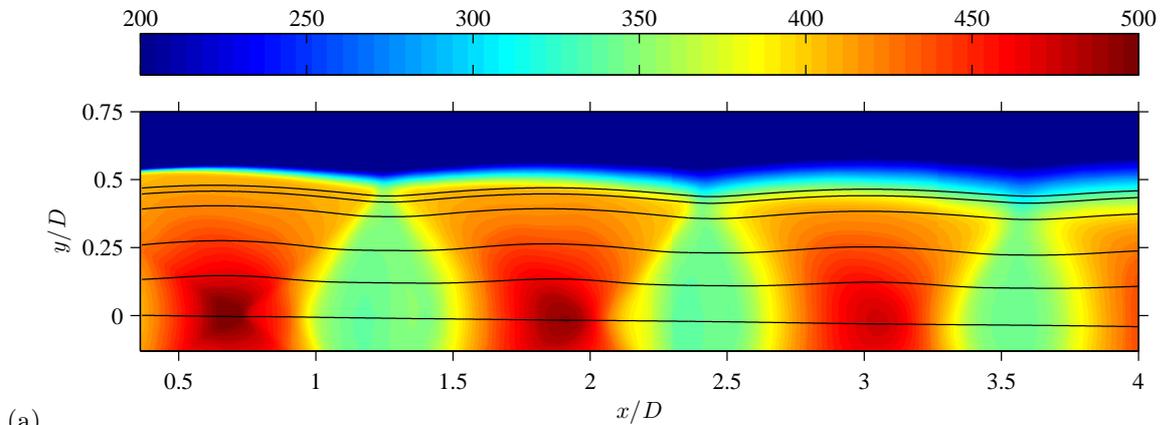
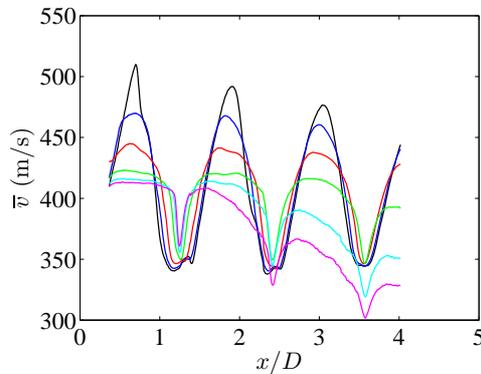


Fig. 3.11 Cartographie de  $\overline{v_y}$  pour  $M_j = 1.35$  et  $M_f = 0.05$  (par PIV).



(a)



(b)

Fig. 3.12 (a) Cartographie de  $\overline{v_x}$  pour  $M_j = 1.35$ ,  $M_f = 0.05$ , avec les lignes de courant calculées; (b) profils de vitesse moyenne sur les mêmes lignes de courant; —  $y = 0$ , —  $y/D = 0.13$ , —  $y/D = 0.26$ , —  $y/D = 0.39$ , —  $y/D = 0.44$ , —  $y/D = 0.47$ . Les  $y$  indiqués dénotent la position radiale des lignes en amont (*i.e.* pour  $x/D \approx 0.37$ ).

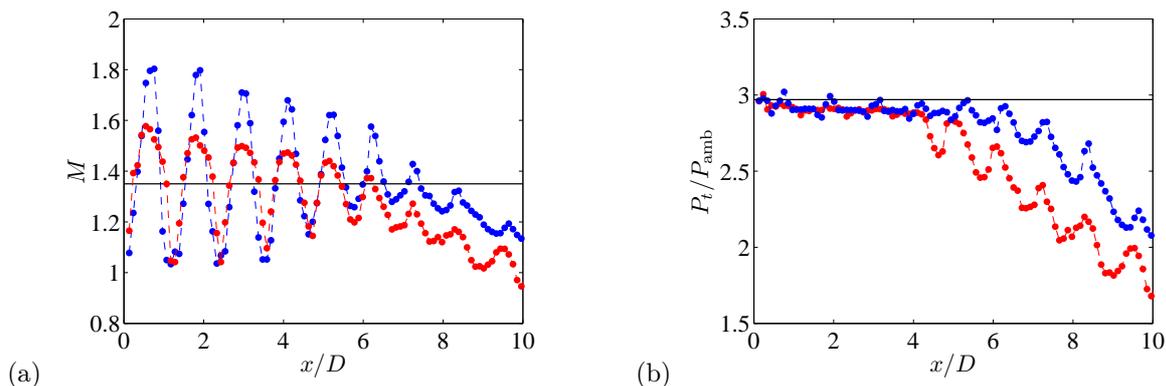


Fig. 3.13 (a) Nombre de Mach local, calculé depuis les traversées de pression statique et d'impact ; la ligne horizontale marque la valeur de  $M_j$ , 1.35. (b) Pression totale locale calculée à partir du Mach local et de  $P_s$ , adimensionnée par  $P_{amb}$  ; la ligne horizontale marque le NPR, 2.97. •  $y = 0$ , •  $y = 0.24 D$ .

intérieure de la tuyère fasse varier les paramètres du disque, même parmi les tuyères avec éjection parallèle ; il est même probable que pour une géométrie donnée, l'épaisseur des couches limites en sortie de tuyère ait également une influence. Dans notre cas, le disque apparaît pour  $M_j$  aux alentours de 1.45.

L'existence d'un disque de Mach a une certaine importance vis-à-vis de l'amplitude du bruit de choc large bande, comme il a été noté en partie 1.2.4.5 : l'apparition du choc droit entraîne une diminution de l'amplitude du BBSAN, provenant de l'affaiblissement des cellules en aval du disque. Cet affaiblissement constitue les prémices de la destruction complète de la structure de cellules lorsque le disque de Mach grossit outre mesure [136, 52].

Donaldson & Snedeker [69] expliquent l'apparition du choc droit par le fait que, à une certaine valeur de  $M_j$ , la pression est si faible à la fin de la zone de détente que des chocs obliques ne peuvent pas parvenir à la faire croître suffisamment avant la fin de la cellule, et qu'un choc droit, plus fort, est nécessaire.

Des mesures de pression d'impact et de vitesse par LDV sont montrées en figure 3.14 pour différents points de fonctionnement. En (a), les points de mesure  $M_j = 1.47$  et  $1.50$  contiennent un disque de Mach. On remarque qu'à la traversée du disque, vers  $x/D = 1$  pour le plus haut  $M_j$ , il ne se passe rien de particulier. C'est assez logique puisqu'un choc droit se forme devant la sonde de pression en écoulement supersonique, donc le disque de Mach ne fait que remplacer ce choc lors de la traversée et l'évolution de la pression d'impact est continue. Le plus intéressant est l'absence de changement notable en amont du disque entre  $M_j < 1.45$  et  $M_j > 1.45$ . Cette transition continue se voit aussi très bien en (b) sur les mesures par LDV. Au point  $M_j = 1.45$ , un tout petit disque devait exister dans le jet mais le volume de mesure est apparemment passé à côté, sans quoi on aurait dû mesurer une vitesse subsonique en aval du choc, ce qui n'est manifestement pas le cas ici. C'est à  $M_j = 1.50$  qu'on voit la grande influence du choc droit sur les vitesses. De  $M_j = 1.35$  à  $1.50$ , la pente négative de la vitesse dans la zone de compression se raidit progressivement, de même qu'on l'avait noté déjà entre  $M_j = 1.15$  et  $1.35$  et le cas  $M_j = 1.50$ , se trouve dans la lignée des autres mesures.

L'apparition du disque de Mach ne semble donc pas être un phénomène brutal, mais est la conséquence logique de l'évolution de la pression statique sur l'axe. Comme le notent Donaldson & Snedeker [69], il arrive un point où les ondes de compression obliques ne suffisent plus à redresser la pression statique à temps. Un choc droit minuscule se forme alors, qui grossit lorsque  $M_j$  augmente. *Redresser la pression statique à temps* signifie avant la fin de la cellule. Cela suppose que la longueur de la cellule est pilotée par autre chose que par ce qu'il se passe sur l'axe. On peut penser qu'elle est fixée par la

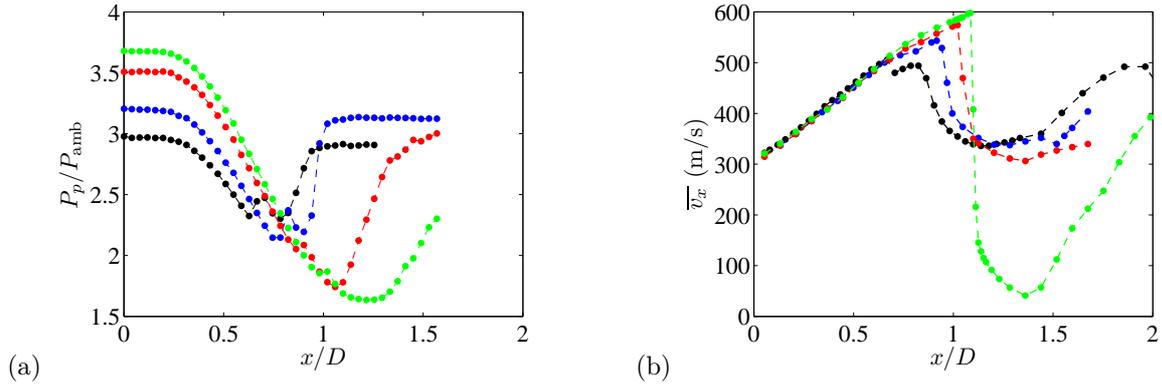


Fig. 3.14 Etude de l'apparition du disque de Mach. (a) Pression d'impact  $P_p$  adimensionnée, et (b) vitesse longitudinale moyenne (LDV), sur l'axe. •  $M_j = 1.35$ , •  $M_j = 1.40$ , •  $M_j = 1.47$  (a) ou 1.45 (b), •  $M_j = 1.50$ .

courbure de la frontière du jet. En sortie de tuyère, un jet sous-détendu enfle vers l'extérieur, du fait des fans de détente qui ont pour effet de diminuer la pression de sortie jusqu'à la pression ambiante. A une certaine distance en aval, cette frontière se courbe à nouveau vers l'intérieur du fait de l'influence des fans attachés à la lèvre de la tuyère, du côté opposé. La cellule se termine lorsque la frontière est revenue approximativement à sa position radiale d'origine. Ce processus est déterminé entièrement par ce qu'il se passe à la lèvre de la tuyère. Notons que cette explication de la forme bombée des cellules de choc se trouve par exemple dans les références [220] et [66].

On étudie au paragraphe suivant le cas  $M_j = 1.50$  et son disque de Mach plus en détail.

#### 3.1.1.1.4 Cas $M_j = 1.50$

Une image de la première cellule de choc de l'écoulement à  $M_j = 1.50$  obtenue par ombroscopie est présentée en figure 3.15 (a). L'ombroscopie est souvent plus adéquate que la strioscopie pour visualiser des chocs forts, comme c'est le cas ici avec le disque de Mach, localisé aux alentours de  $x/D = 1.1$ . On peut voir une image Schlieren du même jet en figure 3.16. Les deux images sont complémentaires et il est intéressant d'avoir les deux pour la discussion. L'image Schlieren sera invoquée dans la suite pour analyser les zones de l'écoulement associées à de petits gradients de masse volumique, alors que l'ombroscopie s'impose pour ce qui a trait aux chocs.

D'après la figure 3.16, le développement de ce jet est très similaire aux  $M_j$  plus faibles que l'on vient d'étudier, le disque de Mach mis à part. On distingue toujours les quatre zones dans chaque cellule, mais celles-ci n'ont plus la même forme. La zone de détente de la première cellule, claire sur l'image Schlieren, est beaucoup plus longue que la zone de compression. L'évolution remarquée entre  $M_j = 1.15$  et 1.35 est donc confirmée, et cet effet existe également sur les cellules suivantes. En conséquence, les zones neutres sont étirées vers l'amont et courtes vers l'aval. Des fans de détente, bien visibles sur l'image Schlieren, sont attachés à la tuyère et font enfler le jet vers l'extérieur, de manière plus franche qu'auparavant. On ne distingue pas de choc en tonneau fort (*barrel shock* en anglais) entre la tuyère et le disque de Mach, comme c'est le cas à de plus forts degrés de sous-détente [2, 79]. Au lieu de cela, des ondes de compression semblent converger en amont du disque de Mach et forment ce qui est appelé les chocs incidents (*intercepting shock* en anglais), visibles aussi bien sur l'image ombroscopique que strioscopique. Cette configuration de jet est classique et se retrouve sur les ombroscopies de Egdin & Jackson [72], les images strioscopiques de Donaldson & Snedeker [69], les calculs de Katanoda *et al.* [108] ou encore les très instructifs interférogrammes de Ladenburg *et al.* [120]. Dans cette dernière référence, les chocs incidents sont comparés à des *vallées* de masse volumique et les auteurs insistent sur

le fait que ce ne sont pas des chocs forts. L'intersection de ces vallées avec le disque de Mach constitue ce qu'on appelle les points triples, du fait que des lignes obliques partent du même point vers l'aval, en direction de la couche de mélange. Les calculs de Katanoda *et al.* [108] et les résultats de Ladenburg *et al.* [120] permettent de dire que ces lignes sont la trace de vrais chocs. Ils sont généralement nommés *chocs réfléchis*. Ceci explique l'aspect plus foncé de ces structures sur l'ombroscopie de la figure 3.15 (a). Enfin, notons l'existence de lignes de glissement derrière le disque de Mach, qui sont des lignes de discontinuité entre l'écoulement subsonique derrière le choc droit et l'écoulement supersonique derrière le choc oblique. Ces lignes forment la trace d'une couche de cisaillement interne, qui se développe en aval du pourtour du disque de Mach.

L'image Schlieren de la figure 3.16 nous renseigne sur le devenir du jet après la première cellule. L'absence de choc droit dans le développement ultérieur rend le jet plus proche de ce qu'on a pu voir pour  $M_j = 1.35$ . Notons la présence d'une structure en filigrane superposée à la deuxième cellule de choc. Il se peut qu'elle provienne de la réflexion sur les lignes de glissement de la ligne bombée visible sur la partie aval de la première cellule de choc. Une seconde réflexion, sur la couche de mélange cette fois, renvoie ce motif vers le centre du jet dans la zone de compression de la deuxième cellule ce qui entraîne l'apparition d'une double pointe dans cette zone. Les termes employés ci-dessus pour décrire cette structure sont volontairement flous, car aucune mesure n'a permis de la caractériser. Elle est cependant visible dans d'autres études, voir par exemple la figure 10 de [298].

L'évolution de la vitesse longitudinale sur l'axe du jet et une ligne parallèle est représentée en figure 3.15 (b). Il est évident que la zone de détente s'étend jusqu'au disque de Mach, confirmant l'analyse de l'image Schlieren. La vitesse croît jusqu'à environ  $600 \text{ m.s}^{-1}$ . Au travers du disque, la vitesse chute abruptement de  $600$  à  $150 \text{ m.s}^{-1}$  en  $1.5 \text{ mm}$ , mais continue à décroître par la suite, pour atteindre un minimum de  $40 \text{ m.s}^{-1}$  à  $10.5 \text{ mm}$  en aval du choc droit. Il sera montré en 3.1.1.2 que cette longue décroissance n'est pas imputable entièrement au retard des traceurs introduits dans l'écoulement pour la mesure par LDV, mais qu'elle est bien réelle. Elle a par ailleurs déjà été observée par Eggins & Jackson [72] et peut être déduite des résultats de Ladenburg *et al.* [120]. Ces derniers ont en effet montré que la masse volumique continuait de croître en aval du disque de Mach. De même, les profils axiaux de masse volumique de Panda & Seasholtz [198] à  $M_j = 1.6$ , et dans une moindre mesure à  $1.8$ , présentent également une croissance ralentie de la masse volumique directement en aval du saut traduisant la présence du disque de Mach. De plus, si l'on fait l'hypothèse que la température totale vaut partout la température de réservoir, on peut estimer par l'équation (A.15) le Mach local à partir de la vitesse mesurée, puis le Mach en aval du choc droit par les relations de saut, et enfin la vitesse aval. On trouve un Mach amont de  $2.64$ , pour un Mach aval de  $0.5$  correspondant à une vitesse de  $171 \text{ m.s}^{-1}$ . Cette vitesse est largement supérieure à la vitesse minimale mesurée derrière le disque, donc il faut nécessairement que la vitesse continue à décroître en aval du choc droit. Enfin, on voit sur l'ombroscopie de la figure 3.15 (a) que les lignes de glissement divergent légèrement derrière le disque de Mach, conformément aux schémas de Fox [79] et l'on sait qu'un écoulement subsonique ralentit dans un divergent.

Hors de l'axe, en  $y/D = 0.35$ , la vitesse augmente au travers des ondes de détente puis elle atteint un plateau dans la zone neutre. L'aspect bombé du profil de vitesse dans cette dernière région est dû au fait que la mesure a été effectuée sur une ligne droite et non une ligne de courant. Or à cette valeur de  $M_j$ , les gonflements latéraux du jet sont non négligeables. Au niveau du choc réfléchi, la vitesse diminue mais reste supersonique.

Quelques profils radiaux de vitesse longitudinale sont montrés en figure 3.17. Ces résultats sont similaires à ceux de Eggins & Jackson [72]. De même que pour les  $M_j$  plus faibles étudiés précédemment, la vitesse dans la périphérie du jet augmente beaucoup plus rapidement que sur l'axe dès la sortie de

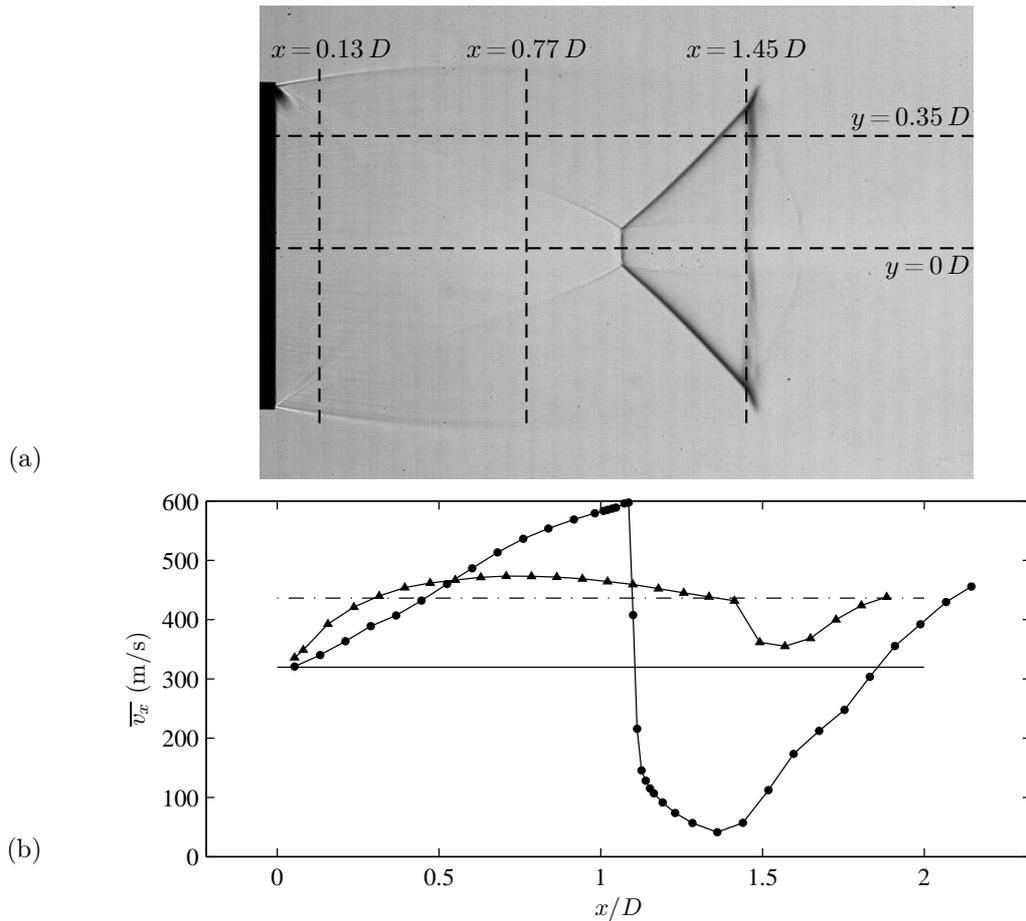
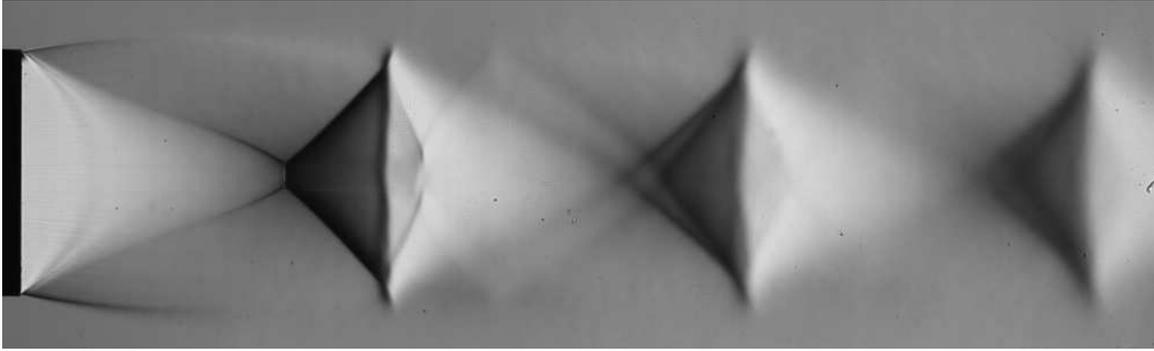
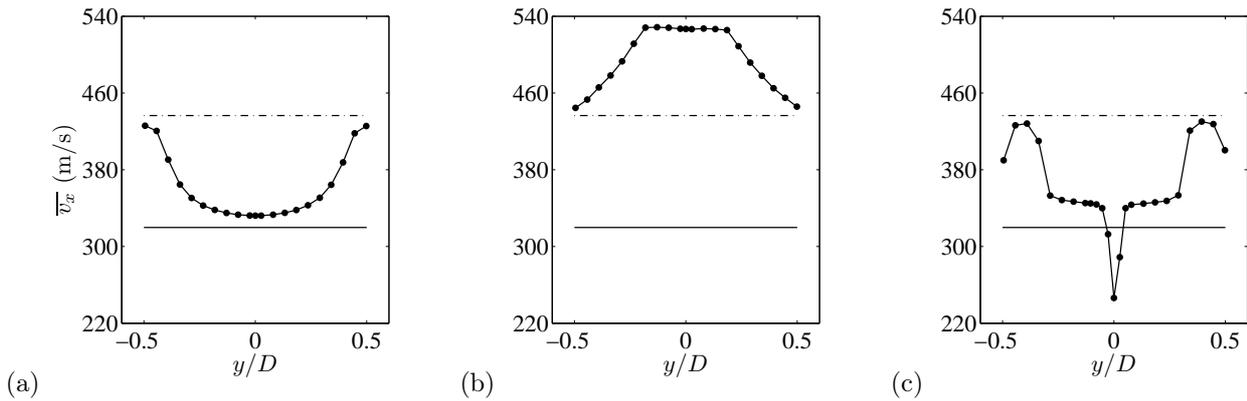


Fig. 3.15 Assemblage de données expérimentales pour  $M_j = 1.50$  ( $M_f = 0$ ). (a) Image ombroscopique moyenne, (b) vitesse longitudinale moyenne (par LDV).  $\bullet$   $y = 0 D$ ,  $\blacktriangle$   $y = 0.35 D$ . — Vitesse correspondant à  $M = 1$ , - - - vitesse correspondant à  $M = M_j$ .

tuyère et atteint une valeur correspondant à un nombre de Mach proche de  $M_j$  aux abords de la couche de mélange (a). Plus loin en aval, mais en amont du disque de Mach (b), la situation est inversée et la vitesse au centre a dépassé la vitesse périphérique. En aval du disque de Mach (c), la vitesse est maximale dans un anneau extérieur entourant le choc réfléchi, puis diminue beaucoup lorsqu'on se déplace vers le centre, en raison du choc réfléchi et de la ligne de glissement. Il manque évidemment des points de mesure autour de cette dernière mais le fait que la vitesse axiale mesurée est subsonique indique que l'on a bien traversé cette ligne. Il existe une grande différence de vitesse entre la traversée axiale de la figure 3.15 et ce profil radial, pour la valeur en  $y = 0$ . Ceci doit provenir d'une erreur sur la position lors de la traversée radiale. On voit que les gradients de vitesse sont élevés dans la zone subsonique, donc une erreur de quelques millimètres peut expliquer un grand écart de vitesse.

La cartographie de  $\overline{v_x}$  sur les cinq premiers diamètres est montrée en figure 3.18 (a). On remarque, comme il est mis en évidence au paragraphe A.5.6.4 et en figure A.51, que l'algorithme de traitement des images ne parvient pas à calculer la vitesse de l'écoulement dans la zone subsonique derrière le disque de Mach. Une discontinuité de vitesse est certes bien visible sur l'axe, mais la décroissance de vitesse en aval n'est pas suffisante. La fin du plateau de la zone neutre visible en première cellule est plus abrupte en raison du choc réfléchi. En aval, les gradients s'érodent et la structure du jet est semblable au cas  $M_j = 1.35$  à partir de la deuxième cellule. Le champ de vitesse radiale n'est pas montré car il est très similaire à la figure 3.11 pour  $M_j = 1.35$ , sauf que les amplitudes d'oscillations sont plus importantes et atteignent environ  $90 \text{ m.s}^{-1}$  dans la première cellule avant de décroître rapidement jusqu'à des niveaux


 Fig. 3.16 Image Schlieren moyenne du jet à  $M_j = 1.50$ .

 Fig. 3.17 Profils transverses de vitesse longitudinale, dans la première cellule de chocs à  $M_j = 1.50$ . (a)  $x = 0.13 D$ , (b)  $x = 0.77 D$ , (c)  $x = 1.45 D$ . • Données issues de la LDV, — vitesse correspondant à  $M = 1$ , - · - vitesse correspondant à  $M = M_j$ .

de  $60\text{-}50\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  dans les cellules suivantes.

L'évolution de la vitesse moyenne et de ses gradients sur des lignes de courant représentées en figure 3.18 (a) est montrée en (b) et (c). Bien que la vitesse derrière le disque de Mach soit faussée, la ligne de courant constituant l'axe du jet est représentée pour permettre de comparer les gradients dans la couche de mélange à ceux existant au niveau du choc droit. On voit clairement en (c) le pic négatif des gradients de vitesse se décaler vers l'aval au fur et à mesure que l'on se déplace vers l'extérieur du jet. Cela provient de l'inclinaison du choc réfléchi. Quant aux normes des gradients, elles sont bien inférieures dans la couche de mélange à ce que l'on voit au centre du jet. Cette comparaison est importante. En effet, on peut se demander si l'algorithme de traitement des images PIV permettrait de repérer des discontinuités dans les couches de mélange, même s'il y en avait. Le fait que les gradients dus au disque de Mach soient largement supérieurs à ceux que l'on calcule dans la couche de mélange permet de supposer que cette dernière ne contient pas réellement de chocs. Notons aussi que les gradients décroissent beaucoup vers l'aval et s'approchent rapidement des valeurs rencontrées aux plus faibles nombres de Mach.

Ainsi, et malgré le disque de Mach, la structure de choc reprend une allure typique de ce que l'on observe pour des  $M_j$  plus faibles, par exemple 1.35, dès la deuxième cellule de choc. En particulier, la poche subsonique se résorbe avant  $x/D = 2$ . Katanoda *et al.* [108] mesurent une croissance de la pression d'impact derrière le disque de Mach, ce qui avait déjà été relevé par Donaldson & Snedeker [69]. Leur simulation numérique des équations d'Euler ne reproduit cependant pas cette propriété, ce qui leur fait dire qu'il s'effectue un transfert turbulent de quantité de mouvement au travers de la ligne de glissement, faisant augmenter la pression totale sur l'axe et accélérer le jet. Ils citent à ce propos la visualisation par

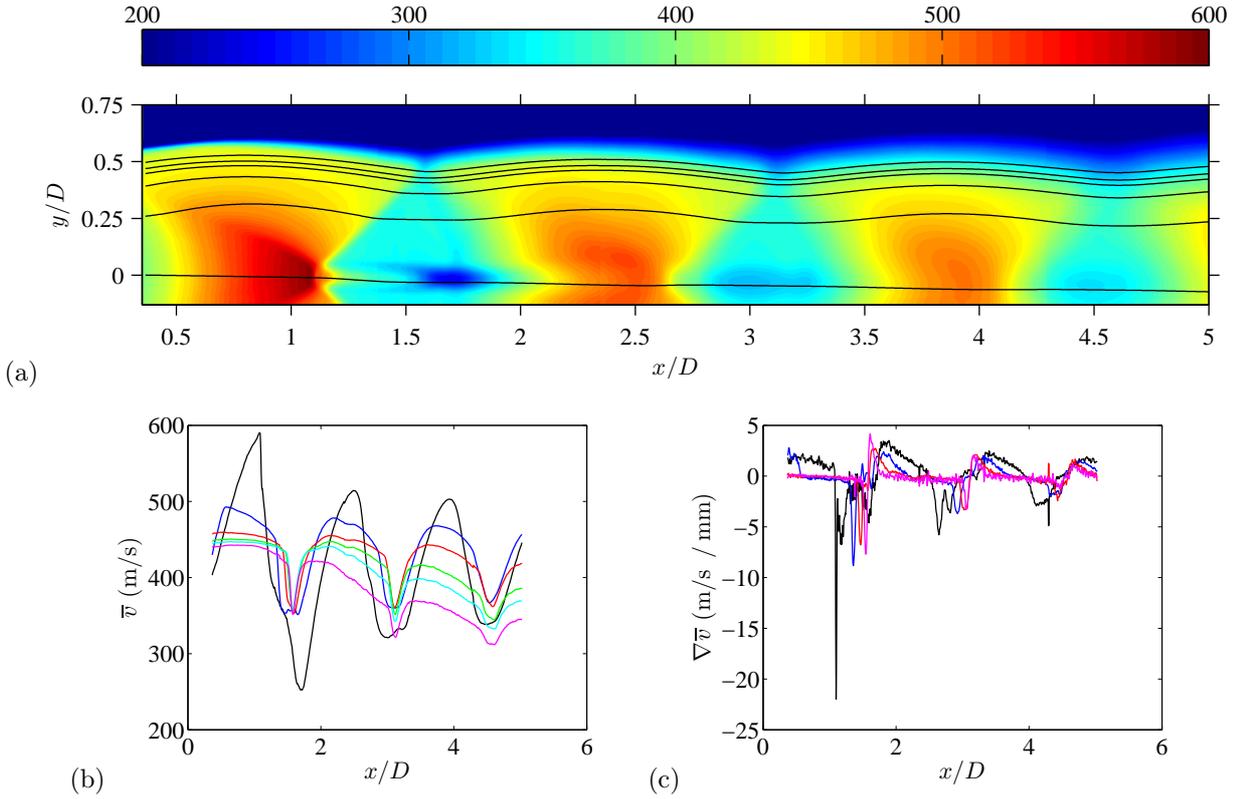


Fig. 3.18 (a) Cartographie de  $\overline{v_x}$  pour  $M_j = 1.50$  et  $M_f = 0.05$ , avec les lignes de courant calculées ; (b) profils de vitesse moyenne et (c) gradients ( $\nabla$ ) de vitesse moyenne sur les mêmes lignes de courant ; —  $y = 0$ , —  $y/D = 0.26$ , —  $y/D = 0.39$ , —  $y/D = 0.44$ , —  $y/D = 0.47$ , —  $y/D = 0.50$ . Les  $y$  indiqués dénotent la position radiale des lignes en amont (*i.e.* pour  $x/D \approx 0.37$ ).

diffusion de Rayleigh présentée par Yip *et al.* [324], qui suggère une dynamique de la ligne de glissement très semblable à ce qu'on connaît pour la couche de cisaillement externe, avec le développement de grandes structures turbulentes. Celles-ci seraient responsables du mélange entre région subsonique et supersonique. Des mesures sur l'axe de pression d'impact et d'écart-types des vitesses longitudinale et radiale sont montrées en figure 3.19. Comme chez Katanoda *et al.* [108], la pression d'impact, qui est égale à la pression totale dans la zone subsonique, augmente rapidement derrière le choc droit et se met à osciller au travers des cellules de choc. Les mesures par LDV démontrent qu'il y a une bonne corrélation entre la croissance de la pression d'impact et une augmentation brusque des fluctuations de vitesse. En effet, la croissance des fluctuations commence vers  $x/D = 1.5$ , ce qui coïncide avec l'augmentation de la pression totale ; les fluctuations s'élèvent des faibles valeurs de 5 et  $2.5 \text{ m.s}^{-1}$  pour les vitesses longitudinale et radiale à 45 et  $26 \text{ m.s}^{-1}$  en l'espace de  $0.3 D$ , et se maintiennent à ces niveaux sur environ un demi-diamètre avant de redescendre. Associés aux mesures de pression et de fluctuations de vitesse dans des jets à faibles nombres de Reynolds menées par Katanoda *et al.* [107], ces résultats appuient l'explication de la croissance de la pression totale proposée par Katanoda *et al.* [108].

Cette conclusion contredit la théorie non visqueuse de Fox [79], qui prévoit une accélération de l'écoulement subsonique par une convergence vers le centre du jet de la ligne de glissement. Mais la déformation de la ligne nécessaire à cette interprétation ne semble pas être expliquée. Par ailleurs, il est difficile de visualiser sur l'image de la figure 3.15 (a) l'évolution de cette ligne. Cet état des choses est considéré comme étant justement la marque du mélange turbulent, effaçant progressivement la ligne.

Notons au passage le pic de fluctuation pour la vitesse longitudinale en  $x/D = 1.1$ . Il correspond au premier point derrière le disque de Mach, et provient des différences de taille parmi les particules

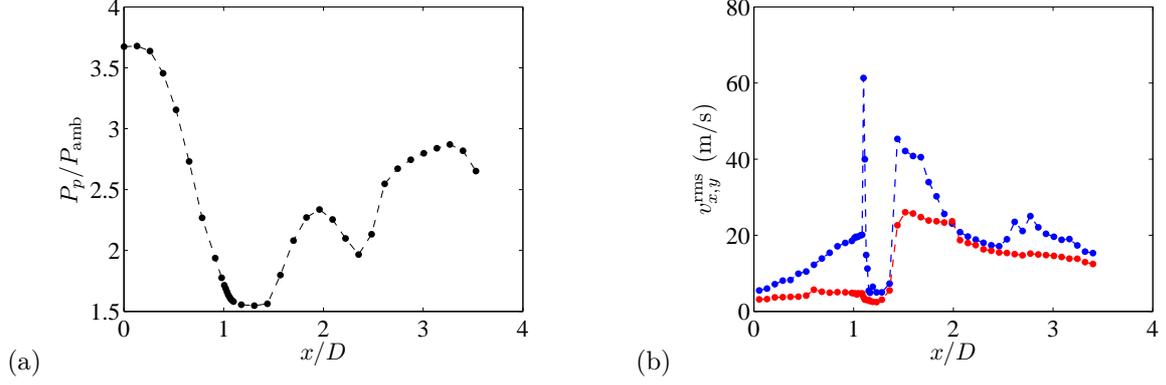


Fig. 3.19 Mélanges en aval du disque de Mach ( $M_j = 1.50$ ,  $y = 0$ ). (a) Pression d'impact divisée par la pression ambiante; (b)  $\bullet$   $v_x^{rms}$ ,  $\bullet$   $v_y^{rms}$ , mesurées par LDV.

d'ensemencement, qui ne répondent pas toutes de la même manière à la discontinuité de vitesse. D'après Jerónimo *et al.* [102], il est aussi possible que cet extrema des fluctuations soit dû à une oscillation du disque de Mach, faisant se déplacer le volume de mesure au travers du disque dans le référentiel lié à celui-ci.

### 3.1.1.1.5 Conclusion intermédiaire

Nous avons exploré dans cette partie la structure des cellules de choc à l'aide de diverses techniques de mesure. Les images Schlieren ont été interprétées quantitativement par comparaison avec des évolutions de pression et vitesse. On s'est limité aux premières cellules, sachant que la structure des jets sous-détendus est quasi-périodique et amortie.

Concluons sur la remarque importante suivante : les jets sous-détendus étudiés ne présentent pas de chocs à proprement parler, hormis le cas  $M_j = 1.50$  dans la première cellule seulement. Les jets à  $M_j = 1.15$  et  $1.35$  peuvent même être considérés comme étant isentropiques. Les grandeurs mesurées ne font qu'osciller continûment autour de valeurs moyennes, sans discontinuités. Les mesures par PIV indiquent que les gradients de vitesse moyenne sont au même niveau dans la couche de mélange et au centre du jet. Nous verrons de plus en partie 3.1.1.4 que ces gradients s'érodent progressivement quand on s'avance dans le jet et que les oscillations de vitesse s'approchent de sinusoïdes au niveau des cellules de choc aval, responsables de l'émission du bruit de choc large bande (BBSAN) [184]. Il est donc abusif de parler de chocs pour les jets faiblement sous-détendus, et même jusqu'à  $M_j = 1.50$  si l'on fait abstraction de la première cellule contenant le disque de Mach. On doit tout au plus parler de *cellules de choc*. De plus, il semble incorrect de tenter de modéliser le BBSAN comme produit d'une interaction entre choc oblique et turbulence, comme cela a été fait par Pao & Seiner [202]. L'approche par onde de compression de Lui & Lele [138] semble plus adéquate (voir 1.2.4.1).

### 3.1.1.2 Effet du retard des particules sur les résultats de vélocimétrie

La vitesse du fluide est estimée à partir de la vitesse mesurée par LDV. Pour cela, la procédure décrite en A.4.5.4 est appliquée. On utilise ici les notations de ce paragraphe pour désigner les différentes vitesses :  $U_p$  est la vitesse particulière mesurée par la LDV et  $U_f$  la véritable vitesse du fluide.

Le cas  $M_j = 1.15$  est présenté en figure 3.20. Pour ce calcul, on peut considérer que la pression totale locale est partout égale à la pression génératrice  $P_r$ , d'après la figure 3.7. On remarque que le profil de  $U_f$  est décalé vers l'amont par rapport à celui de la vitesse mesurée. Par ailleurs, l'amplitude des oscillations est un peu plus grande. Ces deux caractéristiques sont typiques de l'effet de retard des

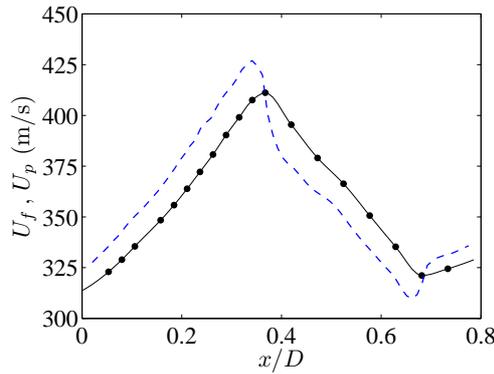


Fig. 3.20 Estimation de la vitesse du fluide  $U_f$  à partir de la vitesse des particules, sur l'axe du jet à  $M_j = 1.15$ .  
 • Vitesse particulaire  $U_p$  (vitesse longitudinale mesurée par LDV), —  $U_f$ .

particules. Les écarts de vitesse calculés au centre et à la fin de la cellule atteignent un peu moins de 4%, quant aux décalages, ils sont inférieurs à 1 mm.

Le cas  $M_j = 1.50$  est montré en figure 3.21. La présence d'un disque de Mach entraîne un saut de pression totale que l'on peut calculer, connaissant le nombre de Mach et la pression totale amont (égale à la pression génératrice), ou même relever depuis la mesure au tube de pression totale. Cependant, ajouter un saut de pression à l'endroit du saut de vitesse rend le problème mal posé numériquement. On suppose donc ici encore que  $P_t = P_r$  partout. Pour éviter la genèse d'oscillations sur le profil de  $U_f$  en raison de la discontinuité, un schéma de capture de chocs selon Bogey *et al.* [37] a été appliqué aux points de mesure. Celui-ci se comporte localement comme de la dissipation numérique, et adoucit le saut de vitesse, comme on peut le voir sur la courbe en rouge. C'est à partir de cette courbe que la vitesse du fluide est calculée. En érodant ainsi le choc, on constate que les particules suivent bien  $U_f$ ; mais le nouveau choc ne représente pas la discontinuité de manière adéquate.

Un autre indice est fourni par le tracé des fluctuations des vitesses reporté en figure 3.19 (b). Seulement 2 mm en aval du pic de  $v_x^{\text{rms}}$ , correspondant au premier point derrière le choc droit, les niveaux de fluctuations sont de nouveau très bas, étant similaires à ceux de la sortie de tuyère. Cela suggère que la plupart des particules a pu décélérer sur une si courte distance, qui est bien plus faible que la longueur sur laquelle la vitesse moyenne diminue lentement, à savoir 10 mm.

De façon à avoir une idée de la distance de relaxation derrière le disque de Mach, on peut simplement intégrer l'équation (A.11) en imposant une vitesse du fluide en aval du choc constante, et valant la vitesse minimale mesurée, (soit  $41 \text{ m.s}^{-1}$ ). Il faut noter que l'application des relations de saut pour le choc droit mène à une vitesse aval de l'ordre de  $170 \text{ m.s}^{-1}$ , si bien la distance de relaxation calculée devrait être plus grande qu'en réalité. Le nombre de Mach relatif  $M_r$  approche de 1.6 juste en aval du choc; les coefficients donnés par Walsh [309] pour  $M_r = 1.6$  sont donc utilisés pour exprimer  $c_D$  d'après l'expression (A.13). Ils ne sont pas actualisés durant le calcul pour simplifier. Il a été vérifié cependant que ce choix avait tendance à augmenter la distance de relaxation. Enfin, on prend la pression totale à sa valeur mesurée, sans la changer sur toute l'étendue du calcul, ce qui est pertinent juste derrière le disque de Mach, d'après la figure 3.19. Le résultat du calcul est montré en figure 3.22. Les particules décélèrent à hauteur de 97.5% du saut de vitesse en 2 mm derrière le choc, ce qui veut bien dire que la décroissance mesurée sur plus de 10 mm n'est pas une manifestation de la relaxation des particules mais est bien une propriété de l'écoulement.

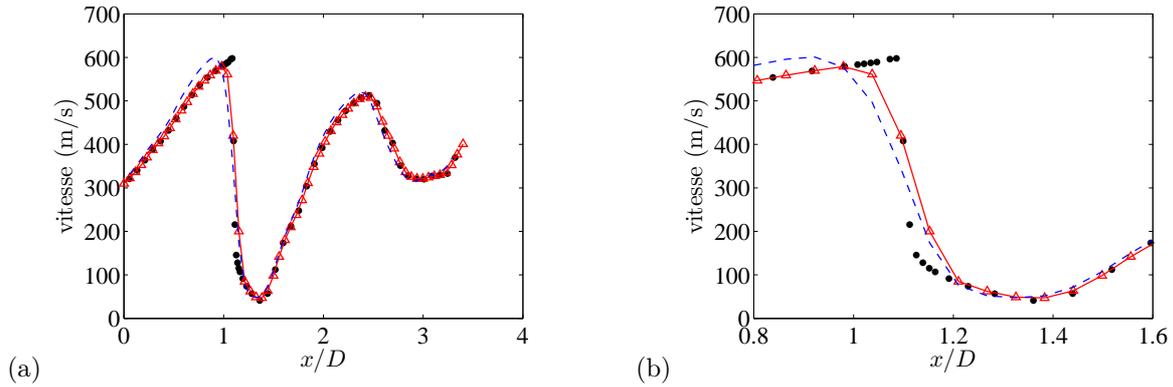


Fig. 3.21 Estimation de la vitesse du fluide  $U_f$  à partir de la vitesse des particules, sur l'axe du jet à  $M_j = 1.50$ . (a) Profil complet, (b) détail dans la région du choc droit.  $\bullet$   $U_p$ ,  $\triangle$  points de base pour le calcul de  $U_f$ ,  $-$   $U_f$ .

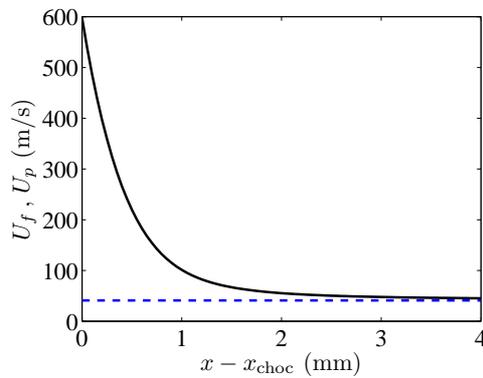


Fig. 3.22 Relaxation de la vitesse particulaire derrière le choc droit, en supposant que la vitesse du fluide aval est constante et vaut  $41 \text{ m.s}^{-1}$ .  $- -$   $U_f$ ,  $-$   $U_p$ .

### 3.1.1.3 Longueur des cellules de choc

On s'intéresse ici à l'évolution le long de l'axe du jet de la force des cellules ainsi que de leur longueur. Des images Schlieren moyennes sont présentées en figure 3.23 ; elles proviennent de la juxtaposition d'enregistrements successifs obtenus en décalant axialement le système de mesure. La tuyère utilisée est la tuyère crénelée, ce qui permet d'éviter la discussion sur les effets du screech sur le développement du jet. On reconnaît sur chaque image les cellules de choc étudiées ci-dessus. On voit aussi très bien l'amortissement des cellules au fur et à mesure que l'on se déplace vers l'aval, avec un nombre total de cellules de l'ordre de la dizaine. Si l'on compare les visualisations selon  $M_j$ , on remarque que la *structure* s'allonge lorsque  $M_j$  augmente. Ceci provient directement de la plus faible croissance des couches de mélange et de l'allongement des cônes potentiels et supersoniques lorsque  $M_j$  augmente. Alors qu'on ne peut pas comparer sur ces images l'évolution de la force des cellules avec  $M_j$  car elles ont subi un traitement numérique avant affichage, il est évident que les *cellules* s'allongent aussi lorsque  $M_j$  croît.

La longueur des cellules a fait l'objet de nombreuses études. On peut faire la distinction entre deux types de travaux sur ce sujet. Les premières études ont porté sur la longueur des premières cellules, établie de manière théorique ou expérimentale. Plus tard, lorsqu'il a été pris conscience de l'importance de la longueur des cellules pour le problème du bruit de choc, et sachant que le bruit n'est pas émis par les toutes premières cellules mais plutôt par l'ensemble de la structure, des recherches ont été menées pour prédire précisément la structure complète, jusqu'à son extinction. Powell a récemment écrit une synthèse historique sur les formules de longueur des premières cellules [217]. L'étude des cellules de

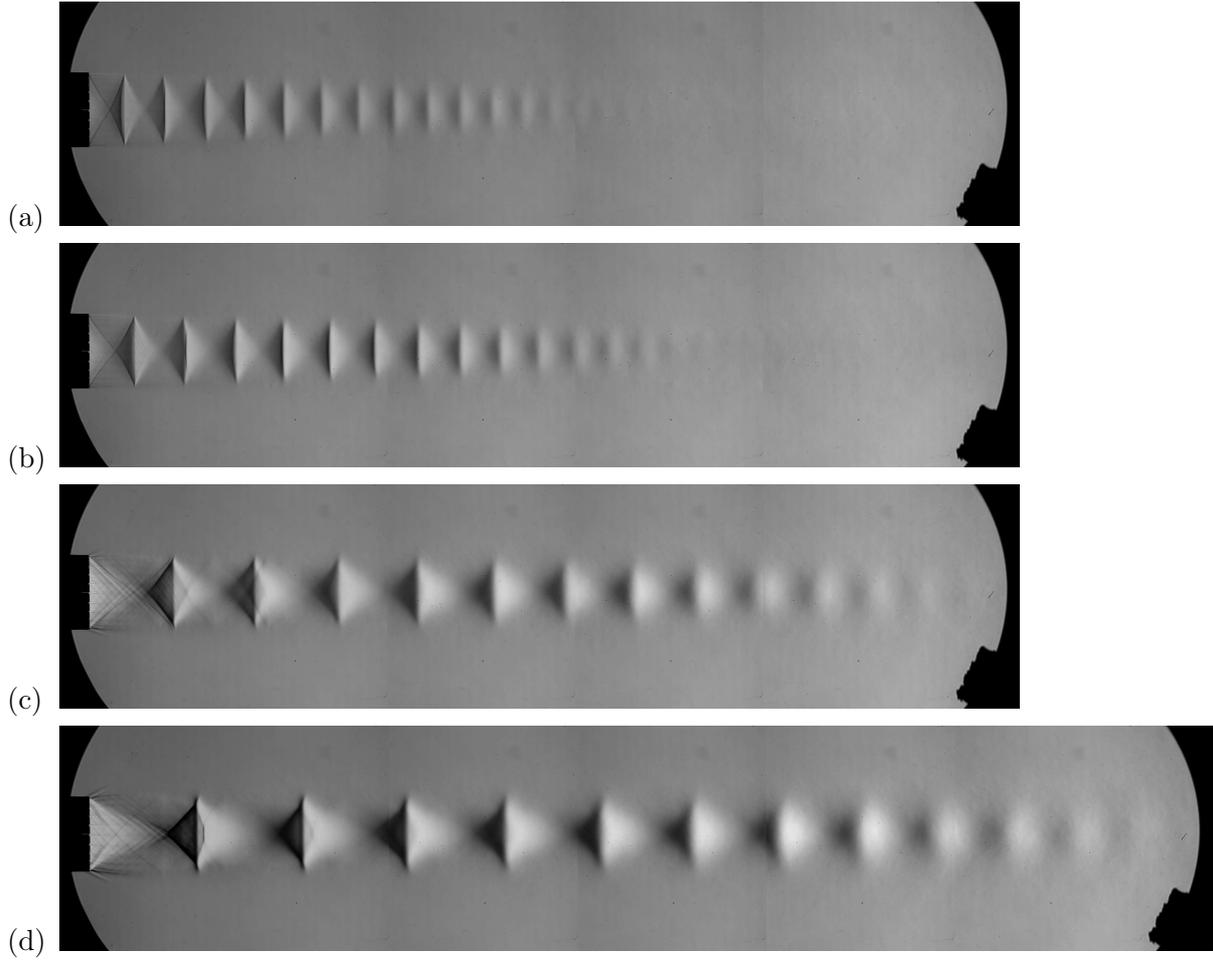


Fig. 3.23 Images Schlieren moyennes, tuyère crénelée, sans écoulement secondaire. (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.15$ , (c)  $M_j = 1.35$ , (d)  $M_j = 1.50$ . Chaque image est un assemblage de plusieurs plans. Les images moyennes sont calculées à partir de 500 images instantanées acquises à 500 Hz, avec un temps d'exposition de  $4 \mu\text{s}$ .

choc semble avoir commencé avec E. et L. Mach et Salcher, qui avaient déjà relevé l'existence de structures périodiques dans les jets. Ensuite, Emden [73, 74] a mené une étude plus quantitative de la longueur des cellules issues d'un orifice, à partir de clichés photographiques. En mesurant la longueur des  $n$  premières cellules,  $n \geq 1$ , il a produit une formule de la longueur moyenne « favorisant la première cellule » en traçant ses résultats en fonction du taux de détente

$$\bar{L}_s = 0.88 \sqrt{\text{NPR} - \text{NPR}_c} D \quad (3.1)$$

avec  $\text{NPR}_c$  le taux de détente critique.

Peu de temps après, Prandtl a obtenu une expression de la longueur d'onde de cette structure périodique pour un jet circulaire bordé d'une nappe de vorticité infinite mince, en partant des équations de la mécanique des fluides et linéarisant les perturbations autour de l'écoulement supersonique homogène, en coordonnées cylindriques. Considérant uniquement le terme dominant de la série de Bessel obtenue, il a déduit que la longueur d'onde fondamentale de la structure de cellules est

$$L_s = 1.306 \sqrt{w_m^2/c^2 - 1} D_j \quad (3.2)$$

Dans l'équation (3.2), nomm e aussi *formule de Prandtl*,  $w_m$  est la vitesse et  $c$  la vitesse du son de l'écoulement moyen. On écrirait maintenant  $\sqrt{M_j^2 - 1}$ , qui est le paramètre de choc  $\beta$ .  $D_j$  est le diamètre du jet adapté pour un Mach de sortie de  $M_j$ , qui constitue l'écoulement autour duquel le jet imparfaitement détendu est linéarisé. La longueur des cellules s'exprime alors naturellement en

fonction de  $D_j$ , défini par l'équation (1.25) pour les tuyères convergentes. Mentionnons que Prandtl a aussi élaboré une solution pour les jets plans.

D'après Powell [217], il existe le lien empirique suivant entre le facteur de Emden et celui de Prandtl :

$$\sqrt{\text{NPR} - \text{NPR}_c} \approx 1.09 \sqrt{M_j^2 - 1} \quad (3.3)$$

jusqu'à des NPR de 8 environ. La relation (3.3) est valable pour des tuyères convergentes ( $M_d = 1$ ). Le calcul de Prandtl a ensuite été amélioré par Pack [191], qui a pu calculer jusqu'à quarante termes de la série de Bessel obtenue par Prandtl, ce qui a réduit le coefficient 1.306 de la formule de Prandtl à 1.22. On parle maintenant de formule de Prandtl-Pack pour l'expression améliorée.

Plus tard, les premières cellules de choc ont été calculées par la méthode des caractéristiques, fondée sur les équations d'Euler, qui sont hyperboliques. La frontière du jet ainsi que la longueur de la première cellule ont ainsi pu être calculées [190, 2, 137].

A partir du début des années 1950, notamment avec Powell [214, 215] puis plus tard tous les travaux menés sur le screech et le bruit de choc large bande, de nombreuses mesures de longueurs moyennes de cellules ont été réalisées. Une multitude d'expressions différentes existe, ce qui s'explique en partie par le fait que la longueur des cellules dépend un peu du profil intérieur de la tuyère, mais aussi parce que les résultats portant sur une longueur moyenne dépendent beaucoup du nombre de cellules prises en compte. Citons seulement Harper-Bourne & Fisher [90] qui mesurent une longueur moyenne sur huit cellules valant  $1.1 \beta D$ , ou encore Seiner & Norum [251] qui parlent de  $1.12 \beta D$  pour les tuyères convergentes, avec d'autres expressions pour les tuyères convergentes-divergentes.

Avec le besoin de méthodes prédictives du bruit de choc est venue la nécessité de prédire la structure complète. L'objectif était de reproduire les oscillations de pression statique mesurées principalement par Norum & Seiner [185], sans mention particulière de la longueur des cellules. Des travaux ont été menés à la fois sur les plans numérique et théorique. Tam [268] présente un résumé de ces recherches, s'étendant sur les années 1970 et 1980. Les travaux numériques ont permis de résoudre les écoulements moyens à partir des équations de Navier-Stokes, et ont fourni des comparaisons satisfaisantes avec les résultats expérimentaux [60, 248]. Tam *et al.* [279] ont étendu la solution analytique de Prandtl à des cas plus réalistes de jets avec couche de mélange s'épaississant vers l'aval, toujours dans le cas linéaire. Ils ont considéré que la solution modale de Prandtl était juste en sortie de tuyère, là où la couche de mélange est mince. Ensuite, ils ont déterminé l'influence de l'écoulement moyen et de la turbulence sur la propagation des modes de la structure vers l'aval. Ils ont montré que leurs modifications permettent de reproduire la décroissance non négligeable de la longueur des cellules et de leur force plus on s'avance dans le jet.

La longueur des cellules de choc d'un jet légèrement sous-détendu varie donc théoriquement en  $\beta D_j$  et de nombreuses études expérimentales valident cette dépendance. On peut débattre sur la pertinence d'utiliser  $D_j$  à la place de  $D$  comme longueur de référence. La théorie linéaire n'est valable que pour les jets légèrement désadaptés. Pour les tuyères convergentes, cela correspond aux  $M_j$  proche de 1, et alors  $D_j$  est très proche de  $D$  d'après la formule (1.25). Plus  $M_j$  augmente, plus  $D_j$  va s'éloigner de  $D$  mais moins l'hypothèse de linéarité de la structure est valable, cf. 3.1.1.1.2. Il semble en fin de compte que les théoriciens utilisent  $D_j$  alors que les expérimentateurs gardent  $D$ . Nous privilégierons  $D$  dans la suite.

Des profils axiaux des niveaux de gris extraits des images de la figure 3.23 sont tracés en figure 3.24 en fonction de la distance axiale adimensionnée par  $\beta D$ , ou par  $D$  seulement. Dans la figure,  $x^* = 0$  correspond à la fin de la première cellule de choc, puisqu'il est difficile de définir quel est le début du jet avec la tuyère crénelée, et que la première cellule se comporte un peu différemment des autres lorsqu'elle contient un disque de Mach. Sur cette figure, la fin des cellules correspond au saut des faibles

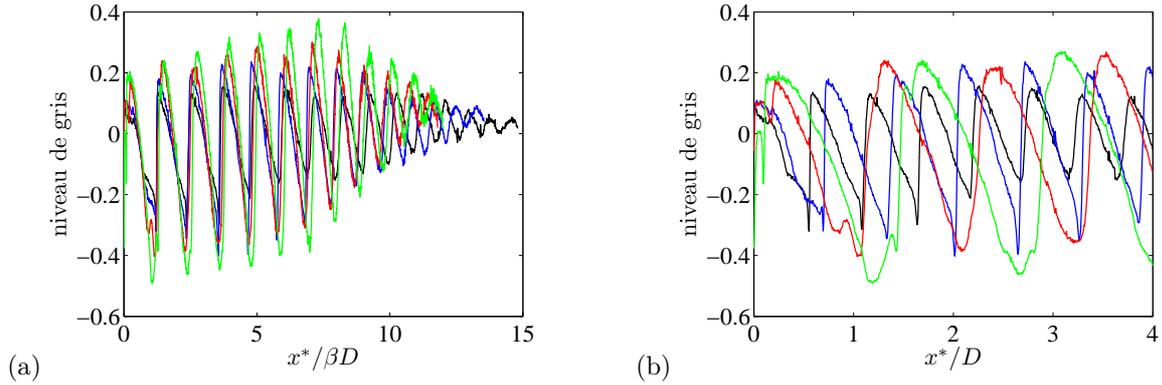


Fig. 3.24 Niveaux de gris sur l'axe du jet des images Schlieren moyennes montrées en figure 3.23 en fonction de la distance axiale, (a) adimensionnée par  $\beta D$ , (b) adimensionnée par  $D$ . —  $M_j = 1.10$ , —  $M_j = 1.15$ , —  $M_j = 1.35$ , —  $M_j = 1.50$ . Aux niveaux de gris (entre 0 et 1) ont été soustraits leurs niveaux moyens.  $x^*$  est la coordonnée axiale avec pour origine la fin de la première cellule de choc.

niveaux de gris aux forts niveaux de gris, soit au passage des zones de compression (sombres) aux zones de détente (claires). La superposition des différents cas en (a) est manifeste, surtout lorsqu'on compare avec la figure dont l'axe des abscisses a été adimensionné par  $D$  seulement (b). La superposition est imparfaite cependant, ce qui se voit clairement sur les cellules aval. Le jet à  $M_j = 1.10$  semble avoir comparativement les plus longues cellules, alors qu'ensuite on observe un échelonnement entre  $M_j = 1.50$  et  $1.15$ . Il ne faut pas oublier que les formules théoriques sont obtenues dans le cadre des petites perturbations de pression statique, alors qu'on est assurément au-dehors de ce contexte pour  $M_j = 1.35$  et  $1.50$ .

On peut extraire de la figure 3.24 des informations relatives à la longueur de chaque cellule. Ces longueurs sont montrées en figure 3.25. Notons qu'il y a une incertitude sur la longueur de la première cellule du fait des créneaux, et que la détermination de la position des derniers chocs pour chaque jet est très subjective. Néanmoins, la décroissance de la longueur des cellules vers l'aval est claire. Cette tendance provient de l'action conjointe de l'élargissement des couches de mélange et de la dissipation des structures de cellules par la turbulence [279]. Par régression linéaire, on obtient comme longueur moyenne de la première cellule  $L_1 = 1.33 \beta D$  et une diminution de  $0.044 \beta D$  par choc. On peut aussi écrire, comme Harper-Bourne & Fisher [90],

$$L_n = L_1 - (n - 1) \Delta L$$

avec  $L_n$  la longueur de la  $n^{\text{e}}$  cellule et  $\Delta L/L_1 \approx 0.03$ . La longueur de  $L_1$  est assez proche du  $1.306 \beta D$  de Prandtl [220] et du  $1.31$  de Harper-Bourne & Fisher. Cependant, ces derniers ont annoncé une décroissance plus rapide de la longueur des cellules, puisqu'ils écrivent  $\Delta L/L_1 \approx 0.06$ . Il se trouve qu'il y a une certaine variabilité de cette décroissance suivant les études. Mentionnons les mesures rapportées dans Panda *et al.* [197], où les cellules sont quasiment également longues jusqu'à la cinquième pour  $M_j = 1.19$  et sont strictement également longues jusqu'à la troisième cellule à  $M_j = 1.42$ . Chez Seiner & Norum [251] également, la longueur des cellules décroît moins vite. Par ailleurs, notre coefficient  $0.03$  est compatible avec les mesures de Bryce & Pinker [44] (voir leur figure 3). Cette variabilité pourrait s'expliquer en partie par des épaisseurs de couche limite initiale différentes suivant l'installation.

#### 3.1.1.4 Force des cellules de choc

La force des cellules peut être obtenue à partir de mesures de la pression statique. L'essentiel de ces mesures a été réalisé sur les jets issus de la tuyère lisse. De sorte à estimer le plus précisément

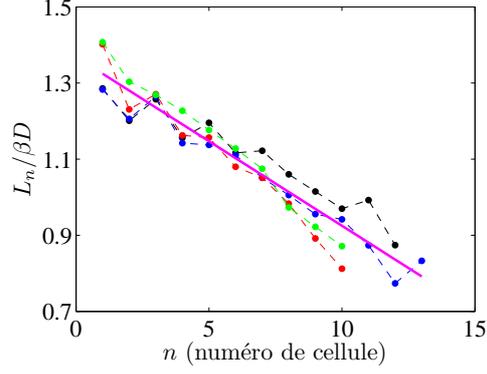


Fig. 3.25 Longueurs des cellules individuelles adimensionnées par  $\beta D$ . •  $M_j = 1.10$ , •  $M_j = 1.15$ , •  $M_j = 1.35$ , •  $M_j = 1.50$ ; — régression linéaire :  $L_1 = 1.33 \beta D$ , et  $L_{n+1} = L_n - 0.044 \beta D$ .

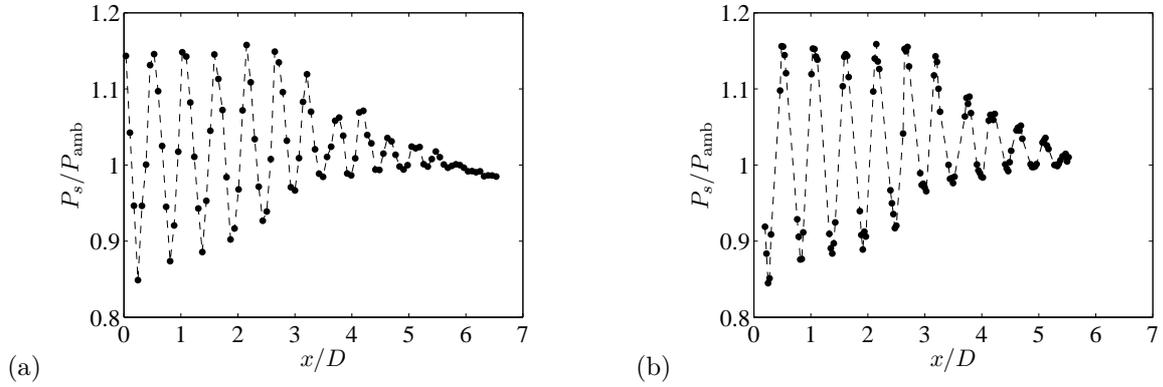


Fig. 3.26 Exemple des traversées en deux temps réalisées pour capturer précisément les extrema de pression statique (tuyère lisse à  $M_j = 1.10$  et  $M_f = 0$ ,  $y/D = 0$ ). (a) Première traversée grossière, (b) seconde traversée raffinée.

possible la force des cellules, il est surtout important de bien discrétiser les mesures au niveau des extrema de pression. Ainsi, deux traversées ont été faites pour chaque point de fonctionnement : une première grossière, permettant de déterminer la position approximative des extrema de pression, puis une seconde plus détaillée, au niveau de ces extrema. Les deux traversées pour  $M_j = 1.10$ ,  $M_f = 0$  sont montrées en figure 3.26. La bonne répétabilité des mesures a pu par la même occasion être vérifiée, voir la figure 3.27 (il faut noter cependant que chaque paire de traversées a été mesurée avec un seul et même réglage du point de fonctionnement).

La force des cellules a été calculée selon  $P_{\max}/P_{\min} - 1$ , de même que chez Seiner & Norum [251] ou Raman [223].  $P_{\max}$  (respectivement  $P_{\min}$ ) est la pression maximale (minimale) au sein de chaque cellule, soit celle en fin de zone de compression (détente). L'évolution de la force des cellules pour  $M_j = 1.10$ , 1.15 et 1.35 est montrée en figure 3.28 (a). Par ailleurs, deux profils ont été mesurés avec la tuyère crénelée : à  $M_j = 1.10$  et 1.35, toujours avec  $M_f = 0$ . Seulement la première traversée grossière a été effectuée dans ces deux cas, dont les forces des cellules sont présentées en figure 3.28 (b). On conclut que pour les deux tuyères, la force des cellules augmente avec le degré de sous-détente, ce qui est bien logique, a déjà été vu en partie 3.1.1.1, et est prédit par les modèles [279, 154]. De plus, la force des cellules décroît vers l'aval, du fait de l'atténuation liée à la turbulence de la couche de mélange [279]. Cette décroissance pourrait être modélisée de façon linéaire d'après les mesures présentées ici, ce qui est en accord avec les résultats de Norum & Shearin [186] (voir leur figure 6). Enfin, la comparaison entre les deux tuyères est un autre sujet qui sera traité au chapitre 5.

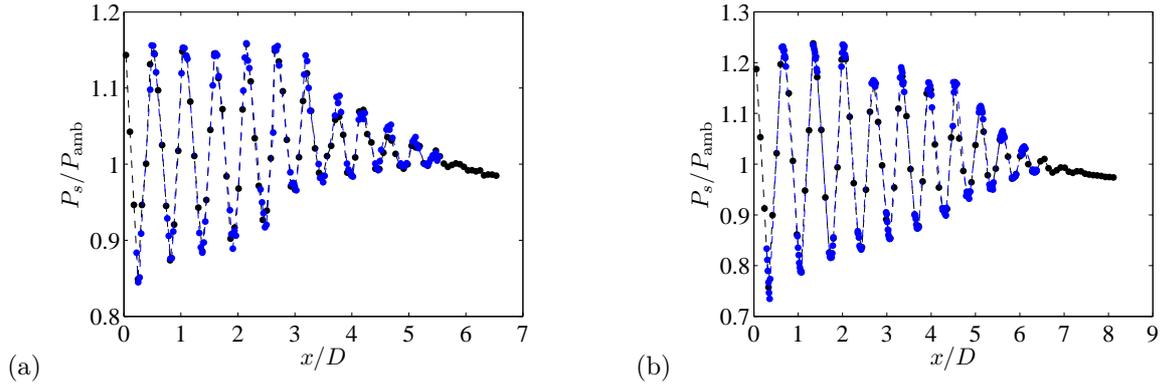


Fig. 3.27 Superposition des traversées grossières et raffinées pour (a)  $M_j = 1.10$  et (b)  $M_j = 1.15$  (tuyère lisse à  $M_f = 0$ ,  $y/D = 0$ ).

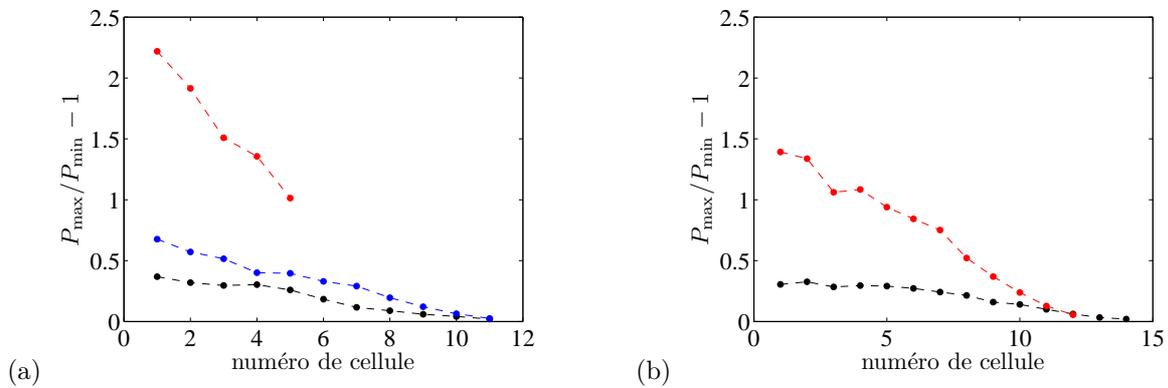


Fig. 3.28 Force des cellules de choc suivant le numéro de la cellule et pour différents  $M_j$  ( $P_{\min}$  et  $P_{\max}$  sont respectivement les pressions minimales et maximales au sein de chaque cellule). (a) Tuyère lisse, (b) tuyère crénelée. •  $M_j = 1.10$ , •  $M_j = 1.15$ , •  $M_j = 1.35$ . Ces mesures ont été réalisées sur l'axe du jet ( $y/D = 0$ ). Pour la tuyère crénelée (b), les forces calculées proviennent de traversées grossières de la sonde de pression.

### 3.1.2 Influence du vol d'avancement

Il est important de connaître l'effet du vol d'avancement sur la longueur et la force des cellules, puisque ces deux éléments ont une incidence directe sur la fréquence et l'amplitude du bruit de choc.

#### 3.1.2.1 Effet du vol sur la structure de cellules de choc

Trois images moyennes d'un jet à  $M_j = 1.10$  avec des Mach de vol  $M_f$  différents sont présentées en figure 3.29. Il apparaît distinctement que lorsque  $M_f$  augmente, la *structure de cellules* est étirée, et comporte donc plus de motifs élémentaires, ce qui est à distinguer de l'allongement des cellules, abordé plus loin. Ce phénomène peut s'expliquer par la diminution du cisaillement dans les couches de mélange en vol simulé. Ceci provoque un étirement des cônes potentiel et supersonique, ce qui entraîne logiquement une augmentation du nombre de cellules. L'allongement de la structure de cellules est aussi visible sur les mesures de pression statique de Rask *et al.* [227] et de Norum & Brown [182]. L'effet est spectaculaire dans cette dernière référence lorsque  $M_f$  atteint la valeur maximale de 0.9, avec un nombre de cellules plus de deux fois plus important que celui à  $M_f = 0$ . Notons cependant que l'allongement est presque inexistant sur les mesures de Norum & Shearin [188].

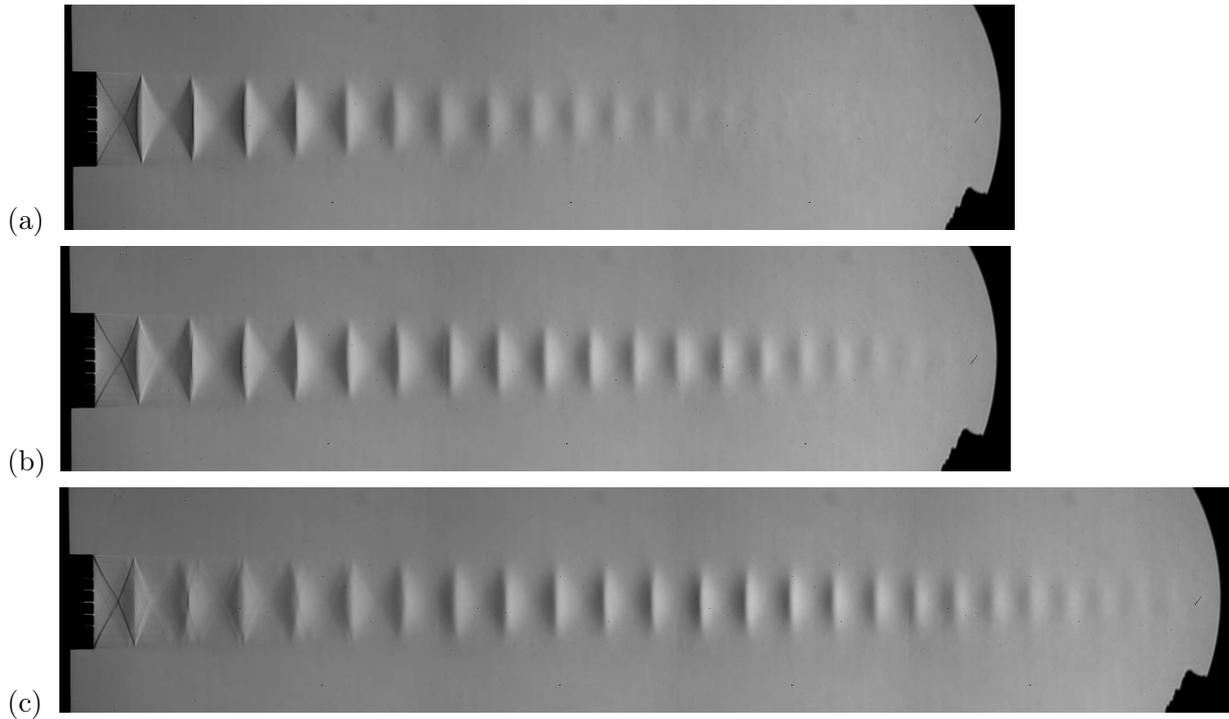


Fig. 3.29 Visualisations strioscopiques de trois jets à  $M_j = 1.10$  (tuyère crénelée). (a)  $M_f = 0$ , (b)  $M_f = 0.22$ , (c)  $M_f = 0.39$ .

### 3.1.2.2 Effet du vol sur la longueur des cellules de choc

Les trois images moyennes de la figure 3.29 montrent que la longueur des cellules grandit lorsque la vitesse de l'écoulement secondaire augmente. Cet effet est quantifié maintenant.

Il semble raisonnable d'évaluer la longueur moyenne des cellules de deux façons, selon que l'on s'intéresse au screech ou au bruit de choc large bande. En effet, les premières cellules sont les sources de screech [129, 292], alors que le BBSAN provient des cellules aval, situées vers la fin du cône potentiel [184, 253]. Pour voir l'influence du vol sur les cellules importantes du point de vue du screech, la moyenne est effectuée sur les cellules 2 à 5 pour tous les nombres de Mach, avec la tuyère lisse seulement. Ceci suppose que la source de screech ne se décale pas trop vers l'aval en vol. Les résultats sont présentés en figure 3.30. Les différentes estimations pour chaque valeur de  $M_f$  proviennent de diverses visualisations strioscopiques ou de mesures de pression statique. Lorsque les points de fonctionnement concordent, les données de Norum & Shearin [188] sont utilisées pour calculer la moyenne des longueurs sur le même groupe de cellules. On constate que les cellules de choc s'allongent en vol, ce qui est bien connu. Ce constat existe déjà dans les travaux de Bryce & Pinker [44], Norum & Shearin [186, 187, 188] et Rask *et al.* [227]. Il semble de plus que l'étirement soit plus marqué à haut  $M_j$ , ce qui est en accord avec Norum & Shearin.

L'allongement des cellules en vol s'explique par la réduction du cisaillement au travers de la couche de mélange, ce qui allonge le cône potentiel donc allonge les cellules, comme le suggèrent Tam [270] et Rask *et al.* [227]. On rappelle qu'en effet, l'épaississement des couches de mélange est un facteur conduisant au rétrécissement des cellules. Par ailleurs, un allongement est prédit par l'extension en situation de vol du modèle de prédiction des longueurs de cellules faisant l'hypothèse d'une nappe de vorticité en frontière du jet (donc en l'absence de couche de mélange). Cette extension a été propos e initialement par Morris [167] puis a été reprise de manière plus d taill e par Michalke [154], qui a ajouté une étude de l'effet de l'épaisseur de la couche de mélange et de la température sur la longueur des cellules. Les prédictions de ce modèle sont incluses dans les courbes de la figure 3.30 aux

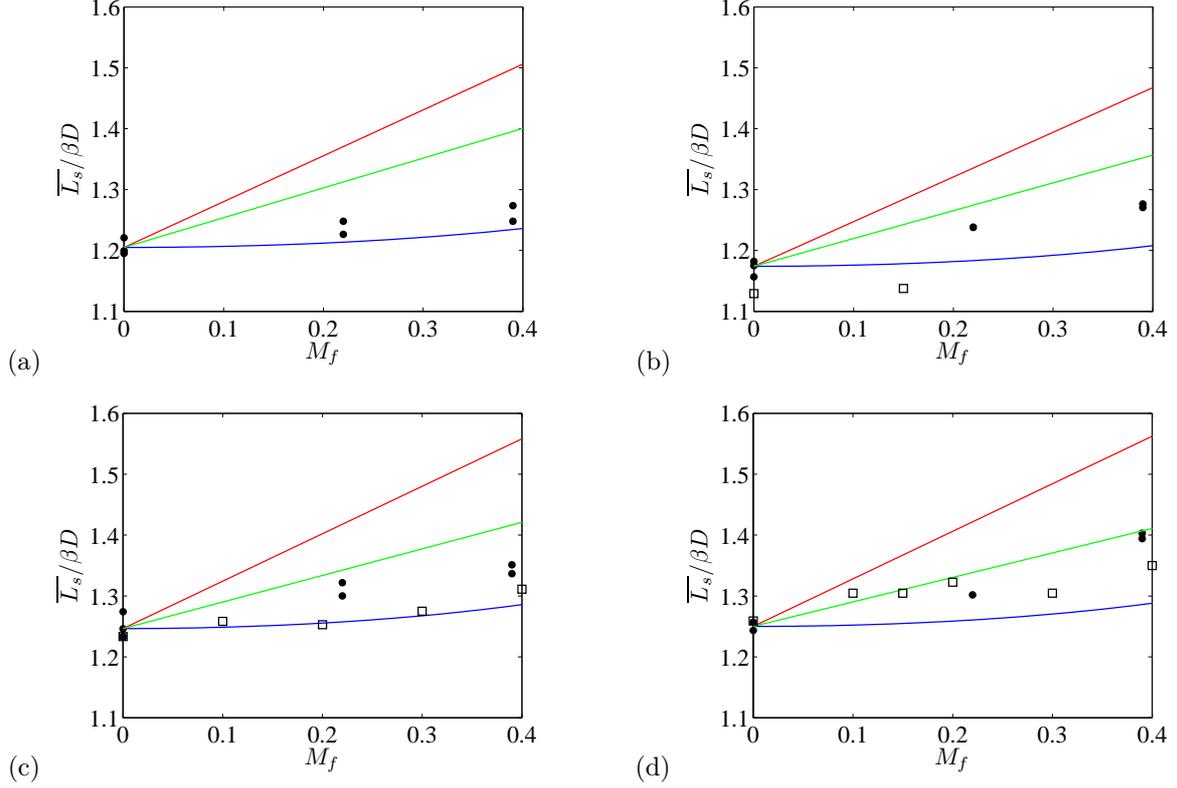


Fig. 3.30 Longueurs moyennes des cellules 2 à 5 avec vol simulé. (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.15$ , (c)  $M_j = 1.35$ , (d)  $M_j = 1.50$ . • Données du présent travail (tuyère lisse), □ Norum & Shearin [188]; — modèle de Morris [167], — expression empirique de Tam [270], — expression empirique de Bryce & Pinker [44].

côtés des expressions empiriques de Bryce & Pinker [44] et Tam [270]. Ces deux dernières s'écrivent respectivement

$$L_s^{\text{vol}} = L_s^{\text{sol}} \left( 1 + 0.4 \frac{U_f}{U_j} \right) \quad (3.4)$$

et

$$L_s^{\text{vol}} = L_s^{\text{sol}} (1 + 0.625 M_f) \quad (3.5)$$

où  $L_s^{\text{vol}}$  est la longueur moyenne des cellules avec écoulement secondaire et  $L_s^{\text{sol}}$  sans. Par ailleurs, dans l'expression (3.4),  $U_f$  est la vitesse de vol et  $U_j$  la vitesse du jet supersonique parfaitement détendu.

Aucun modèle ne fournit d'accord très satisfaisant, ce qui n'est peut-être pas étonnant compte tenu de la dispersion des résultats expérimentaux. Pour toutes les valeurs de  $M_j$  étudiées, la croissance peut être raisonnablement modélisée par une dépendance linéaire de  $M_f$ , avec une pente comprise entre le modèle de Morris et l'expression de Bryce & Pinker, qui augmenterait de  $M_j = 1.10$  à 1.50. Des régressions linéaires sur nos valeurs donnent

$$L_s^{\text{vol}} = L_s^{\text{sol}} (1 + \alpha_{L_s} M_f) \quad (3.6)$$

avec  $\alpha_{L_s} = 0.12, 0.22, 0.20$  et  $0.30$  pour  $M_j = 1.10, 1.15, 1.35$  et  $1.50$ . Notons que l'expression de Tam [270], qui surestime largement l'augmentation de la longueur des cellules, est destinée initialement au bruit de choc large bande et donc s'attache d'abord à décrire l'allongement des cellules aval.

Pour le BBSAN, la situation est plus obscure car on ne sait pas précisément où se situent les sources principales. Norum & Seiner [184] disent que ce sont les cellules 6 à 10. Mais leurs mesures microphoniques en champ proche ont été menées à un seul point de fonctionnement, à  $\beta = 1.1$ , soit  $M_j = 1.49$ ,

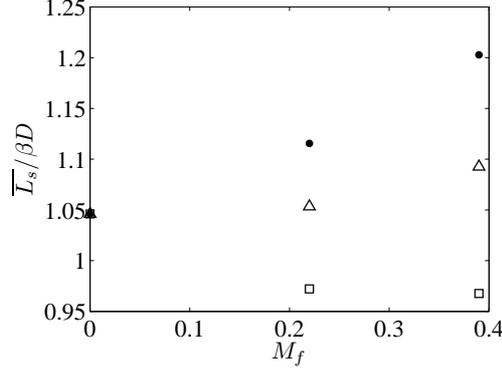


Fig. 3.31 Influence du choix du groupement de cellules sur la longueur moyenne des cellules pertinentes pour le BBSAN ; tuyère crénelée,  $M_j = 1.10$ . • Cellules 5 à 11 pour tous les  $M_f$  ;  $\triangle$  cellules 5 à 11 ( $M_f = 0$ ), 5 à 15 ( $M_f = 0.22$ ) et 5 à 19 ( $M_f = 0.39$ ) ;  $\square$  cellules 5 à 11 ( $M_f = 0$ ), 10 à 15 ( $M_f = 0.22$ ) et 14 à 19 ( $M_f = 0.39$ ).

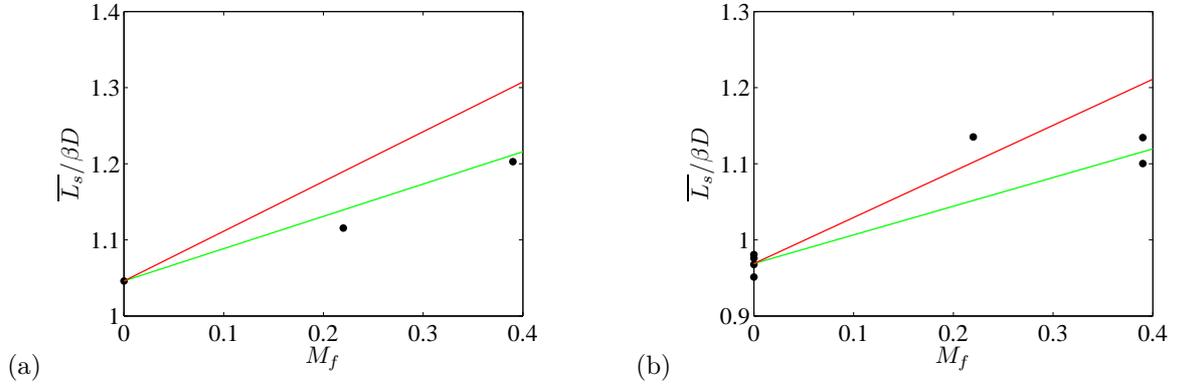


Fig. 3.32 Estimation de la croissance maximale de la longueur moyenne des cellules responsables du BBSAN. (a)  $M_j = 1.10$ , moyenne sur les cellules 5 à 11 pour tous les  $M_f$  (tuyère crénelée), (b)  $M_j = 1.15$ , moyenne sur les cellules 5 à 10 pour tous les  $M_f$  (tuyère lisse). — Expression empirique de Tam [270], — expression empirique de Bryce & Pinker [44].

avec tab pour éliminer le screech. Il n'est pas dit que cette conclusion perdure pour d'autres valeurs de  $M_j$ , ni que la tab ne modifie pas la zone d'émission du BBSAN. De plus, la situation est plus complexe en vol simulé, du fait de la multiplication du nombre de cellules visibles.

L'influence du choix des cellules pour le calcul de la longueur moyenne est démontré en figure 3.31. Il est évident qu'il est inutile de spéculer sur la longueur des cellules sources de BBSAN en vol tant que l'on ne sait pas lesquelles il faut prendre en compte.

On peut néanmoins borner la croissance des cellules sources de BBSAN par celle des cellules considérées comme source à  $M_f = 0$ , comme on peut le voir en figure 3.31. On privilégie le cas de la tuyère crénelée, puisque celle-ci est dédiée à l'étude du BBSAN. Par manque de données, on utilise toutefois des images Schlieren du jet issu de la tuyère lisse pour  $M_j = 1.15$ . Les cas  $M_j = 1.35$  et  $1.50$  sont omis en raison de la résurgence du screech avec la tuyère crénelée lorsque  $M_f$  augmente.

La croissance maximale des cellules sources de BBSAN est montrée en figure 3.32. Le coefficient  $\alpha_{L_s}$  qui en ressort vaut environ 0.4 pour les deux valeurs de  $M_j$  traitées. Il est donc bien clair que le coefficient 0.625 proposé par Tam [270] est trop grand. Le coefficient réel doit être inférieur à 0.4. Notons que prendre une croissance en  $0.4 M_f$  ou  $0.4 U_f / U_j$ , pour se rapprocher de l'expression (3.4), ne change pratiquement rien ici.

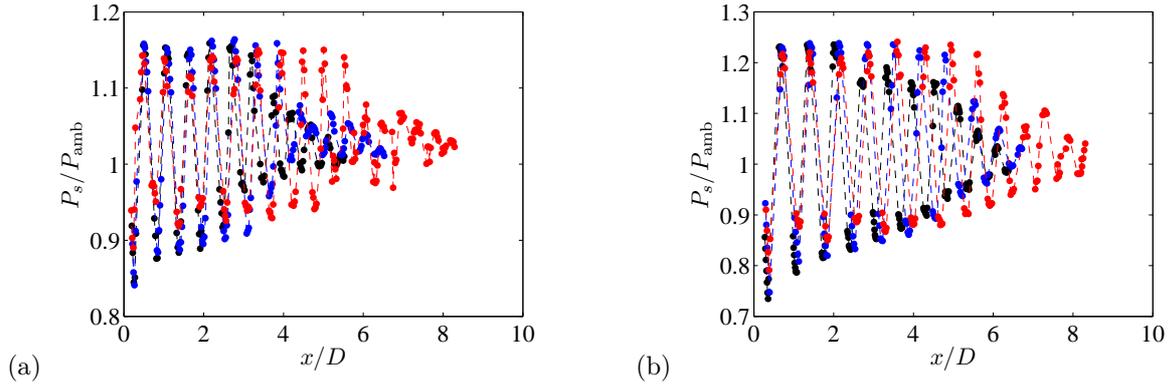


Fig. 3.33 Mesures de pression statique sur l'axe du jet ( $y/D=0$ ), tuyère lisse. (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.15$ . •  $M_f = 0$ , •  $M_f = 0.22$ , •  $M_f = 0.39$ .

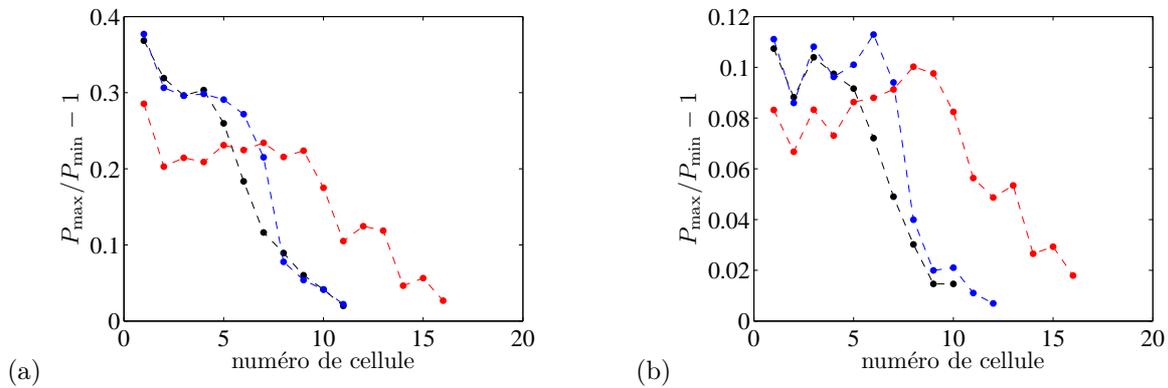


Fig. 3.34 Force des cellules calculée à partir des mesures de pression statique; tuyère lisse,  $M_j = 1.10$ . (a)  $y/D=0$ , (b)  $y/D=0.37$ . •  $M_f = 0$ , •  $M_f = 0.22$ , •  $M_f = 0.39$ .

### 3.1.2.3 Effet du vol sur la force des cellules de choc

L'effet du vol sur la force des cellules a été étudié par le biais des mesures de pression statique et des champs de vitesses de la PIV. On présente ici les résultats de ces mesures.

#### 3.1.2.3.1 Mesures de pression statique

L'influence du vol sur les profils de pression statique a été mesurée de manière détaillée avec la tuyère lisse, donc dans une configuration où le jet libre émet du screech. A partir de la figure 3.33, il est confirmé que *la structure de cellules* est étirée lorsque  $M_f$  augmente. Le cas  $M_j = 1.35$  n'est pas montré car un très fort screech a perturbé les mesures. La force des cellules a été calculée comme en partie 3.1.1.4 et les résultats sont présentés en figure 3.34 et 3.35 pour  $M_j = 1.10$  et  $1.15$ , respectivement. La proximité des courbes à  $M_f = 0$  et  $0.22$  rappelle les résultats de Norum & Shearin [186] et ne semble pas être en bon accord avec les images Schlieren de la figure 3.29. Cela peut provenir du caractère intrusif des mesures de pression statique. Augmenter  $M_f$  à  $0.39$  entraîne cependant un fort allongement de la structure de cellules, qui est associé à un affaiblissement en vol de l'atténuation des cellules vers l'aval. Il semble en outre que les vitesses de vol importantes fassent diminuer la force des premières cellules.

#### 3.1.2.3.2 Comparaison entre pression statique et PIV

Les mesures de vitesse par PIV ont été exploitées pour estimer la force des cellules. On définit cette dernière par  $1 - \bar{v}_{min}/\bar{v}_{max}$ , avec  $\bar{v}_{min}$  (respectivement  $\bar{v}_{max}$ ) la vitesse moyenne minimale (maximale)

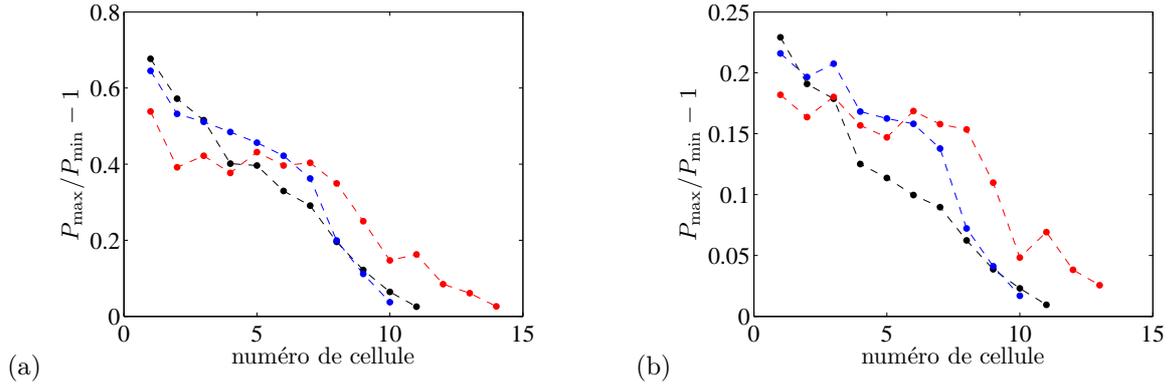


Fig. 3.35 Force des cellules calculée à partir des mesures de pression statique; tuyère lisse,  $M_j = 1.15$ . (a)  $y/D = 0$ , (b)  $y/D = 0.37$ . •  $M_f = 0$ , •  $M_f = 0.22$ , •  $M_f = 0.39$ .

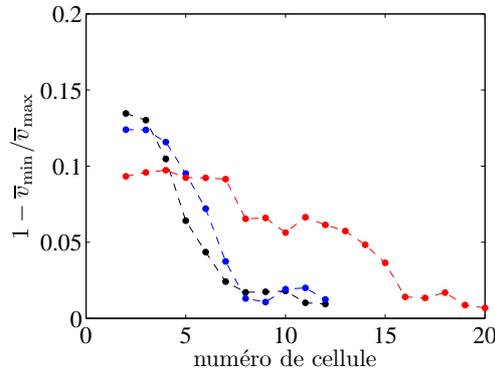


Fig. 3.36 Force des cellules calculée à partir des mesures de vitesse ( $\bar{v}_{\min}$  et  $\bar{v}_{\max}$  sont respectivement les vitesses minimales et maximales au sein de chaque cellule); tuyère lisse,  $M_j = 1.10$ ,  $y/D = 0$ . •  $M_f = 0$ , •  $M_f = 0.22$ , •  $M_f = 0.39$ .

au sein de chaque cellule. Cette définition est l'homologue de la formule utilisée à partir des données de pression. Les forces de cellules ainsi obtenues pour le cas de la tuyère lisse,  $M_j = 1.10$  et  $M_f = 0.22$ , sont présentées en figure 3.36. Ces courbes sont à comparer avec celles de la figure 3.34 (a). On remarque que les mêmes conclusions sur l'effet du vol sur la force des cellules ressortent de ce nouveau calcul. Ce critère établi à partir des cartographies de vitesse semble ainsi représentatif de la force des cellules habituellement évaluée à partir de la pression statique. On exploite donc indifféremment l'un ou l'autre de ces critères, en fonction des mesures disponibles.

### 3.1.2.3.3 Mesures de vitesse

La force des cellules pour la tuyère crénelée a été calculée à partir des courbes de vitesse moyenne sur des lignes parallèles à l'axe. Dans l'idéal, il faut se placer sur l'axe du jet, là où le cône potentiel est le plus long et où la vitesse oscille autour d'une valeur constante. C'est ce qui a été fait pour  $M_j = 1.10$ , mais la position  $y/D = 0.3$  a dû être choisie pour  $M_j = 1.15$  en raison de la condensation apparaissant au centre du jet, voir A.5.4.

Les forces des cellules pour  $M_j = 1.10$  et  $1.15$  sont présentées en figure 3.37. Ces résultats sont en parfait accord avec ceux montrés pour la tuyère lisse. A nouveau, la structure est étirée en vol, ce qui s'accompagne d'une augmentation de la force des cellules aval, alors que les premières sont affaiblies, surtout à  $M_f = 0.39$ .

Dans le jet à  $M_j = 1.35$ , le screech est absent à  $M_f = 0.05$ , faible à  $M_f = 0.22$  et fort  $M_f = 0.39$ .

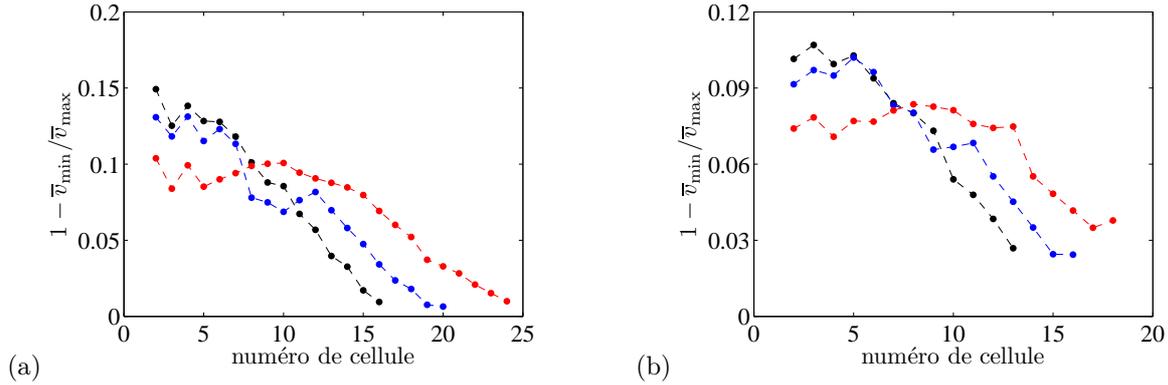


Fig. 3.37 Force des cellules calculée à partir des mesures de vitesse, tuyère crénelée. (a)  $M_j = 1.10$ ,  $y/D = 0$ , (b)  $M_j = 1.15$ ,  $y/D = 0.3$ . •  $M_f = 0$ , •  $M_f = 0.22$ , •  $M_f = 0.39$ .

Seules les deux plus faibles valeurs de  $M_f$  peuvent donc être considérées pour étudier le cas d'un jet non screechant. Les résultats, non présentés ici, ne montrent pas d'effet notable d'une faible valeur de  $M_f$  sur la force des cellules, ce qui concorde avec la figure 3.37. Dans le jet à  $M_j = 1.50$ , le screech, absent à  $M_f = 0.05$ , est à nouveau très intense dès  $M_f = 0.22$ , donc on ne peut pas comparer directement les différents  $M_f$  dans ce cas.

### 3.1.2.3.4 Conclusions

Le fait que l'effet du vol sur la force des cellules amont n'est pas nul ne va pas nécessairement de soi d'après la littérature. Norum & Shearin [187, 188] montrent l'absence d'un tel effet à partir de mesures jusqu'à  $M_f = 0.4$ . De même, Tam [270] ne modifie pas la force des cellules pour l'extension de son modèle de bruit de choc large bande au cas en vol. Il avance que le réseau de cellules est déterminé par ce qu'il se passe aux lèvres de la tuyère, et que la présence d'une couche de mélange épaisse à l'extérieur du jet supersonique fait que tout se passe comme s'il n'y avait pas d'écoulement secondaire. En suivant cette idée, on peut supposer que l'effet du vol sur la force des premières cellules au moins va dépendre de l'épaisseur de la couche limite externe donc du dispositif expérimental. Chez Norum & Shearin [186, 188], la tuyère du jet secondaire se termine 14 pouces en amont de la sortie du jet supersonique (de 1 pouce de diamètre), alors qu'ici, les deux tuyères ont le même plan de sortie. Cette différence pourrait expliquer les écarts constatés.

L'effet du vol observé sur la force des cellules aval est directement relié à l'allongement de la structure, qui semble tout à fait physique, et est également visible dans d'autres études, voir 3.1.2.1. Il faut noter néanmoins que Norum & Brown [182] n'observent qu'un faible allongement en-deçà de  $M_f = 0.6$  (il se peut cependant que le screech ait perturbé un peu les mesures, étant donné le raccourcissement important de la structure entre  $M_f = 0.30$  et  $0.45$ ). Si l'on considère que dans cette expérience, la tuyère de l'écoulement secondaire se termine dix pouces en amont de la sortie du jet supersonique, on est enjoint à penser que l'influence de l'épaisseur de la couche limite externe au jet supersonique en sortie de tuyère perdure loin en aval.

## 3.2 Caractérisation de la turbulence de jets sous-détendus

Dans cette partie, la turbulence des jets supersoniques sous-détendus est étudiée. Les résultats proviennent principalement des mesures de vitesse par PIV. Des mesures complémentaires par déflectométrie sont aussi présentées. On s'intéressera d'abord à la caractérisation de la turbulence sans vol d'avancement, avant de considérer ses effets.

Les résultats présentés ici concernent le jet issu de la tuyère crénelée. Ainsi, en l'absence d'écoulement secondaire, aucune composante tonale liée au screech n'est émise à  $M_j = 1.15, 1.35$  et  $1.50$ ; un screech relativement faible existe toutefois à  $M_j = 1.10$ , voir la figure 5.25 (a). En effet, les forts niveaux de screech rencontrés avec la tuyère lisse peuvent engendrer un forçage de la couche de mélange du jet. Les niveaux de screech mesurés en champ proche à environ deux diamètres de la tuyère, dans son plan de sortie, sont de l'ordre de  $130 \text{ dB} \cdot \text{Hz}^{-1}$  pour  $M_j = 1.15$  et peuvent atteindre des valeurs supérieures à  $150 \text{ dB} \cdot \text{Hz}^{-1}$  pour  $M_j = 1.50$ . Ces niveaux sont au moins égaux à ceux considérés dans des études de la réponse d'un jet à une excitation acoustique extérieure [4, 328, 130], les 150 dB apparaissant même largement supérieurs. Il est intéressant de noter que le screech a déjà été utilisé comme source d'excitation de jets supersoniques [4]. Les effets du screech sur le développement de la couche de mélange seront mentionnés au chapitre 5.

### 3.2.1 Turbulence sans vol simulé

Tous les résultats issus de la PIV présentés ici proviennent des acquisitions avec  $M_f = 0.05$ . Ce faible écoulement secondaire a été réglé pour permettre un ensemencement aisé de l'extérieur du jet. Les deux derniers paragraphes s'appuient sur des résultats de déflectométrie, où  $M_f = 0$ .

#### 3.2.1.1 Épaisseur de la couche de mélange

Il est communément admis que les grandes structures turbulentes sont responsables du bruit de choc, et ces structures sont souvent identifiées à des ondes d'instabilité, voir la partie 1.1.4. Comme l'épaisseur de quantité de mouvement est le bon paramètre pour l'étude de l'instabilité des couches de mélange [151], on va calculer cette épaisseur à partir des résultats obtenus par PIV.

Classiquement, on définit l'épaisseur de quantité de mouvement  $\delta_\theta$  pour les écoulements compressibles par [318]

$$\delta_\theta = \int_{y_{\text{ref}}}^{\infty} \frac{\overline{\rho v_x}(y)}{\overline{\rho v_x}(y_{\text{ref}})} \left[ 1 - \frac{\overline{v_x}(y)}{\overline{v_x}(y_{\text{ref}})} \right] dy$$

où  $\bar{\cdot}$  est la moyenne de l'argument et  $y_{\text{ref}}$  est une position de référence. Cette équation est utilisée par exemple dans Ponton & Seiner [212] et Cheng & Lee [53] dans le cas de jets supersoniques imparfaitement détendus, mais avec des positions de référence différentes. Cheng & Lee intègrent depuis l'axe du jet, mais comme la vitesse sur l'axe n'est pas toujours la plus grande à l'intérieur d'une structure de cellules, des composantes négatives sont intégrées et l'épaisseur de quantité de mouvement ainsi calculée oscille au rythme des cellules en passant par des valeurs négatives. Une illustration du profil de vitesse correspondant est donnée en figure 3.38 (b). Pour éviter ce problème, Ponton & Seiner [212] intègrent à partir du maximum de vitesse, ce qui évite les composantes négatives.

Ici, on adopte la version incompressible suivante (car on ne dispose pas d'information sur la masse volumique)

$$\delta_\theta = \frac{1}{[\overline{v_x}(y_{\text{int}}) - \overline{v_x}(y_{\text{ext}})]^2} \int_{y_{\text{int}}}^{y_{\text{ext}}} [\overline{v_x}(y) - \overline{v_x}(y_{\text{ext}})] [\overline{v_x}(y_{\text{int}}) - \overline{v_x}(y)] dy \quad (3.7)$$

avec  $y_{\text{int}}$  la borne d'intégration intérieure (dans le jet supersonique) et  $y_{\text{ext}}$  la borne extérieure (dans l'écoulement secondaire). La même question que ci-dessus se pose pour la borne d'intégration intérieure. La solution de Ponton & Seiner a été testée mais s'est avérée insatisfaisante : lorsque la vitesse maximale d'un profil transverse est située sur l'axe du jet, le résultat obtenu pour  $\delta_\theta$  ne caractérise alors pas uniquement la couche de mélange, mais intègre également les effets du gradient de vitesse moyenne dans le cœur du jet. Cette situation correspond à la courbe de la figure 3.38 (a). L'application de cette

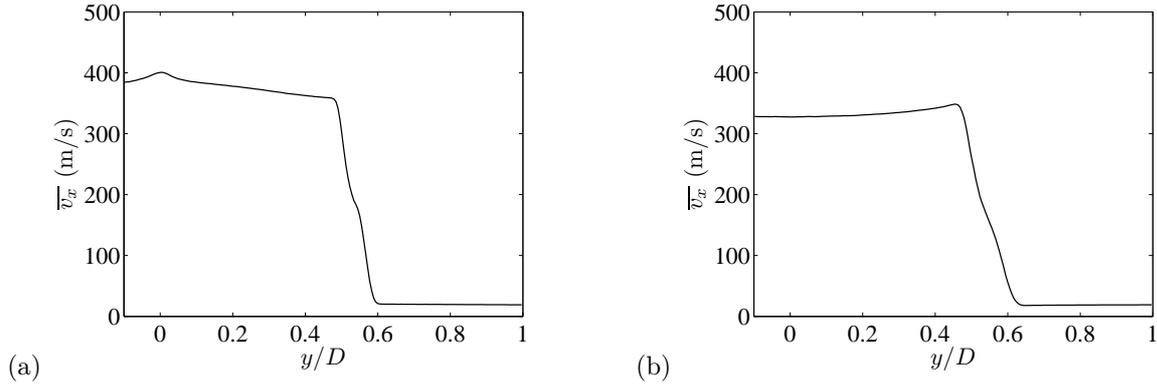


Fig. 3.38 Profils transverses de vitesse longitudinale,  $M_j = 1.15$ . (a) Fin de la zone de détente de la première cellule ( $x/D = 0.41$ ), (b) fin de la zone de compression de la première cellule ( $x/D = 0.68$ ).

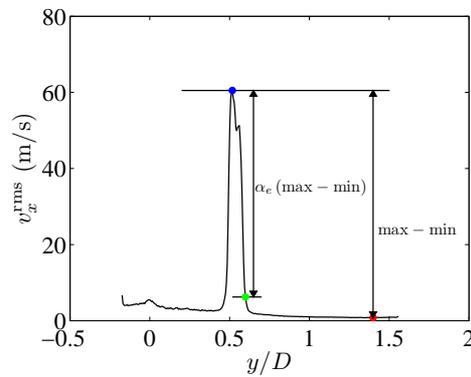


Fig. 3.39 Recherche de la frontière extérieure de la couche de mélange dans un jet à  $M_j = 1.15$  ( $x/D = 0.41$ ), avec  $\alpha_e = 0.9$ . • Maximum des fluctuations, • minimum des fluctuations du côté extérieur de la couche de mélange, • position calculée de la frontière extérieure de la couche de mélange.

définition révèle donc logiquement des maxima locaux de  $\delta_\theta$  au centre des cellules, comme on peut le voir en figure 3.40 (b) pour  $M_j = 1.15$ .

Pour détecter les frontières de la couche de mélange, les mesures de fluctuations de vitesse ont été utilisées. Pour chaque position axiale, on détermine la position radiale du maximum des fluctuations. De chaque côté, c'est-à-dire vers l'extérieur et l'intérieur du jet, on recherche les minima de fluctuations. Considérons le côté extérieur de la couche de mélange. La limite de la couche de mélange est prise à la position radiale où le niveau de fluctuations vaut  $(1 - \alpha_e)$  fois la différence entre maximum et minimum des fluctuations, avec  $\alpha_e$  un paramètre compris entre 0 et 1. Du côté intérieur, la même procédure est appliquée, avec un coefficient  $\alpha_i$ . La procédure de recherche des frontières de la couche de mélange est illustrée en figure 3.39. L'intégration de l'équation (3.7) se fait ensuite avec les deux limites ainsi définies. On peut voir en figure 3.40 (a) l'effet de  $\alpha_e$  sur les valeurs de  $\delta_\theta$ . Il est assez clair que l'effet est minime, et il est encore moindre pour  $\alpha_i$ , donc que la méthode de calcul est robuste. Pour la suite, ces deux paramètres sont pris arbitrairement à 0.9. Si l'on compare cette définition de  $\delta_\theta$  à celle de Ponton & Seiner [212], on s'aperçoit que la trace du réseau de cellules a complètement disparu dans l'exemple de la figure 3.40 (b).

Les calculs de  $\delta_\theta$  le long de la couche de mélange sont donnés en figure 3.41 pour toutes les valeurs de  $M_j$  considérées ici. On remarque une rupture de pente proche de la sortie de tuyère, avec une croissance initiale plus forte que par la suite. Elle est due aux créneaux, au travers desquels des éjections secondaires ont lieu, ce qui élargit initialement la couche de mélange. Les éjections étant plus flagrantes à fort  $M_j$ , cet effet se fait le plus sentir pour  $M_j = 1.50$ . L'épaississement dû aux créneaux est

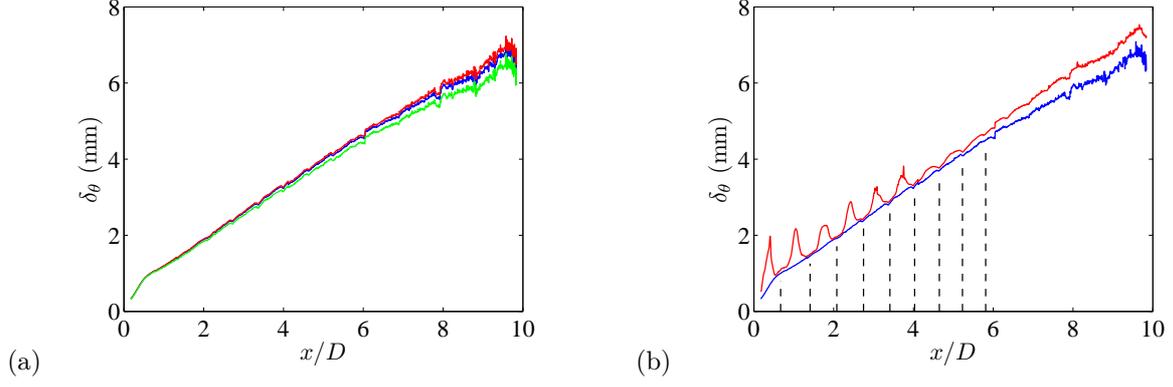


Fig. 3.40 Calculs de  $\delta_\theta$  pour  $M_j = 1.15$ . (a) Tests de robustesse : —  $\alpha_e = 0.9$ , —  $\alpha_e = 0.95$ , —  $\alpha_e = 0.8$ ; (b) comparaison entre la méthode de calcul de  $\delta_\theta$  proposée ici (—,  $\alpha_e = \alpha_i = 0.9$ ) et celle de Ponton & Seiner [212] (—). Les lignes pointillées verticales marquent la position des fins de cellules.

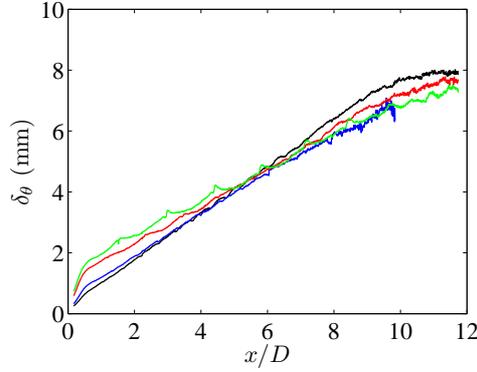


Fig. 3.41 Evolution de  $\delta_\theta$  le long de la couche de mélange. —  $M_j = 1.10$ , —  $M_j = 1.15$ , —  $M_j = 1.35$ , —  $M_j = 1.50$ .

d'ailleurs visible en figure 3.38 sous la forme d'un épaulement dans la courbe de décroissance radiale de la vitesse. On vérifie qu'il n'existe pas avec la tuyère lisse. Autre constat : la croissance de la couche de mélange est linéaire pour tous les  $M_j$ , ce qui est caractéristique des couches pleinement turbulentes [291]. On ne distingue aucune influence de la structure de cellules sur la croissance pour  $M_j = 1.10$  et 1.15, puisqu'aucune oscillation de  $\delta_\theta$  n'est visible. Ceci n'est plus tout à fait vrai pour les deux plus hauts nombres de Mach, où la faible oscillation est bien en phase avec la structure. Enfin, on compare le taux de croissance entre les  $M_j$  en calculant la pente des courbes de la figure 3.41 sur leur partie linéaire. Les pentes sont données en table 3.1. Le taux de croissance décroît lorsque  $M_j$  croît, ce qui est expliqué essentiellement par l'effet conjugué d'une différence de pression et de masse volumique statiques en sortie de tuyère, et dans une moindre mesure par une diminution de la capacité de mélange liée à la compressibilité croissante du jet [205, 329, 330]. Cette diminution du taux de croissance lorsque  $M_j$  croît est la cause d'un allongement du cône potentiel avec  $M_j$ , effet bien connu par ailleurs [124, 329]. Pour comparaison, les taux de croissance cités par Fleury *et al.* [78] pour des jets à Mach 0.6 et 0.9 sont respectivement de 0.0289 et 0.0265.

Ayant déterminé les limites de la couche de mélange pour l'intégration de  $\delta_\theta$  ( $y_{\text{int}}$  et  $y_{\text{ext}}$ ), on

$M_j$	1.10	1.15	1.35	1.50
$d\delta_\theta/dx$	0.0199	0.0175	0.0158	0.0141

Tab. 3.1 Taux de croissance de la couche de mélange sans vol.

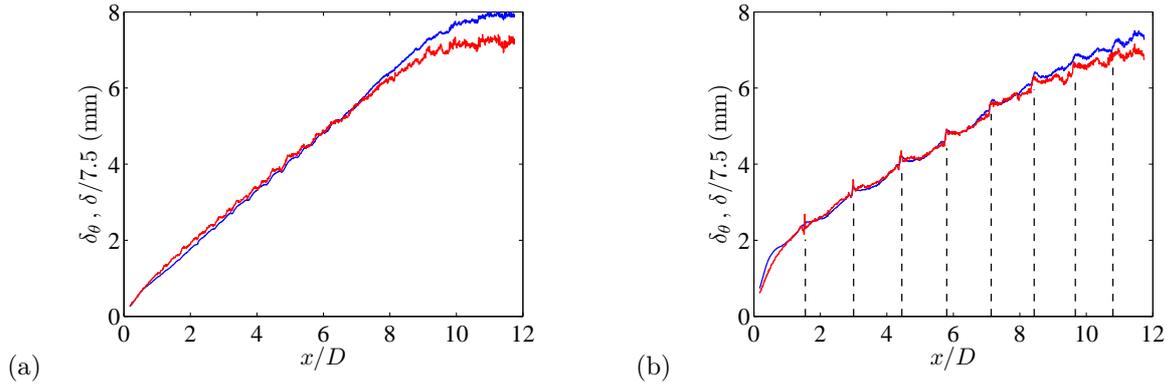


Fig. 3.42 Comparaison entre  $\delta_\theta$  et  $\delta$ . (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.50$ . —  $\delta_\theta$ , —  $\delta/7.5$ . Les lignes pointillées verticales marquent la position des fins de cellules.

introduit une autre épaisseur de la couche de mélange, notée  $\delta$ , calculée comme simple différence entre ces limites. Il apparaît qu'il existe approximativement un facteur 7.5 entre  $\delta_\theta$  et  $\delta$ , et ce pour tous les nombres de Mach. Cette propriété est illustrée pour les  $M_j$  extrêmes en figure 3.42. L'épaisseur  $\delta$  sera utilisée en 3.2.1.3 pour mesurer la taille des structures turbulentes.

### 3.2.1.2 Taux de turbulence

Très généralement, la turbulence est produite principalement par des gradients de vitesse. On ramène donc les écarts-types des vitesses à la différence des vitesses moyennes  $\Delta U$  entre le jet supersonique et le jet secondaire, ce qui définit un taux de turbulence. Comme les jets sous-détendus ne sont pas homogènes, il se pose la question de la vitesse à considérer pour le jet central. On choisit ici une vitesse médiane, autour de laquelle la vitesse sur l'axe oscille dans la structure de cellules de choc. Cette vitesse n'est pas exactement la vitesse du jet parfaitement détendu  $U_j$ , du fait des effets non-linéaires dans la structure de choc, mentionnés en partie 3.1.1.1. On détermine les taux de turbulence sur la ligne où les fluctuations de vitesse longitudinale sont les plus importantes. Les profils de taux de turbulence dans ces deux cas sont présentés en figure 3.43. Les taux de turbulence mesurés sont très plats, les plus fortes valeurs en sortie de tuyère provenant des éjections au travers des créneaux. Ils valent environ 16% pour les fluctuations longitudinales dans les deux cas alors que les taux de turbulence transverses sont de 11% et 10% pour  $M_j = 1.10$  et 1.15. Ces valeurs sont en bon accord avec ce qu'on observe sur les jets subsoniques. Davies *et al.* [63] mesurent au fil chaud des pics de taux de turbulence valant 16% dans la couche de mélange de jets ronds à nombre de Mach inférieur à 0.6. Fleury [77] trouve par PIV des taux axiaux et transverses très semblables et également plats, dans des jets subsoniques à  $M = 0.6$  et 0.9. Les résultats par LDV de Jordan *et al.* [104] à  $M = 0.9$  suggèrent la même tendance, ainsi que ceux de Kerhervé *et al.* [111] dans un jet imparfaitement détendu à  $M_j = 1.2$ . Il semble donc que la structure de choc n'ait pas d'influence sur les taux de turbulence. Il est possible de distinguer des oscillations de  $v_x^{\text{rms}}/\Delta U$  pour  $M_j = 1.15$ , qui concordent avec la structure de cellules, mais elles sont peu marquées.

A  $M_j = 1.35$ , la ligne des maxima des fluctuations ondule légèrement, en phase avec la structure de cellules. La cartographie de  $v_x^{\text{rms}}$  peut être vue en figure 3.44 (a), et les taux de turbulence sont montrés en (b). La structure de cellules peut être devinée sur la cartographie en observant les fluctuations dans le cœur du jet supersonique. Les tout premiers points de chaque courbe correspondent aux taux régnant dans l'éjection au travers d'un créneau, ce qui explique la décroissance initiale abrupte. Ensuite, les fluctuations sont approximativement constantes dans la première cellule, avant de chuter considérablement au début de la zone de détente de la deuxième cellule ( $x/D \gtrsim 1$ ). On observe ensuite

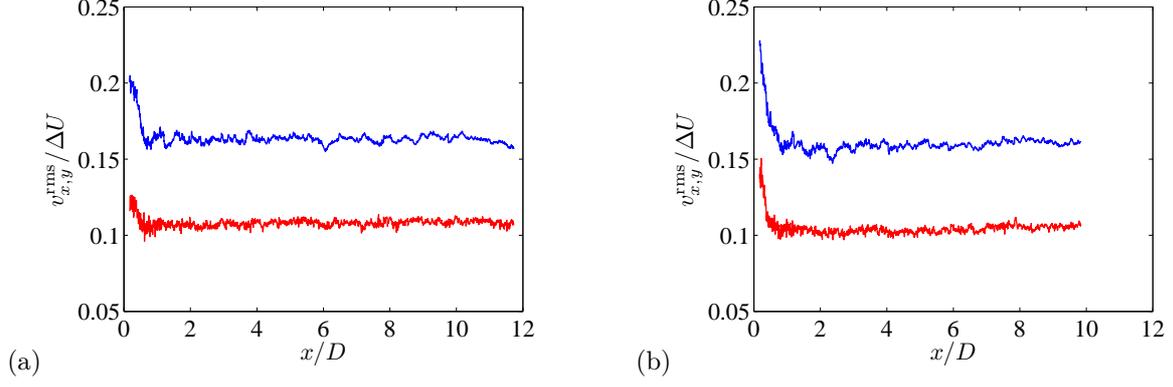


Fig. 3.43 Taux de turbulence longitudinaux et transverses dans la couche de mélange. (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.15$ . —  $v_x^{\text{rms}}/\Delta U$ , —  $v_y^{\text{rms}}/\Delta U$ .

une oscillation de  $v_x^{\text{rms}}$ , avec des maxima de fluctuation atteints en fin de zone de compression (légèrement avant la fin de cellule) et des minima atteints en fin de zone de détente (milieu de cellule). Cette propriété est en accord avec les mesures au film chaud de Seiner *et al.* [251, 253, 248], ainsi qu'avec les calculs numériques de cette dernière étude. Bridges & Wernet [41] trouvent la même chose par PIV pour les fluctuations de vitesse axiale. Il est intéressant de noter que Panda & Seasholtz [198] mesurent des fluctuations de masse volumique en opposition de phase par rapport à celles de  $v_x^{\text{rms}}$ ; c'est-à-dire que les fluctuations de  $\rho$  sont *minimales* en fin de cellules. Si l'on regarde attentivement le profil de  $v_y^{\text{rms}}$ , on distingue une très légère oscillation qui serait également en opposition de phase par rapport à celle de  $v_x^{\text{rms}}$ . D'après Seiner & Yu [253], l'évolution des fluctuations est gouvernée par l'écoulement moyen. La compression entraînant la concentration des perturbations dans un volume plus restreint, le taux de turbulence doit augmenter en fin de cellules. Cela ne semble cependant pas expliquer le comportement différent de  $v_y^{\text{rms}}$ .

Le taux de turbulence transverse est toujours proche de 10% mais a tendance à augmenter vers l'aval, alors que les *maxima* des fluctuations longitudinales sont proches de 16%, qui est le taux mesuré pour  $M_j = 1.10$  et  $1.15$ . Le niveau de 16% est marqué par une ligne brisée horizontale sur la figure. Tout se passe donc comme si la structure de cellules avait un rôle d'inhibiteur de fluctuations turbulentes.

Le cas  $M_j = 1.50$  est semblable à  $M_j = 1.35$  mais le plus fort degré de sous-détente rend les tendances plus claires. Le caractère inhibiteur des cellules vis-à-vis des fluctuations longitudinales est confirmé ici : les oscillations diminuent en amplitude vers l'aval (ce qui coïncide avec l'atténuation des cellules), avec une augmentation des minima de fluctuation alors que les maxima restent à 16%, la valeur en vigueur dans les jets subsoniques et supersoniques, légèrement sous-détendus. Les fluctuations transverses croissent aussi légèrement vers l'aval, en partant d'une valeur inférieure à ce qu'on mesure à  $M_j = 1.10$  et  $1.15$ . Il semble qu'on distingue ici aussi une légère oscillation des fluctuations transverses, en opposition de phase par rapport à leurs homologues longitudinales. Il faudrait d'autres mesures à nombre de Mach  $M_j$  plus élevé pour confirmer cette propriété.

Si l'on fait abstraction des oscillations de fluctuation relevées, la tendance générale des taux de turbulence est toujours très plate, ce qui est en désaccord avec certaines études de la littérature. Les fluctuations longitudinales de la quantité de mouvement mesurées par Seiner & Norum [251] à l'aide d'un fil chaud dans une couche de mélange à  $M_d = 2$  et  $M_j = 2.24$  augmentent de manière considérable vers l'aval. L'augmentation est moins franche mais bien réelle dans les fluctuations de masse volumique mesurées par Panda & Seasholtz [198] à  $M_j = 1.42$ . De même pour les fluctuations de vitesse mesurées par Bridges & Wernet [41]. Cette divergence semble être liée au fait que dans ces études, les taux de turbulence en sortie sont très faibles, proches de zéro. Cela vient sans doute du fait que les mesures

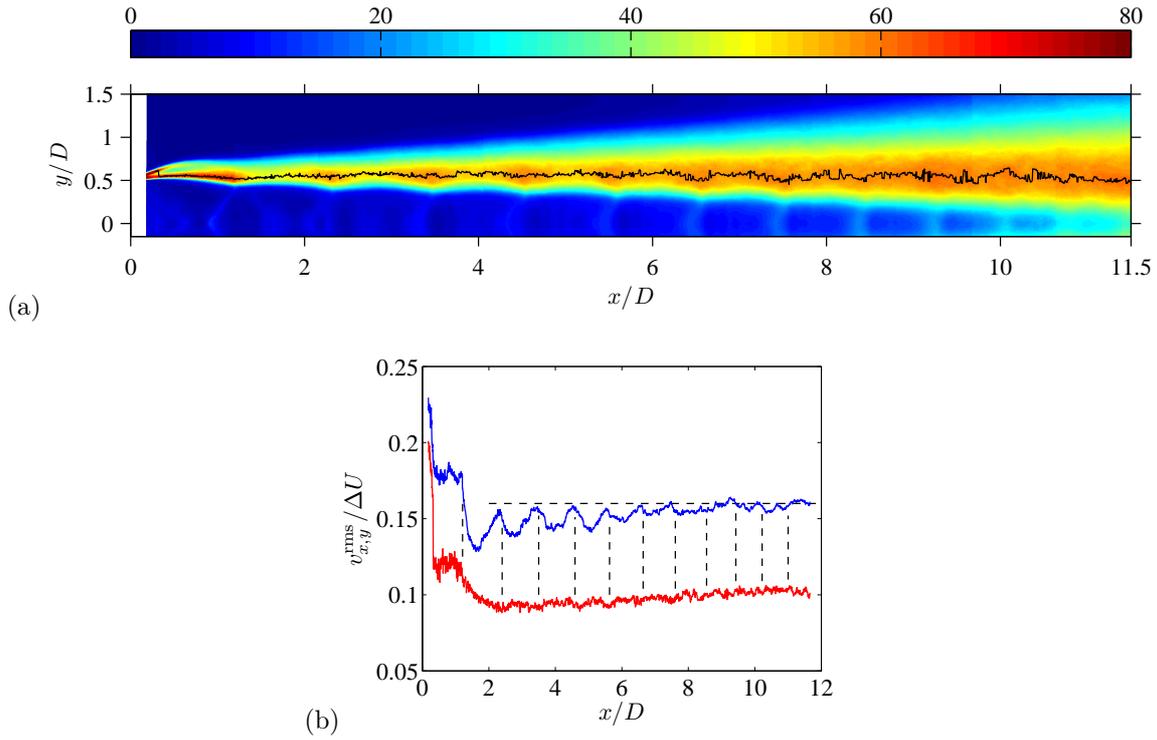


Fig. 3.44 Fluctuations pour  $M_j = 1.35$ . (a) Cartographie de  $v_x^{\text{rms}}$  ( $\text{m.s}^{-1}$ ) avec la ligne des maxima des fluctuations en noir, (b) taux de turbulence sur cette ligne. —  $v_x^{\text{rms}}/\Delta U$ , —  $v_y^{\text{rms}}/\Delta U$ . Les lignes verticales marquent la position des fins de cellules; la ligne horizontale marque 16%, qui est le niveau approximatif de l'intensité turbulente à  $M_j = 1.10$  et  $1.15$ .

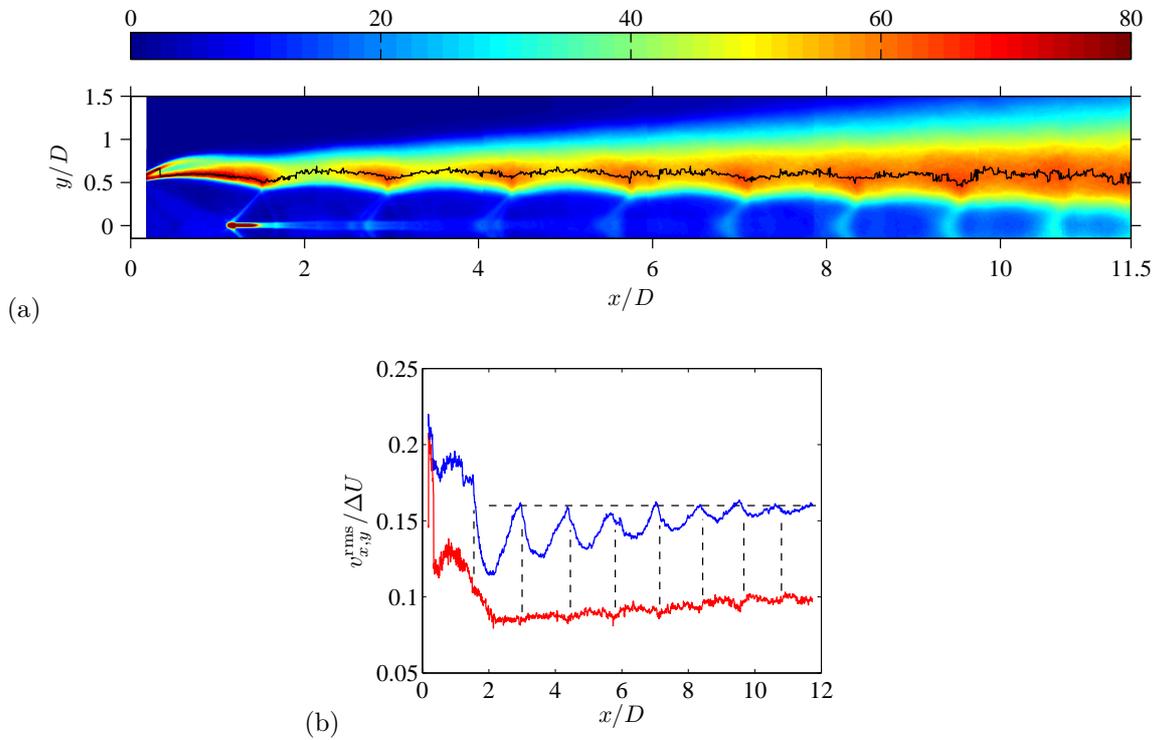


Fig. 3.45 Fluctuations pour  $M_j = 1.50$ . (a) Cartographie de  $v_x^{\text{rms}}$  ( $\text{m.s}^{-1}$ ) avec la ligne des maxima des fluctuations en noir, (b) taux de turbulence sur cette ligne. —  $v_x^{\text{rms}}/\Delta U$ , —  $v_y^{\text{rms}}/\Delta U$ . Les lignes verticales marquent la position des fins de cellules; la ligne horizontale marque 16%, qui est le niveau approximatif de l'intensité turbulente à  $M_j = 1.10$  et  $1.15$ .

ponctuelles sont réalisées dans ces études sur une ligne droite, qui doit démarrer hors de la couche de mélange. La ligne  $y/D = 0.5$  est par exemple très vite hors de la couche de mélange à forte sous-détente et c'est celle retenue par Seiner & Norum et Bridges & Wernet (dans cette dernière référence, la frontière du jet est un peu modifiée mais elle débute bien en  $y/D = 0.5$  en  $x/D = 0$ ). Il vaudrait donc mieux comparer les taux maximaux. Seuls les résultats de Bridges & Wernet s'y prêtent puisque les autres travaux n'étudient pas les mêmes quantités. A  $M_j = 1.4$ , les taux de turbulence longitudinaux atteignent chez eux environ 13.5% dans le jet sans screech, ce qui est un peu plus faible que ce qu'on obtient ici.

Le fait que les mesures de taux de turbulence soient en accord pour les plus faibles  $M_j$  avec ce qu'on trouve dans les jets subsoniques permet de valider les mesures par PIV d'une part, et de supposer que la structure de cellules n'a pas d'effet important sur les propriétés de la turbulence dans ces jets, d'autre part. Cette conclusion a déjà été énoncée par Seiner & Norum [251] à partir de comparaisons de spectres de fluctuation. Lorsque  $M_j$  augmente, il semble que la première cellule ait un rôle à part, avec des taux de fluctuation plus élevés que dans le reste du jet. En aval de la première zone de compression, la structure de cellules revêt un rôle d'inhibiteur de fluctuations. Ces deux propriétés ne sont pas expliquées pour le moment. On pourrait par exemple essayer d'évaluer les termes de production et de dissipation d'énergie cinétique turbulente à partir des mesures par PIV pour comprendre ces phénomènes.

### 3.2.1.3 Taille et forme des structures turbulentes

Des corrélations spatiales de vitesse ont été calculées à partir des champs issus de la PIV. Notons que l'on ne peut pas obtenir de corrélations spatio-temporelles avec notre système d'acquisition, en raison de la limitation en fréquence de répétition du laser utilisé. Il aurait fallu utiliser deux systèmes couplés, comme il a été fait par Bridges & Wernet [40] ou Fleury *et al.* [78].

Le coefficient de corrélation spatiale  $R_{ij}(\vec{x}, \vec{\xi})$  est écrit

$$R_{ij}(\vec{x}, \vec{\xi}) = \frac{\langle v'_i(\vec{x}, t) v'_j(\vec{x} + \vec{\xi}, t) \rangle}{v_i^{\text{rms}}(\vec{x}) v_j^{\text{rms}}(\vec{x} + \vec{\xi})} \quad (3.8)$$

où les indices  $i$  et  $j$  dénotent la composante de vitesse,  $'$  représente les fluctuations de  $\cdot$ ,  $\vec{x}$  est le point de calcul et  $\vec{\xi}$  est le vecteur de séparation spatiale. Les parenthèses anguleuses  $\langle \cdot \rangle$  signifient que l'on prend la moyenne d'ensemble de l'argument, c'est-à-dire que l'on calcule une moyenne sur l'ensemble des champs acquis (2000 ici). Conventionnellement, on utilisera l'indice 1 pour la direction longitudinale et 2 pour la direction transverse. Il existe des formulations alternatives à (3.8); il a été cependant vérifié [77] que les écarts induits étaient peu significatifs.

Les intercorrélations  $R_{11}$  et  $R_{22}$  ont été calculées en déplaçant le point de référence le long de la couche de mélange. Ce point a été maintenu sur une ligne horizontale du maillage, *i.e.* à  $y/D$  fixé. La discrétisation spatiale a été déterminée de sorte à disposer d'environ 12 points par longueur de cellule, en prenant  $1.15\beta D$  pour celle-ci. En vertu de l'équation (3.8), le temps  $t$  doit être le même pour chaque doublet de points de mesure. Ceci fait que les corrélations ne peuvent être calculées que sur des champs d'environ  $2D$  de long, correspondant au champ de vision des deux caméras accolées.

Des exemples de taches de corrélation sont montrés en figure 3.46. Elles ont été exploitées de deux manières. D'abord, les échelles intégrales de longueur de la turbulence ont été déterminées. Elles donnent une idée de la taille des structures turbulentes. Par ailleurs, la forme de ces structures a été déduite.

A partir de  $R_{ii}$ ,  $i \in (1, 2)$ , on peut calculer l'échelle de corrélation de  $v'_i$  dans la direction  $k$ ,  $k \in (1, 2)$ ,

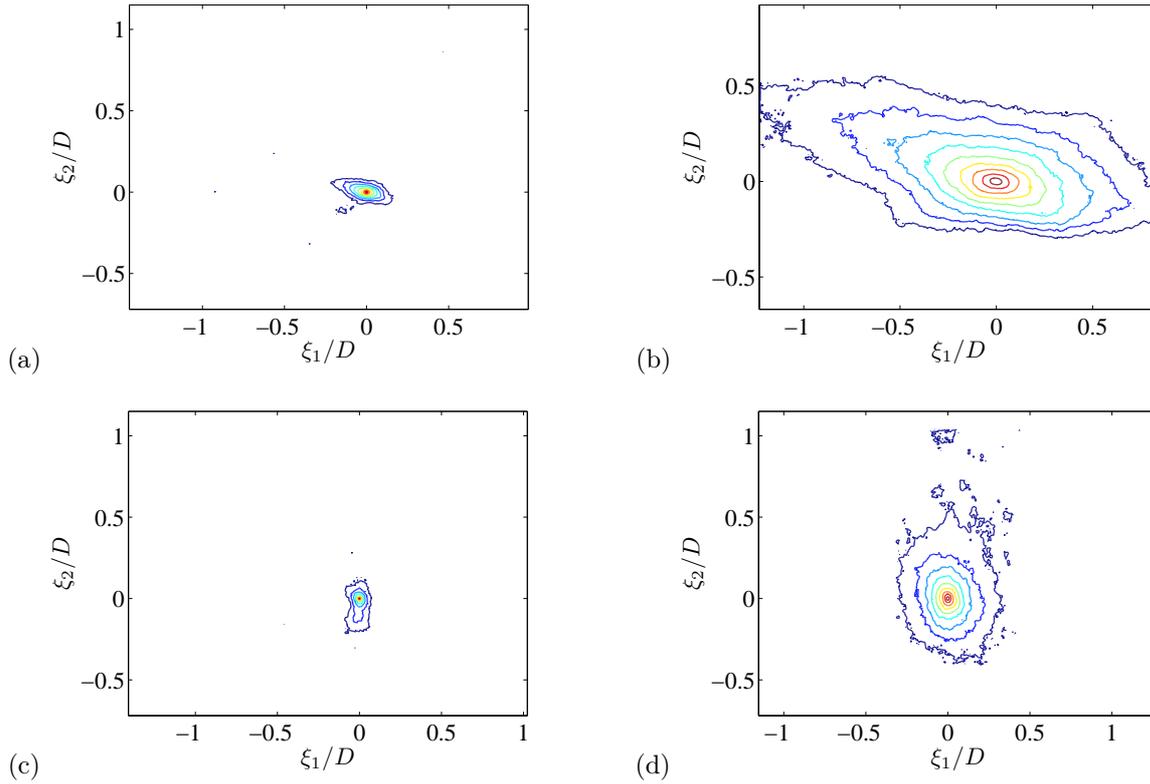


Fig. 3.46 Isocontours de corrélations pour  $M_j = 1.15$ ,  $y/D_j = 0.5$ . (a)  $R_{11}$ ,  $x/D = 1.5$ ; (b)  $R_{11}$ ,  $x/D = 9$ ; (c)  $R_{22}$ ,  $x/D = 1.5$ ; (d)  $R_{22}$ ,  $x/D = 9$ . Les isocontours représentent des niveaux de corrélation de 0.1 à 0.9 tous les 0.1.

par

$$L_{ii}^{(k)}(\vec{x}) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{ii}(\vec{x}, \xi_k) d\xi_k \quad (3.9)$$

où  $\xi_k$  est la distance de séparation dans la direction  $k$ . En pratique, on arrête l'intégration à des distances de séparation  $\xi_k$  finies, d'abord parce qu'on est obligé mais aussi parce que cette intégrale n'est pas toujours représentative de l'échelle de taille de la turbulence : dans une turbulence homogène isotrope, elle vaut zéro. Fleury *et al.* [78] arrêtent l'intégration à la valeur de  $\xi_k$  donnant une corrélation  $R_{ii}$  nulle. Ici, les taches de corrélations sont parfois assez bruitées pour les niveaux très faibles, donc l'intégration est effectuée jusqu'à l'isocontour de valeur 0.1, de façon centrée autour de chaque point de référence.

Les profils transverses des corrélations  $R_{11}$  montrées en figure 3.46 sont représentés en figure 3.47, avec les domaines d'intégration du coefficient de corrélation. Ces courbes traduisent bien l'augmentation de la taille des structures turbulentes lorsqu'on avance dans la couche de mélange, puisque de forts niveaux de corrélation perdurent plus loin du point de référence pour  $x/D = 9$  que pour  $x/D = 1.5$ .

D'abord, la sensibilité de l'estimation des échelles de longueur envers les paramètres de calcul est estimée. On ne montre ici que les résultats concernant  $L_{11}^{(2)}$ , mais il a été vérifié que les autres échelles se comportent de la même manière. La convergence des échelles sur les 2000 champs de vecteurs acquis est démontrée en figure 3.48 (a). Le calcul avec 500 champs est plus bruité, mais les échelles sont du même ordre de grandeur. Un calcul d'échelles sur des champs de vitesse issus de dépouillements avec des fenêtres finales de  $16 \times 16$  pixels<sup>2</sup> au lieu de  $8 \times 8$  est montré en figure 3.48 (b). On constate que les échelles augmentent légèrement lorsqu'on augmente la taille de la fenêtre finale. Cette tendance a été vérifiée ponctuellement avec un dépouillement en  $32 \times 32$  et s'explique probablement par le moyennage spatial des champs de vecteurs induit par de plus grandes fenêtres. Le point important ici est que le calcul

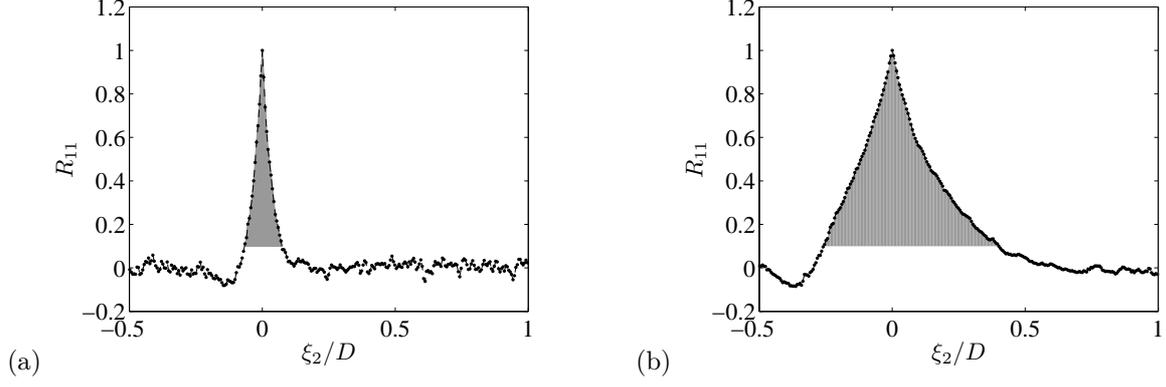


Fig. 3.47 Profils transverses de corrélation  $R_{11}$  pour les deux cas présentés en figure 3.46 (a) et (b). (a)  $x/D = 1.5$ , (b)  $x/D = 9$ . Les surfaces grisées représentent le domaine d'intégration pour trouver les échelles intégrales de turbulence, à savoir  $L_{11}^{(2)}$  ici.

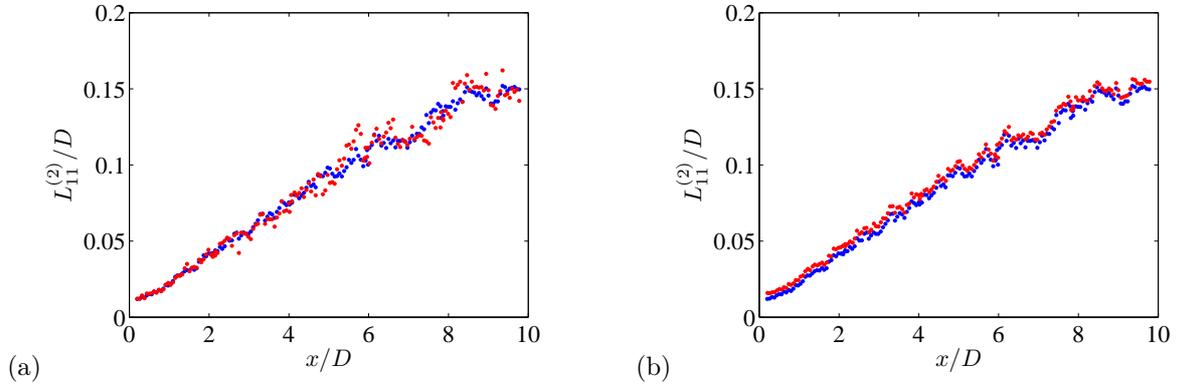


Fig. 3.48 Etude de la sensibilité de l'estimation de  $L_{11}^{(2)}$  aux paramètres de calcul,  $M_j = 1.15$ . (a) Effet du nombre de champs de vecteurs considérés (convergence), • 2000 champs, • 500 champs; (b) effet de la taille de la fenêtre d'interrogation finale, •  $8 \times 8$ , •  $16 \times 16$ .

des échelles issu des champs en  $8 \times 8$  n'est pas plus bruité que celui issu des champs en  $16 \times 16$  pixels<sup>2</sup>.

L'influence de la position de la ligne de calcul est montrée en figure 3.49. Pour deux lignes situées de part et d'autre de  $y/D = 0.5$ ,  $L_{11}^{(2)}$  ne varie quasiment pas pour  $M_j = 1.15$  en (a). Même constat pour  $M_j = 1.50$  en prenant une ligne horizontale à  $y/D_j = 0.5$  ou une ligne courbe suivant le lieu des maxima de  $v_x^{\text{rms}}$ . Du fait du caractère intégré des corrélations, la position exacte de la ligne n'a que peu d'importance sur les résultats finaux. Tous les résultats présentés ici ont donc été calculés sur une ligne à  $y/D_j = 0.5$ .

Le fait de tronquer les courbes du coefficient de corrélations à 0.1 au lieu de 0 lors de l'intégration n'a qu'un très faible effet, lorsque les coefficients sont propres jusqu'à 0. Ceci est montré en figure 3.50, toujours pour  $L_{11}^{(2)}$ . En particulier, on n'observe pas de changement notable de croissance des échelles de longueur.

Notons enfin que tous les calculs ont été effectués à partir des champs de vecteurs non filtrés. Des tests avec le filtrage de Chauvenet (voir le paragraphe A.5.5.6) ont en effet permis de déterminer que le filtrage avait une influence négligeable.

L'évolution de  $L_{ii}^{(j)}$  en fonction de la distance axiale est montrée en figure 3.51 pour  $M_j = 1.10$ . Ce cas est comparé avec ce qu'on observe dans des jets subsoniques, puis servira ensuite de référence pour étudier l'influence de  $M_j$ . Les lois linéaires de Laurence [127] et Davies *et al.* [63] pour  $L_{11}^{(1)}$  et de Liepman & Laufer [132] pour  $L_{11}^{(2)}$  sont également rappelées. Les trous dans la courbe de  $L_{11}^{(1)}$ , qui se retrouvent un peu dans la courbe de  $L_{22}^{(1)}$ , proviennent du découpage du jet en six plans d'environ

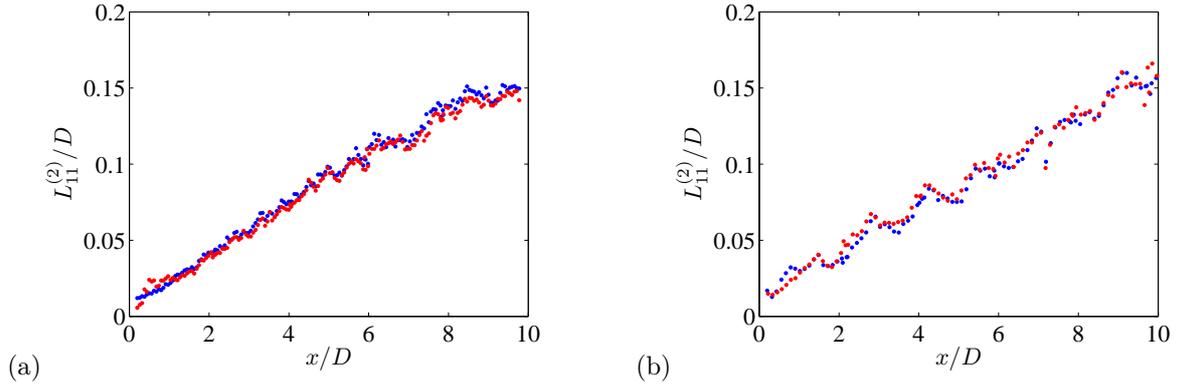


Fig. 3.49 Etude de la sensibilité de l'estimation de  $L_{11}^{(2)}$  à la position de ligne de calcul. (a)  $M_j = 1.15$  :  $\bullet$   $y = 0.5D_j$ ,  $\bullet$   $y = 0.46D_j$  ( $D_j \approx 1.01D$ ); (b)  $M_j = 1.50$  :  $\bullet$   $y = 0.5D_j$ ,  $\bullet$  calcul sur la ligne des maxima de  $v_x^{\text{rms}}$ , cf. figure 3.45 (a).

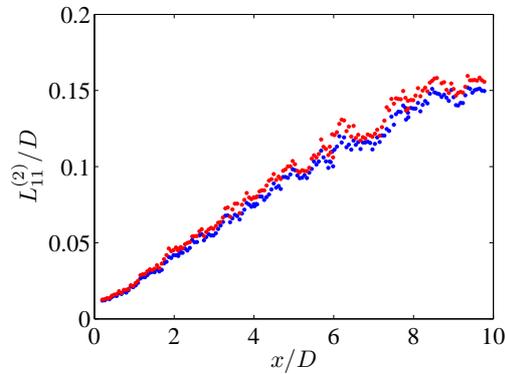


Fig. 3.50 Effet de la limite basse d'intégration sur l'estimation de  $L_{11}^{(2)}$ ,  $M_j = 1.15$ .  $\bullet$  Niveau limite de 0.1,  $\bullet$  niveau limite de 0.

$2D$  de long acquis séparément. Ceci induit une *troncature* des structures calculées au bord de chaque domaine. On remarque que toutes les échelles, hormis  $L_{22}^{(2)}$ , croissent linéairement avec la coordonnée axiale.  $L_{22}^{(2)}$  est plus bruitée que les autres, mais on retrouve une croissance affine au-delà de  $x/D \approx 3$ . Le bruit provient de ce que le coefficient de corrélation ne décroît pas toujours de manière monotone lorsque  $\xi_2$  augmente, ce qui génère parfois un épaulement à la courbe de  $R_{22}$ . Pour obtenir une évolution moins bruitée et linéaire de  $L_{22}^{(2)}$ , il faudrait intégrer  $R_{22}$  jusqu'à des niveaux supérieurs à 0.1, ce qui n'est pas fait ici pour rester cohérent entre les  $L_{ii}^{(j)}$ . Toutes les échelles estimées ont un taux de croissance plus faible que ceux des jets subsoniques [78]. Cela se voit en particulier en (a) par comparaison avec les pentes des droites de référence. On peut d'ores-et-déjà dire que cet écart ne peut pas venir de la différence sur les bornes d'intégration, voir la figure 3.50.

La comparaison entre les  $M_j$ , proposée en figure 3.52, montre de grandes ressemblances pour tous les cas mesurés. La proximité entre les  $M_j$  est remarquable pour  $L_{11}^{(1,2)}$ , alors que les échelles  $L_{22}^{(1,2)}$  croissent légèrement moins vite lorsque  $M_j$  augmente. On distingue cependant une petite ondulation des échelles pour  $M_j = 1.50$ , visible essentiellement sur le tracé de  $L_{11}^{(2)}$ , reproduit en figure 3.53. Les positions des fins de cellules sont également marquées sur cette figure. On constate que l'oscillation est en phase avec les cellules, de manière similaire à celle de  $\delta_\theta$ . Il semble pourtant que l'oscillation de  $L_{11}^{(2)}$  soit plus importante que celle de  $\delta_\theta$ . Il se peut donc que ce soit les cellules elles-mêmes qui modifient *directement* les structures turbulentes, indépendamment de la variation de l'épaisseur de la couche de mélange.

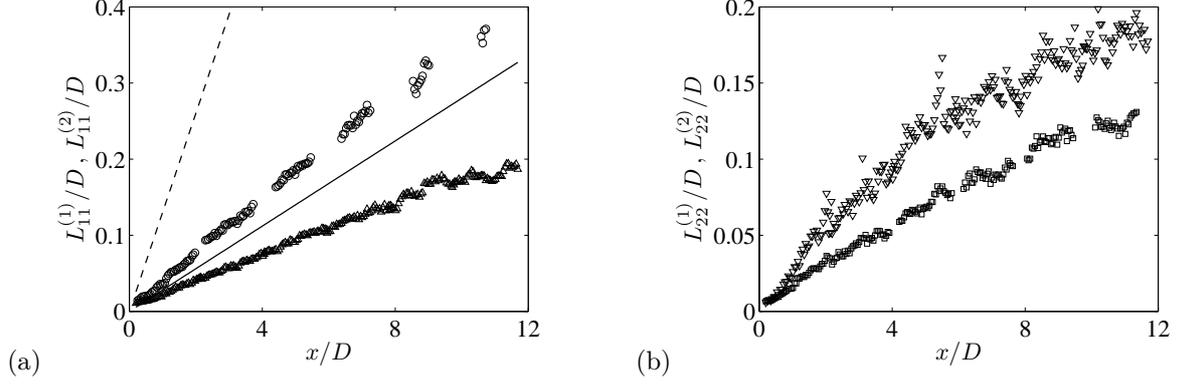


Fig. 3.51 Echelles intégrales de longueur,  $M_j = 1.10$ . (a)  $\circ L_{11}^{(1)}$ ,  $\triangle L_{11}^{(2)}$ , (b)  $\square L_{22}^{(1)}$ ,  $\nabla L_{22}^{(2)}$ . -- Laurence [127] et Davies *et al.* [63] :  $L_{11}^{(1)} = 0.13x$ ; — Liepman & Laufer [132] :  $L_{11}^{(2)} = 0.028x$ .

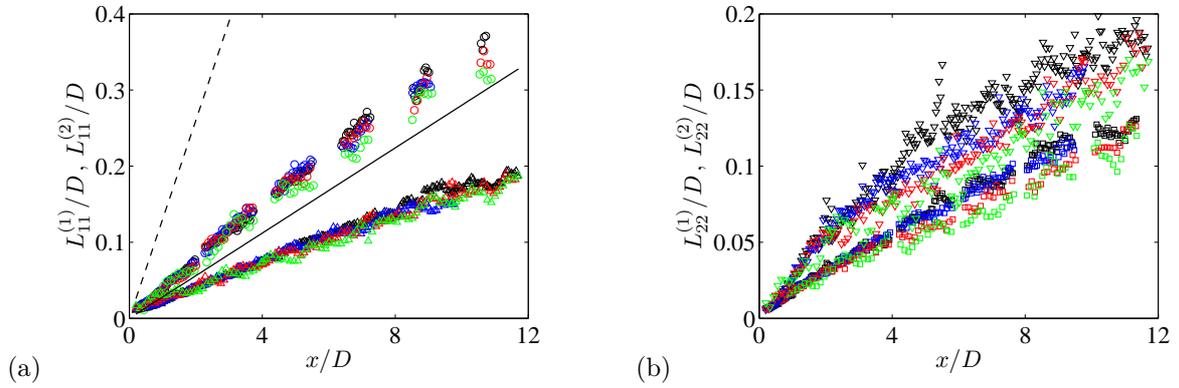


Fig. 3.52 Echelles intégrales de longueur pour tous les  $M_j$ . (a)  $L_{11}^{(1)}$  et  $L_{11}^{(2)}$ , (b)  $L_{22}^{(1)}$  et  $L_{22}^{(2)}$ .  $\circ L_{11}^{(1)}$ ,  $\triangle L_{11}^{(2)}$ ,  $\square L_{22}^{(1)}$ ,  $\nabla L_{22}^{(2)}$ . -- Laurence [127] et Davies *et al.* [63] :  $L_{11}^{(1)} = 0.13x$ ; — Liepman & Laufer [132] :  $L_{11}^{(2)} = 0.028x$ . Noir :  $M_j = 1.10$ , bleu :  $M_j = 1.15$ , rouge :  $M_j = 1.35$ , vert :  $M_j = 1.50$ .

On présente le rapport des taux de croissance entre les échelles de longueur et  $\delta_\theta$  pour tous les  $M_j$  dans la table 3.2. Dans ce tableau sont également indiqués les rapports simples observés par Fleury *et al.* [78].  $L_{11}^{(1)}/\delta_\theta$  et  $L_{11}^{(2)}/\delta_\theta$  sont ici aussi assez proches de 2 et 1. Cet accord permet de dire que la plus faible croissance observée à partir des figures 3.51 (a) et 3.52 (a) pour ces deux échelles provient simplement des plus faibles taux de croissance rencontrés aux nombres de Mach étudiés. En revanche, notre rapport  $L_{22}^{(1)}/\delta_\theta$  est bien inférieur à 1. Par ailleurs, on constate une croissance non négligeable des rapports entre  $M_j = 1.10$  et 1.50. On en déduit que l'épaisseur de la couche de mélange décroît plus vite avec  $M_j$  que les échelles intégrales.

La comparaison des échelles de turbulence avec l'épaisseur de la couche de mélange permet de se faire une idée de la taille de structures.  $L_{11}^{(2)}$  et  $L_{22}^{(2)}$  étant de l'ordre de  $\delta_\theta$ , elles sont environ 7.5 fois plus faibles que l'épaisseur  $\delta$  de la couche de mélange. Dans l'acceptation de Papamoschou & Roshko [205], on qualifie les structures turbulentes de *grandes* lorsque leur taille est du même ordre de grandeur que l'épaisseur de la couche de mélange locale. Ici, ça ne semble pas être tout à fait le cas, au moins lorsqu'on définit la taille de structures par une échelle intégrale de longueur.

Pour conclure sur les échelles de turbulence, on peut dire que de grandes similarités ont été observées entre les jets sous-détendus étudiés ici et les résultats connus pour les jets subsoniques, ce qui rejoint les conclusions sur les taux de turbulence. De même que la structure de cellules ne modulait qu'à peine la croissance de la couche de mélange, et seulement aux plus fortes valeurs de  $M_j$ , la croissance des structures turbulentes ondule légèrement au rythme des cellules uniquement pour  $M_j = 1.50$ . Pour

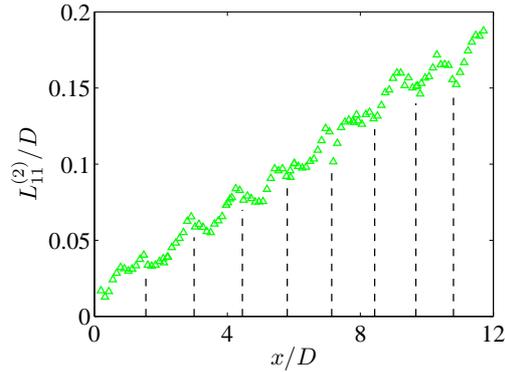


Fig. 3.53  $L_{11}^{(2)}$  pour  $M_j = 1.50$  (reproduit de la figure 3.52 (a)). Les lignes verticales marquent la position des fins de cellules.

	$L_{11}^{(1)}/\delta_\theta$	$L_{11}^{(2)}/\delta_\theta$	$L_{22}^{(1)}/\delta_\theta$	$L_{22}^{(2)}/\delta_\theta$
$M_j = 1.10$	1.76	0.83	0.56	0.60
$M_j = 1.15$	1.95	0.89	0.66	0.66
$M_j = 1.35$	2.06	0.97	0.64	0.86
$M_j = 1.50$	2.15	1.03	0.67	0.89
Fleury <i>et al.</i> [78]	2	1	1	—

Tab. 3.2 Rapport des taux de croissance entre les échelles intégrales de longueur et l'épaisseur de quantité de mouvement ( $M_f = 0.05$ ).

toutes les échelles calculées, sauf  $L_{22}^{(2)}$ , la croissance des structures se fait de façon linéaire, et le rapport des taux de croissance des structures sur l'épaisseur de la couche de mélange est similaire aux jets subsoniques pour  $L_{11}^{1,2}$ , mais plus faible pour  $L_{22}^1$ .

On s'intéresse maintenant à la forme des structures. Les contours de niveaux de corrélation montrés en figure 3.46 suggèrent que les structures sont de forme elliptique en moyenne, ce qui a déjà été repéré par Mahadevan & Loth [139] ou Fleury *et al.* [78]. Pour analyser de façon quantitative les taches de corrélation, des ellipses ont été superposées aux contours. On peut voir le résultat de cette opération pour les corrélations de la figure 3.46 en figure 3.54. On s'est restreint dans la suite aux contours de niveau 0.3 à 0.8. En effet, les contours de plus faibles niveaux sont plus irréguliers et le contour de niveau 0.9 est en général trop petit pour que l'algorithme de reconnaissance d'ellipse fonctionne. Pour chaque contour de chaque cartographie de corrélation, l'inclinaison, la taille des axes et l'excentricité de l'ellipse ont ainsi été obtenues. L'inclinaison est définie comme l'angle entre l'axe du jet et le grand axe de l'ellipse, et est prise positive dans le sens trigonométrique. Nous rappelons que si  $a$  et  $b$  sont les grand et petit axes d'une ellipse, l'excentricité s'exprime comme

$$e = \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a} \quad (3.10)$$

$e$  est proche de 1 lorsque l'ellipse est aplatie, et égale à zéro lorsque c'est un cercle. Il a été vérifié que les 2000 champs de vecteurs sont suffisants pour obtenir des paramètres d'ellipse (excentricité et inclinaison) convergés.

L'évolution des propriétés des ellipses le long de la couche de mélange est montrée en figure 3.55 pour  $M_j = 1.10$  et  $R_{11}$ . Malgré la compacité des contours de corrélation dans les premiers diamètres du jet, les résultats sont propres dès  $x/D = 0$ , ce qui plaide en faveur de l'algorithme de reconnaissance d'ellipses. Seule l'inclinaison est assez chaotique jusqu'à  $x/D = 2$ , ce qui est sans doute relié à la forme ronde des ellipses pour  $x/D < 2$  (voir en effet les valeurs de l'excentricité). Nous comparons pour cette

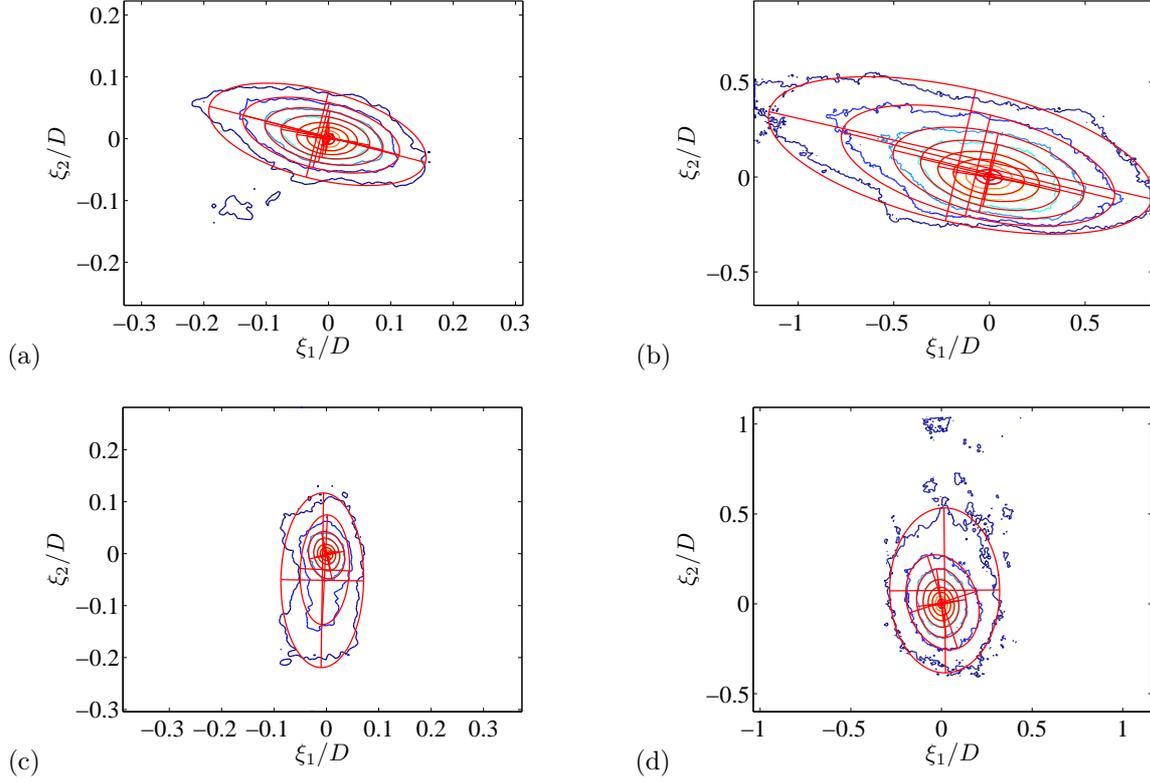


Fig. 3.54 Calcul d'ellipses sur les taches de corrélation de la figure 3.46 ( $M_j = 1.15$ ,  $y/D_j = 0.5$ ). (a)  $R_{11}$ ,  $x/D = 1.5$ ; (b)  $R_{11}$ ,  $x/D = 9$ ; (c)  $R_{22}$ ,  $x/D = 1.5$ ; (d)  $R_{22}$ ,  $x/D = 9$ . Les isocontours représentent des niveaux de corrélations de 0.1 à 0.9 tous les 0.1. Les échelles des abscisses et ordonnées sont identiques dans chaque figure, mais on a zoomé sur la structure en  $x/D = 1.5$ .

valeur de  $M_j$  les différents contours entre eux, en notant bien que les autres  $M_j$  se comportent de la même manière.

- L'excentricité diminue lorsque le niveau de corrélation augmente, ce qui veut dire que les contours de fort niveau sont plus ronds que ceux de faible niveau. Ceci se voit bien en figure 3.54.
- L'inclinaison des ellipses dépend du niveau de corrélation, et diminue (en valeur absolue) lorsque le niveau augmente. Les inclinaisons n'évoluant pas entre  $x/D \approx 3$  et 11, des moyennes ont été calculées sur cet intervalle. Les résultats sont :  $-15.1^\circ$ ,  $-13.6^\circ$ ,  $-11.9^\circ$ ,  $-10.1^\circ$ ,  $-8.2^\circ$  et  $-6.6^\circ$  pour les contours de niveau 0.3 à 0.8. Les structures sont penchées du côté de l'écoulement rapide, comme il a déjà été noté [139, 78, 297]. Le fait que les contours pivotent pour se rapprocher de l'axe du jet lorsque le niveau de corrélation augmente est visible sur la figure 3.54. Les inclinaisons obtenues sont assez proches des valeurs annoncées par Fleury *et al.* [78] et Veltin & McLaughlin [297]. L'inclinaison de  $28^\circ$  calculée par Mahadevan & Loth [139] provient de l'analyse d'une structure instantanée dans une couche de mélange entre un écoulement plan à Mach 1.7 et le milieu extérieur sans écoulement imposé. Si l'on ajoute que leurs résultats proviennent de l'analyse d'images obtenues par diffusion de Mie, il n'est peut-être pas surprenant que nos valeurs ne soient pas en très bon accord.
- le rapport des axes  $a$  et  $b$  de l'ellipse sur l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de mélange ne varie pas le long du jet, ce qui traduit que la croissance des structures est concomitante à celle de la couche de mélange. Lorsque le niveau de corrélation augmente, la taille de l'ellipse diminue, bien entendu. Les pics négatifs périodiques visibles aux alentours de  $x/D = 6$ , 8 et 10 pour  $a/\delta_\theta$  proviennent de la troncature des structures mentionnée plus haut. On a ainsi accès à une autre mesure de la taille des structures turbulentes. Si l'on considère  $a/\delta_\theta$  pour le

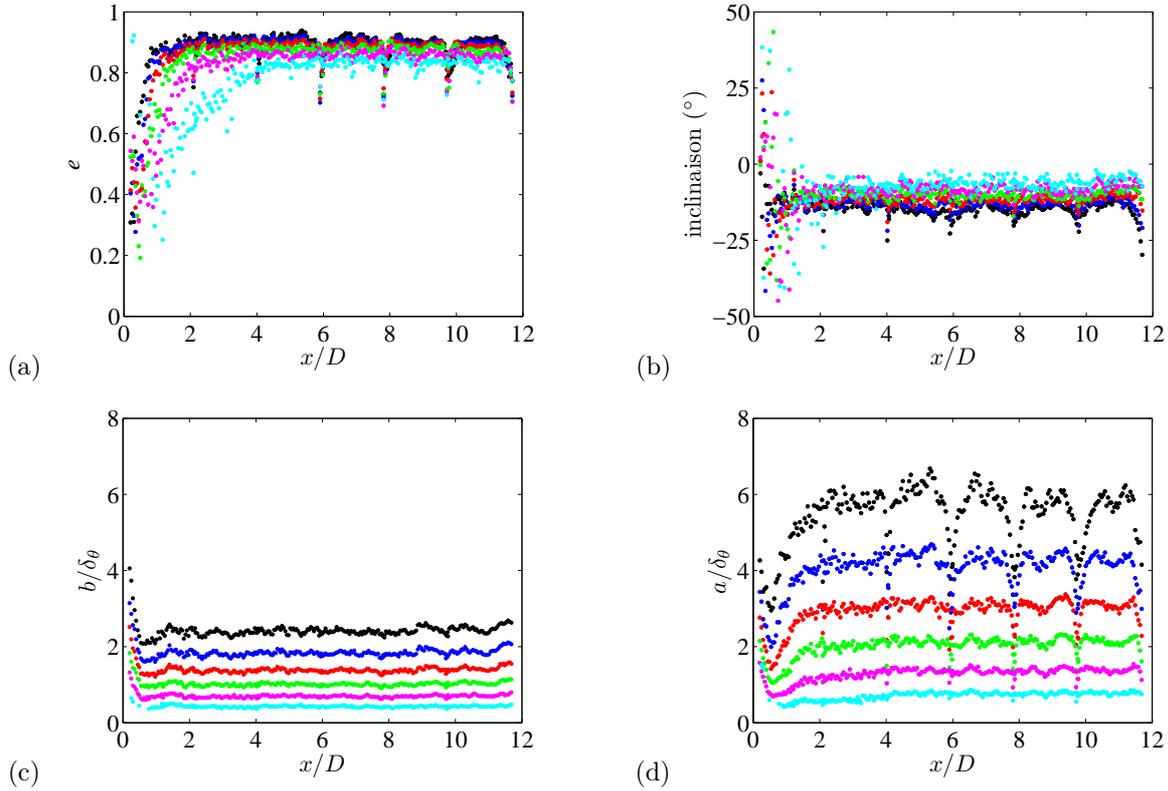


Fig. 3.55 Propriétés des contours de corrélation  $R_{11}$  traités comme des ellipses,  $M_j = 1.10$ . (a) Excentricité, (b) inclinaison, (c) petit axe, (d) grand axe. Contours de niveau : ● 0.3, ● 0.4, ● 0.5, ● 0.6, ● 0.7, ● 0.8.

contour de niveau 0.5, comme le font Mahadevan & Loth [139], on obtient environ 3 sur toute la longueur du jet, ce qui correspond à  $a/\delta = 0.4$  (rappelons que l'épaisseur  $\delta$  de la couche de mélange est environ 7.5 fois plus grand que  $\delta_\theta$ ). Ce rapport est plus faible que celui de 0.93 trouvé par Mahadevan & Loth. Il faut bien noter que leur technique se limite à visualiser les structures par diffusion de Mie. Les calculs de corrélation porte sur les niveaux de gris des images acquises, et non sur une grandeur physique de l'écoulement, comme la vitesse ici. Il semble donc que les structures apparaissent plus grandes lorsqu'elles sont visualisées par une technique optique, telle la diffusion de Mie [139] ou la striescopie [205], que lorsqu'on les détermine par corrélations de vitesse.

Les résultats issus de  $R_{22}$  ne sont pas montrés ici. Ils sont semblables à ceux de  $R_{11}$ , quoiqu'ils soient souvent un peu plus bruités. Les contours de  $R_{22}$  étant plus ronds que ceux de  $R_{11}$ , leur excentricité est plus faible. L'inclinaison est assez proche de  $90^\circ$ , ce qui est en accord avec les contours de Fleury *et al.* [78]. Enfin, les axes des ellipses sont plus petits que pour  $R_{11}$ . Ceci se comprend en se rapportant aux courbes des  $L_{ii}^{(j)}$ .

On compare en figure 3.56 les différents jets étudiés. Le contour de niveau 0.5 est choisi. On remarque encore une fois que les jets à  $M_j = 1.10$  et  $1.15$  sont très similaires, et on ne distingue dans ces deux cas aucune trace de la présence d'une structure de cellules. La situation change pour  $M_j = 1.35$  et  $1.50$ . On constate sur toutes les courbes, mais surtout sur l'inclinaison et le petit axe, une oscillation quasi-périodique. Est tracée en figure 3.57 l'évolution de l'inclinaison de la ligne de courant locale et du contour de niveau 0.5 le long de la ligne de calcul ( $y/D_j = 0.5$ ), pour  $M_j = 1.50$ , de même que la différence entre ces deux courbes. La position des fins de zones de compression est également indiquée. On vérifie que les oscillations sont en phase avec le réseau de cellules, et qu'en fin de cellule, l'inclinaison de la ligne de courant est bien de  $0^\circ$ . On constate également que l'inclinaison relative des structures

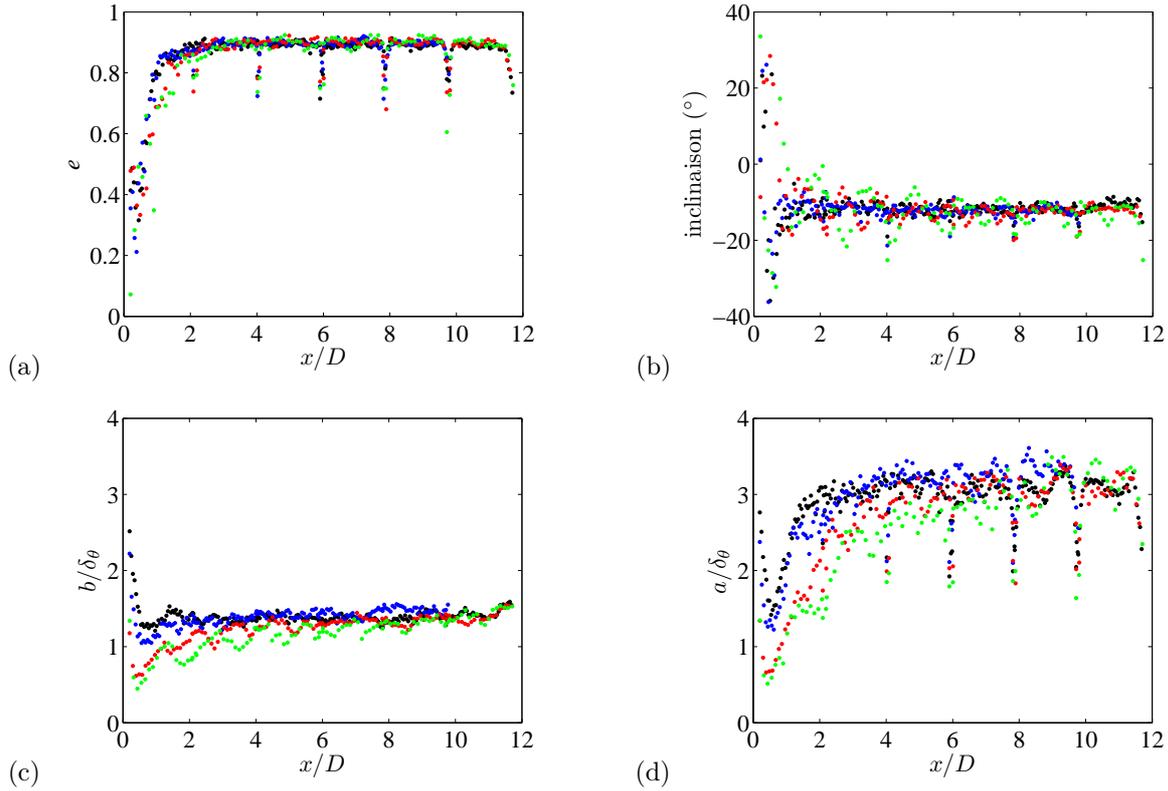


Fig. 3.56 Propriétés des contours de corrélation  $R_{11}$  de niveau 0.5 pour tous les  $M_j$ . (a) Excentricité, (b) inclinaison, (c) petit axe, (d) grand axe. •  $M_j = 1.10$ , •  $M_j = 1.15$ , •  $M_j = 1.35$ , •  $M_j = 1.50$ .

par rapport à la ligne de courant locale est quasiment constante, comme il est évident par la figure (b) (les points s'écartant de la droite horizontale sont situés aux démarcations entre les différents champs de vision, et sont donc sans rapport avec la structure du jet). Cela signifie que les structures pivotent en suivant l'écoulement moyen pendant l'advection.

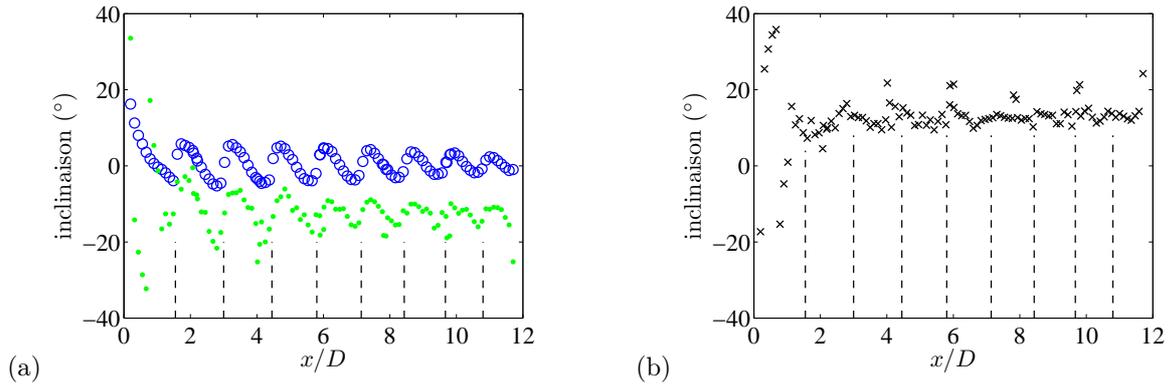


Fig. 3.57 (a) Evolution des inclinaisons de la ligne de courant (o) et du contour de  $R_{11}$  de niveau 0.5 (•, reproduit de la figure 3.56 (b)) le long de la ligne  $y/D_j = 0.5$ , à  $M_j = 1.50$ ; (b) différence entre ces deux courbes. Les lignes verticales marquent la position des fins de cellules.

### 3.2.1.4 Vitesse de convection des structures turbulentes

La vitesse de convection des structures turbulentes est un paramètre très important pour les modèles de bruit de choc. Aussi bien pour le screech que pour le bruit de choc large bande, la vitesse de convection est l'un des deux paramètres, avec la longueur des cellules, qui pilotent la fréquence émise. La

vitesse de convection a beaucoup été mesurée dans les jets subsoniques ou supersoniques parfaitement détendus. Pour les jets supersoniques, citons par exemple les estimations de McLaughlin *et al.* [70, 207, 294] à The Pennsylvania State University par mesures déflectométriques, de Panda [196] ( $M_j = 1.4$  et  $1.8$ ) par système de diffusion de Rayleigh à deux faisceaux, de Tam *et al.* [283] ( $M_j = 1.66$ ) par mesures microphoniques en champ proche, en plus des estimations par visualisation de structures [131, 290]. Les mesures dans des jets imparfaitement détendus sont beaucoup plus rares en revanche. On peut les diviser en deux catégories : les mesures s'appuyant sur la fréquence du screech, et les mesures directes par intercorrélation. Les expériences connues sont rassemblées dans les tables 3.3 et 3.4 (jets ronds seulement). On écrit traditionnellement  $U_c$  comme une fraction de la vitesse du jet parfaitement détendu, comme

$$U_c = \alpha_{U_c} U_j \quad (3.11)$$

avec  $\alpha_{U_c}$  un facteur compris entre 0 et 1. La mesure de Harper-Bourne & Fisher [90] a été la seule pendant longtemps, et la valeur  $\alpha_{U_c} = 0.7$  a de fait été beaucoup citée dans les études sur le bruit de choc large bande, notamment pour le développement de modèles [90, 184, 281]. Norum & Seiner [184] confirment cette valeur par des mesures acoustiques en exploitant le modèle d'Harper-Bourne & Fisher. Notons également que Martlew [142] aboutit à cette valeur de 0.7 à partir de la mesure de fréquence du BBSAN à  $90^\circ$  du jet, avant même le modèle d'Harper-Bourne & Fisher. Davies & Oldfield [61] obtiennent une valeur de 0.65 pour une large gamme de mesure, en visualisant l'advection des structures turbulentes sur des images Schlieren. Hu & McLaughlin [99] ont procédé par mesure de phase au fil chaud dans un jet à bas nombre de Reynolds excité aux fréquences des ondes d'instabilités se développant naturellement. Powell *et al.* [219], Panda *et al.* [197] et Massey & Ahuja [143] ont déterminé la vitesse de convection en fonction du mode de screech. Les premiers la calculent à partir de la visualisation de la longueur d'onde hydrodynamique sur des images Schlieren ; Panda *et al.* [197] la déduisent de mesures de la fréquence du screech et de la longueur de l'onde stationnaire se formant dans le champ proche acoustique à l'extérieur du jet (en raison de la superposition des fluctuations hydrodynamiques advectées par l'écoulement et des ondes acoustiques remontant vers l'amont), par le biais de l'équation (4.10) ; les derniers réalisent une mesure de phase avec un microphone dans la couche de mélange. Panda *et al.* mettent en garde cependant envers les estimations de vitesse de convection par mesure de phase en raison de l'effet perturbateur de l'onde stationnaire. Kerhervé *et al.* [111] utilisent deux systèmes LDV pour calculer des corrélations de vitesse et trouvent  $\alpha_{U_c} \approx 0.6$  au centre de la couche de mélange quelle soit la position axiale de la mesure. Enfin, Veltin [294, 297] met à profit le déflectomètre à The Pennsylvania State University pour explorer les jets sous-détendus. Il observe une diminution de  $\alpha_{U_c}$  lorsque  $M_j$  augmente (tendance exprimée par une loi polynômiale selon  $\beta^4$ ), pour des valeurs comprises entre 0.75 et 0.57. Il faut faire attention cependant au fait que ses mesures sont localisées à  $x/D = 4$ , ce qui empêche de remarquer toute éventuelle modulation axiale de  $U_c$ .

Toutes ces mesures ont été réalisées avec un jet screechant, hormis certaines de Veltin, qui a parfois utilisé une tab pour éliminer le screech. Or, il est clair que la vitesse de convection est dictée par le mode de screech, voir la table 3.3. Par ailleurs, il manque dans ces travaux une certaine discrétisation spatiale des mesures, ce qui empêche d'observer l'évolution de  $U_c$  au travers des cellules de choc. Il est donc utile de s'intéresser à la vitesse de convection dans les jets imparfaitement détendus.

La vitesse de convection peut être mesurée par intercorrélations spatio-temporelles. Si l'on mesure une grandeur de l'écoulement en deux points simultanément, on observera un maximum de corrélation entre les deux signaux temporels lorsqu'on décale le signal aval d'un temps correspondant au temps que mettent les structures turbulentes pour aller du premier point au deuxième. Cela suppose que l'on est capable d'acquérir les signaux à suffisamment haute fréquence pour bien discrétiser le temps

Auteurs	$M_j$	$U_c/U_j$	technique
Davies & Oldfield [61]	large gamme	0.65	visualisation Schlieren
Hu & McLaughlin [99]	1.4 ; 2.1	0.55 ; 0.66	mesure de phase
Powell <i>et al.</i> [219]	modes de screech A ; B ; C ; D	0.64 ; 0.60-0.75 ; 0.80 ; 0.75	visualisation Schlieren
Panda <i>et al.</i> [197]	modes de screech A ; B ; C ; D	0.67 ; 0.58 ; 0.66 ; 0.69	onde stationnaire
Massey & Ahuja [143]	modes de screech A ; B ; C	0.67 ; 0.60 ; 0.62	mesure de phase

Tab. 3.3 Mesures, par le biais du screech, de la vitesse de convection dans des jets supersoniques imparfaitement détendus.

Auteurs	$M_j$	$U_c/U_j$	position	technique
Harper-Bourne & Fisher [90]	1.41	0.7	4 <sup>e</sup> cellule	<i>crossed-beam</i> Schlieren
Kerhervé <i>et al.</i> [111]	1.2	0.6	$x/D = 1$ à 6	LDV à deux points
Veltin [294, 297]	1 à 1.56	0.75 à 0.57	$x/D = 4$	défectométrie

Tab. 3.4 Mesures, par intercorrélation, de la vitesse de convection dans des jets supersoniques imparfaitement détendus.

retardé. Veltin *et al.* [296] disent qu'il faut échantillonner au moins à 300 kHz, et règlent la fréquence d'acquisition de leurs photomultiplicateurs à 500 kHz. Une autre méthode serait d'acquérir moins vite mais de différer l'acquisition du système aval par rapport au système amont, ce qui nécessite tout de même une mesure planaire. C'est le principe de fonctionnement des systèmes de PIV couplés utilisés par Bridges & Wernet [40] et Fleury *et al.* [78].

Le taux d'acquisition du système de PIV utilisé dans ce travail est bien trop faible pour calculer des vitesses de convection. Il a donc été fait usage du dispositif Schlieren pour atteindre des fréquences d'acquisition suffisantes. Le montage est très semblable au système déflectométrique utilisé par McIntyre & Settles [145] ou McLaughlin *et al.* [70, 207, 294], sauf qu'on utilise ici la caméra rapide à la place des deux photomultiplicateurs (PM). Cette modification facilite considérablement l'approche, puisqu'on s'affranchit des problèmes de positionnement d'un PM par rapport à l'autre. Par ailleurs, on acquiert des images d'un champ bidimensionnel, contrairement à la mesure ponctuelle avec les PM. En considérant que chaque pixel de la caméra est un photomultiplicateur, c'est comme si on effectuait de la déflectométrie avec des centaines de PM, ce qui diminue substantiellement le temps d'acquisition à résolution égale. Or la discrétisation spatiale doit être fine dans un jet imparfaitement détendu puisqu'on peut s'attendre à une modulation des grandeurs sur une échelle de l'ordre de la longueur des cellules de choc. Dans des jets subsoniques et supersoniques parfaitement détendus en revanche, les grandeurs mesurées vont varier sur la longueur du cône potentiel, qui est plus grand d'un facteur 10 environ par rapport aux cellules.

Le système déflectométrique plein-champ est donc jugé prometteur. Les résultats présentés dans ce travail peuvent être qualifiés de préliminaires en ceci qu'ils ont été collectés à l'occasion d'une première mise en œuvre de la technique de mesure sur un nombre de points de fonctionnement et une étendue spatiale restreints. Les exploitations n'explorent pas non plus toutes les possibilités. On se cantonne à calculer une valeur moyenne de la vitesse sur toutes les fréquences de la turbulence, en adoptant une approche temporelle et non spectrale. Plusieurs travaux [90, 131, 196, 296] indiquent cependant que la vitesse de convection augmente avec la fréquence.

Comme on l'a dit, le montage est identique à celui utilisé pour les visualisations strioscopiques. Pour atteindre des fréquences d'acquisition élevées, on réduit le nombre de pixels actifs du capteur de

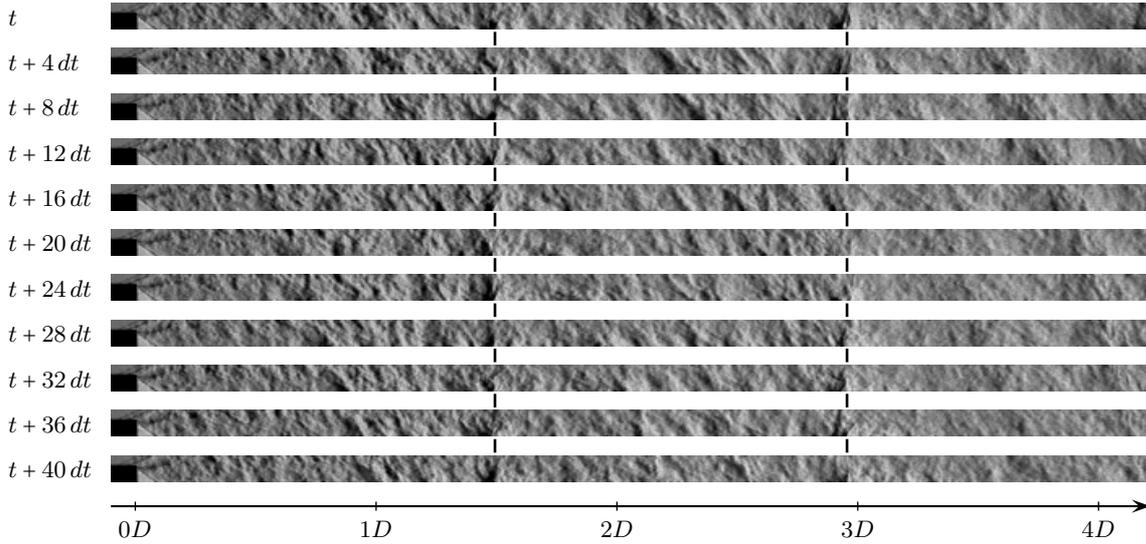


Fig. 3.58 Série d’images instantanées, tuyère crénelée,  $M_j = 1.50$ .  $dt = 2.3 \mu\text{s}$ . Les traits verticaux marquent la position de la fin des cellules.

la caméra. Pour les mesures présentées ici, cette taille est de  $16 \times 640$  pixels<sup>2</sup>, ce qui permet d’acquérir à 430 769 Hz. Pour assurer la convergence des grandeurs calculées, le buffer de la caméra a été rempli à chaque acquisition, ce qui correspond à 521472 images, soit 1.21 s. Le temps d’exposition de la caméra a été réglé à  $1.87 \mu\text{s}$ . Enfin, le réglage optique conduit à une résolution spatiale de  $0.261 \text{ mm} \cdot \text{pix}^{-1}$ . Aucune étude poussée de l’influence du temps d’exposition n’a été effectuée, mais on peut imaginer qu’il en aura une, en figeant plus ou moins les structures. Il faut noter qu’il existe un temps d’exposition minimal de  $0.3 \mu\text{s}$  imposé par la caméra. En-dessous d’une certaine limite, il est certain que les résultats deviennent de plus en plus bruités par diminution du rapport signal-sur-bruit des images. De même, aucune étude de l’effet sur les résultats de la coupure imposée par le couteau du montage Schlieren n’a été réalisée. Veltin [294] indique que couper davantage favorise les grandes structures turbulentes, associées aux plus forts gradients de densité. Dans ses acquisitions, il a cherché à maximiser le pic de corrélation, ce qui revient à augmenter la coupure. Il note cependant que le temps retardé donnant le maximum de corrélation n’est pas influencé par ce réglage. Ceci voudrait dire que l’estimation de la vitesse de convection dépend peu de la coupure. En revanche, il ne semble pas en être de même du temps de cohérence des structures, qui va varier si les niveaux de corrélation varient. Notons pour finir qu’augmenter la coupure diminue la luminosité des images, ce qui pose le problème du rapport signal-sur-bruit.

Une série d’images instantanées est présentée en figure 3.58 pour  $M_j = 1.50$ , où l’on peut observer la convection des structures turbulentes. Pour toutes les acquisitions, on visualise une fine bande d’écoulement dans le prolongement de la lèvre de la tuyère, pour deux raisons. D’abord, on est intéressé par ce qu’il se passe dans la couche de mélange. Mais aussi, on n’a pas le choix si l’on veut éviter le plus possible le problème d’intégration des gradients de masse volumique sur toute la largeur du jet. C’est au niveau des couches de mélange que le jet est le plus étroit donc que la mesure est le plus près d’être ponctuelle (dans le sens de la profondeur). Doty & McLaughlin [70] rappellent à ce sujet que dans l’étude des mécanismes de bruit des jets à haute vitesse, on est intéressé par les grandes structures cohérentes donc l’intégration au travers de la couche de mélange n’est pas dramatique.

On présente maintenant la méthode de calcul de la vitesse de convection. On appelle  $g$  le niveau de gris d’un pixel.  $g$  est une fonction de l’espace et du temps,  $g = g(\vec{x}, t)$ . Le coefficient d’intercorrélation

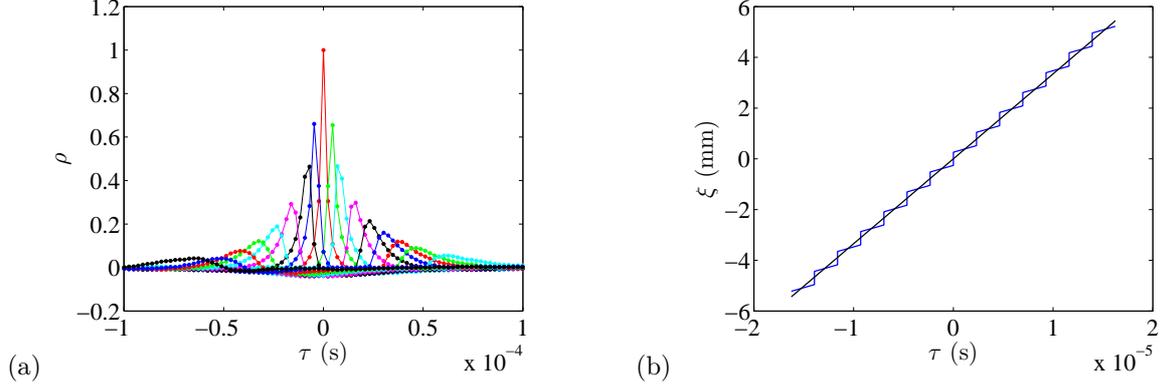


Fig. 3.59 Schématisation de la procédure de calcul de  $U_c$ . (a) Corrélogramme des niveaux de gris,  $M_j = 1.50$ ; le point de référence est situé à  $x/D = 3.39$ ,  $y/D = 0.5$ . Les courbes d'intercorrélation correspondent à des écartements  $\xi$  de -20.9, -15.7, -13.1, -10.4, -7.8, -5.2, -2.6, -1.3, 0 mm, et leurs symétriques positifs, de gauche à droite. (b) Lieu des maxima de corrélation dans le plan  $(\xi, \tau)$ , pour le corrélogramme de (a), avec le résultat de la régression linéaire.

$\rho$  s'écrit

$$\rho(\vec{x}, \vec{\xi}, \tau) = \frac{\overline{g'(\vec{x}, t) g'(\vec{x} + \vec{\xi}, t + \tau)}}{g^{\text{rms}}(\vec{x}) g^{\text{rms}}(\vec{x} + \vec{\xi})} \quad (3.12)$$

où  $\vec{x}$  est la position du point de calcul,  $\vec{\xi}$  est le vecteur déplacement, et  $\tau$  est le décalage temporel entre les deux signaux. La barre indique qu'on calcule la moyenne temporelle du numérateur. Ce coefficient d'intercorrélation a été calculé pour un certain nombre de positions  $\vec{x}$  appartenant à une ligne horizontale, pour des déplacements  $\vec{\xi}$  parallèles à l'axe du jet. On omet donc les vecteurs dans la suite. En chaque point, on calcule le coefficient d'intercorrélation entre la série temporelle des niveaux de gris du point,  $g(x, t)$ , et celle de ses voisins,  $g(x + \xi, t)$ , où  $\xi$  est l'écart en nombre de pixels (ou, de manière équivalente, en millimètres) entre les deux points. On ne considère que les voisins sur la même ligne horizontale. On fait varier  $\xi$  dans  $[-\text{dpix}_{\text{max}}; \text{dpix}_{\text{max}}]$ , où  $\text{dpix}_{\text{max}}$  est le décalage maximum entre les deux pixels. Le calcul d'intercorrélation donne un corrélogramme, comme celui de la figure 3.59 (a). Pour chaque décalage spatial, on relève le décalage temporel  $\tau$  livrant le maximum de corrélation. On détermine ainsi la relation linéaire entre  $\xi$  et  $\tau$  (b). La pente de cette droite est la vitesse de convection moyenne des structures turbulentes. Le profil en dents de scie montre que notre fréquence d'acquisition n'est pas suffisante pour pouvoir faire la distinction entre chaque pixel : deux pixels voisins peuvent donner un pic de corrélation avec le même temps de retard. La courbe serait lissée si le grossissement était plus faible ou la fréquence d'acquisition plus grande. Cela montre l'importance de considérer plusieurs déplacements  $\xi$  pour calculer  $U_c$ . La régression linéaire sur un grand nombre de points permet de diminuer l'incertitude sur  $U_c$ .

La convergence du calcul de vitesse de convection sur les 1.21 s d'acquisition est visible en figure 3.60 (les tests de sensibilité des calculs ont été menés avec la tuyère lisse, bien que les résultats de cette partie se rapportent tous à la tuyère crénelée). Le calcul ne considérant que 0.3 s de signal, soit un quart de la durée totale, donne quasiment le même résultat que le calcul complet. L'influence du choix de la ligne de pixels sur les résultats est montrée en figure 3.61. En raison du gradient de vitesse moyenne, la vitesse de convection augmente lorsque l'on se rapproche du centre du jet, ce qui est semblable aux mesures de Kerhervé *et al.* [111]. L'effet est important, même après quatre diamètres, si bien qu'on peut s'attendre à des différences de  $0.1 U_j$  pour des écarts de 3.5 mm sur la position transverse. Dans la suite, on se cantonne à calculer  $U_c$  en  $y/D = 0.5$ . L'effet de  $\text{dpix}_{\text{max}}$ , présenté en figure 3.62, atteint environ  $0.05 U_j$  après le premier diamètre. On constate que  $U_c$  augmente lorsqu'on

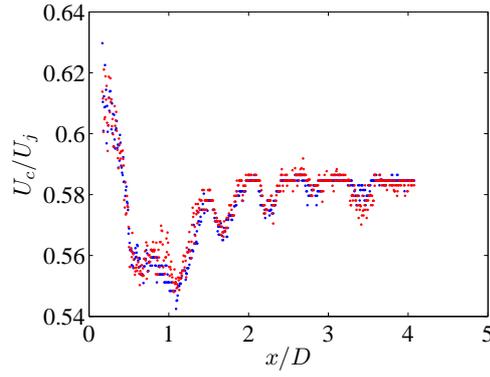


Fig. 3.60 Démonstration de la convergence du calcul de  $U_c$ ; tuyère lisse,  $M_j = 1.10$ ,  $y/D = 0.5$ . • Calcul sur le temps d'acquisition total (1.21 s), • calcul sur 0.3 s.

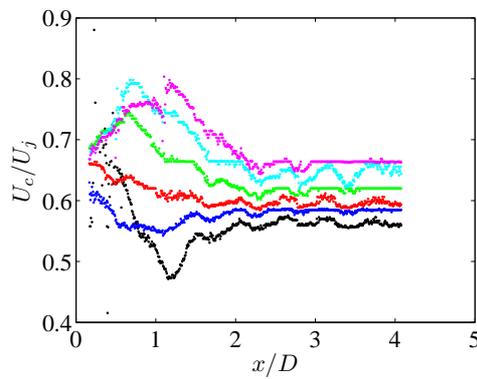


Fig. 3.61 Effet de la position de la ligne sur l'estimation de  $U_c$ ; tuyère lisse,  $M_j = 1.10$ . •  $y = D/2 + 0.777$  mm, •  $y = D/2$ , •  $y = D/2 - 0.519$  mm, •  $y = D/2 - 1.295$  mm, •  $y = D/2 - 2.072$  mm, •  $y = D/2 - 2.849$  mm.

augmente le nombre de points pour le calcul. Le lieu des maxima de corrélation dans le plan  $(\xi, \tau)$  en  $x/D = 3.5$  pour  $\text{dpix}_{\max} = 20$  et 50 est montré en (b). Alors que la partie centrale est la même pour les deux calculs, les points avec une séparation  $\xi$  élevée entraînent une déviation de la droite de régression. Etant donné que  $U_c$  va osciller au travers des cellules, augmenter  $\text{dpix}_{\max}$  a pour effet un lissage de  $U_c$ . Dans les jets imparfaitement détendus, il vaut donc mieux utiliser un faible  $\text{dpix}_{\max}$  pour avoir une résolution satisfaisante du résultat final, mais assez grand tout de même pour que les régressions linéaires soient précises. Comme  $\text{dpix}_{\max} = 10$  ne semble pas bien fonctionner, il a été fait le choix de 20 pix, soit 5.2 mm de séparation maximale, de chaque côté du point de référence. Notons qu'on pourrait affiner le choix en le faisant dépendre de la longueur des cellules de choc, donc de  $M_j$ . Cela n'a pas été fait ici.

Les résultats pour la tuyère crénelée sont présentés en figure 3.63 pour toutes les valeurs de  $M_j$  sur les quatre premiers diamètres. On constate que la vitesse de convection des structures n'est pas une constante le long de la couche de mélange, mais qu'elle oscille, et d'autant plus que  $M_j$  est fort. Pour  $M_j = 1.35$  et 1.50, le système d'acquisition a été déplacé vers l'aval pour couvrir un plus grand nombre de cellules de choc. Les résultats sont montrés en figure 3.64. Au passage, on peut évaluer la répétabilité du calcul sur l'intervalle de recouvrement aménagé entre les deux champs. La position des fins de cellules, obtenue directement à partir de chaque image Schlieren moyenne des présentes mesures, est aussi indiquée. On observe bien sûr que la modulation de la vitesse de convection est en phase avec le réseau de cellules. On a vu en 3.2.1.3 que les structures turbulentes pivotaient en même temps que l'écoulement moyen. Ici, on montre qu'elles accélèrent et décélèrent au rythme de l'écoulement moyen. Westley & Woolley [316] et Sherman *et al.* [257] ont déjà observé ce phénomène. Dans le même ordre

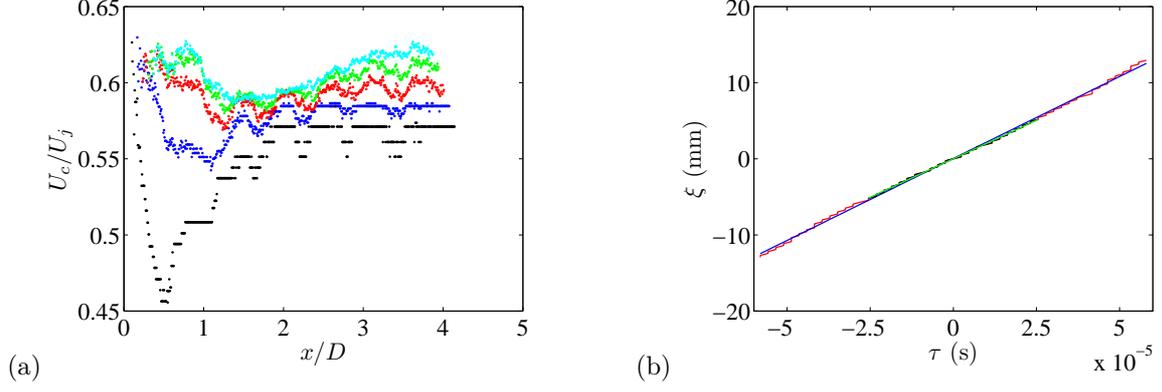


Fig. 3.62 Sensibilité de  $U_c$  à  $dpix_{max}$  (tuyère lisse,  $M_j = 1.10$ ). (a) Profils de  $U_c$  avec (on note entre parenthèses la séparation équivalente) •  $dpix_{max} = 10$  (2.6 mm), •  $dpix_{max} = 20$  (5.2 mm), •  $dpix_{max} = 30$  (7.8 mm), •  $dpix_{max} = 40$  (10.4 mm), •  $dpix_{max} = 50$  (13.0 mm). (b) Lieu des maxima de corrélation en  $x/D = 3.5$ , pour  $dpix_{max} = 20$  (— et régression —) et  $dpix_{max} = 50$  (— et régression —).

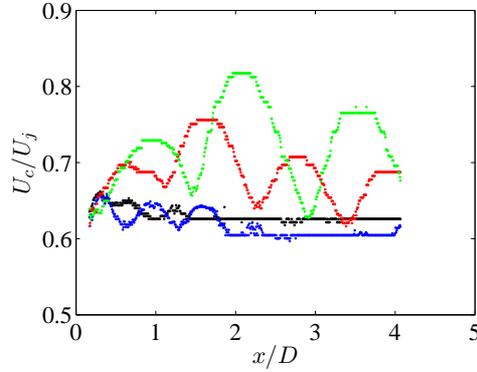


Fig. 3.63 Tracé de  $U_c/U_j$  en fonction de  $x/D$ ,  $y/D = 0.5$  (tuyère crénelée). •  $M_j = 1.10$ , •  $M_j = 1.15$ , •  $M_j = 1.35$ , •  $M_j = 1.50$ .

d'idée, Morris & Miller [169, 160] identifient la vitesse de convection à la vitesse moyenne locale dans leur modèle numérique du bruit de choc large bande.

Les modèles de screech et bruit de choc large bande font intervenir une valeur unique de la vitesse de convection. Sachant que le bruit provient de l'interaction de la turbulence avec la structure de cellules, on peut estimer qu'une valeur pertinente de la vitesse de convection est sa moyenne au travers d'une cellule. Les vitesses moyennes sur chaque cellule ont été calculées à partir des courbes des figures 3.63 et 3.64. Pour ce faire, chaque courbe de  $U_c$  est lissée et on calcule la valeur moyenne de la vitesse de convection selon

$$\overline{U}_c(n) = \frac{L_n}{\int_{\text{cellule } n} 1/U_c(x) dx} \quad (3.13)$$

où  $L_n$  est la longueur de la cellule  $n$  sur laquelle on intègre. Les résultats sont indiqués en table 3.5. On constate que la vitesse de convection moyenne calculée le long de  $y/D = 0.5$  décroît vers l'aval, ce qui est assez logique puisque la vitesse locale en fait autant. Les rapports  $\overline{U}_c/U_j$  semblent diminuer légèrement de  $M_j = 1.10$  à  $1.15$ , puis augmenter vers  $1.35$  et  $1.50$ . Cette conclusion diffère de celle de Veltin & McLaughlin [297], mais leurs mesures de vitesse de convection ont été effectuées à une seule position,  $x/D = 4$ , donc ne tiennent pas compte de l'oscillation de  $U_c$ . Enfin, tous les rapports  $\overline{U}_c/U_j$  semblent converger après quelques cellules vers une valeur comprise entre 0.6 et 0.7, ce qui correspond bien aux valeurs couramment citées. Il faudrait cependant mesurer un peu plus loin dans le jet pour

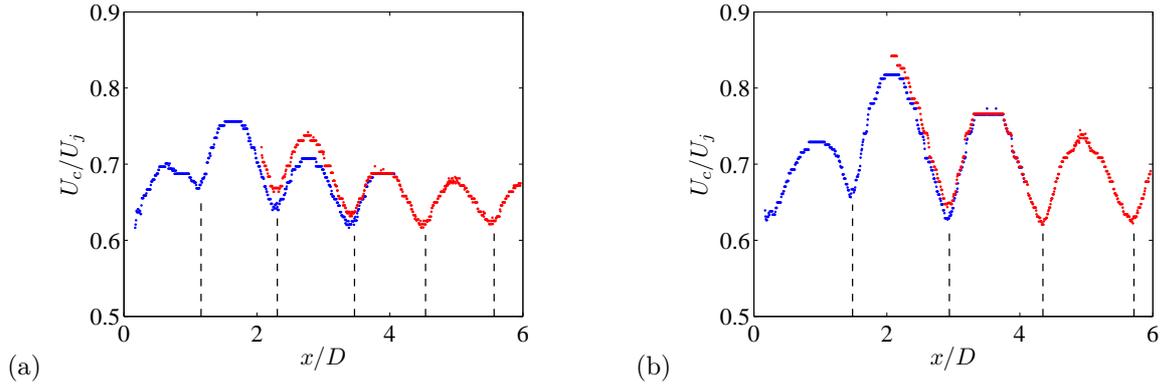


Fig. 3.64 Vitesse de convection en  $y/D = 0.5$  pour (a)  $M_j = 1.35$  et (b) 1.50 (tuyère crénelée). Les points de couleur bleue et rouge se rapportent à chaque position de la caméra. Les lignes verticales marquent la position des fins de cellules.

	cellule 2	cellule 3	cellule 4	cellule 5
$M_j = 1.10$	0.64	0.63	0.63	0.63
$M_j = 1.15$	0.63	0.63	0.61	0.60
$M_j = 1.35$	0.71	0.67	0.66	0.65
$M_j = 1.50$	0.74	0.71	0.69	

Tab. 3.5 Variation avec  $M_j$  des vitesses de convection moyennes sur les cellules 2 à 5, rapportées à  $U_j$ .

vérifier que cette tendance se poursuit au niveau des cellules responsables du bruit de choc large bande.

### 3.2.1.5 Cohérence de la turbulence

A partir des calculs d'intercorrélation réalisés pour l'estimation des vitesses de convection, on peut également déterminer des temps de cohérence de la turbulence. On utilise habituellement deux échelles temporelles distinctes. Le temps de corrélation dans le repère fixe s'écrit

$$T_f(\vec{x}) = \int_0^{\tau_{\rho_0}} \rho(\vec{x}, \vec{\xi} = \vec{0}, \tau) d\tau \quad (3.14)$$

où  $\tau_{\rho_0}$  est le décalage temporel pour lequel  $\rho = \rho_0$ . L'échelle  $T_f$  est l'homologue temporel des échelles intégrales de longueurs. Dans la suite, on intègre le coefficient de corrélation jusqu'à  $\tau_{\rho_0}$  avec  $\rho_0 = 0.1$ .

Le temps de corrélation dans le repère convecté s'exprime selon

$$T_c(\vec{x}) = \int_0^{\tau_{\rho_0}} \rho(\vec{x}, \vec{\xi} = \vec{U}_c \tau, \tau) d\tau \quad (3.15)$$

$T_c$  mesure le temps de vie d'une structure turbulente en la suivant dans son mouvement. Cela revient à intégrer la courbe du lieu des maxima d'un corrélogramme, tel celui montré en figure 3.59 (a) (pour  $\tau > 0$ ). Cette courbe, que l'on peut appréhender comme la courbe de décorrélation de la turbulence dans le repère mobile, est souvent modélisée par une exponentielle décroissante [127, 63, 123]. Le temps de corrélation  $T_c$  peut alors être vu, tout en restant cohérent avec la définition (3.15), comme la constante de temps de cette exponentielle, qui s'écrit alors  $\exp(-\tau/T_c)$ . Dans la suite,  $T_c$  est déterminée à partir d'une régression exponentielle fondée sur les quelques premiers points de la courbe des maxima de corrélation dans le repère mobile; la constante de temps est alors peu sensible au nombre des points considérés.

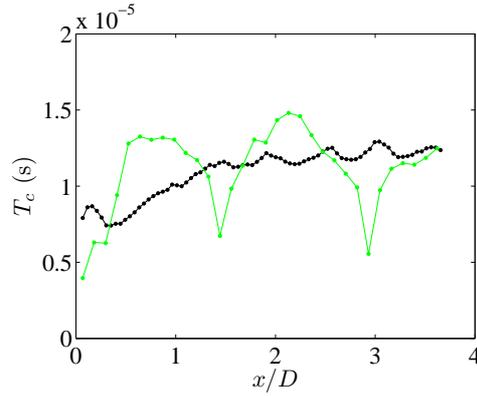


Fig. 3.65 Evolution de  $T_c$  le long de la couche de mélange pour •  $M_j = 1.10$  et •  $M_j = 1.50$ ;  $y/D = 0.5$ .

	$M_d = 1.0$			$M_d = 1.50$	
	$M = 0.7$	$M = 0.9$	$M_j = 1.5$	$M_j = 1.3$	$M_j = 1.5$
Doty & McLaughlin [70]		77			30
Petitjean <i>et al.</i> [207]	66	53			25
Veltin [294]		53	19	30	17
Day [67]		54			

Tab. 3.6 Synthèse des valeurs de  $T_c$  (en  $\mu s$ ) déterminées à partir des corrélogrammes mesurés par déflectométrie à The Pennsylvania State University. Toutes les mesures ont été effectuées avec des jets froids, issus de tuyères de diamètre 12.7 mm. Le point de référence est toujours localisé à quatre diamètres de la sortie, soit 50.8 mm, et radialement à un demi-diamètre de l'axe du jet.

Un exemple de l'évolution de  $T_c$  le long de la couche de mélange est proposé en figure 3.65 pour  $M_j = 1.10$  et  $1.50$ . On remarque que le temps de vie ainsi estimé est de l'ordre de la dizaine de microsecondes pour les jets étudiés. De sorte à comparer ces valeurs avec d'autres travaux, des temps de vie ont été calculés de la manière énoncée ci-dessus à partir des corrélogrammes mesurés par l'équipe de McLaughlin à The Pennsylvania State University [70, 207, 294, 67]. Ils sont consignés en table 3.6. Nos valeurs de  $T_c$  pour  $M_j = 1.10$  semblent un peu faibles mais à  $M_j = 1.50$ , elles correspondent assez bien, surtout si l'on considère la dispersion des résultats. La conclusion principale est que l'ordre de grandeur des valeurs de  $T_c$  obtenues dans ce travail est le même que celui provenant de mesures déflectométriques différentes.

On confronte maintenant nos résultats avec ceux de travaux utilisant d'autres techniques de mesure. Une mesure fondamentale de la corrélation des structures turbulentes dans les jets supersoniques imparfaitement détendus est celle de Harper-Bourne & Fisher [90]. Ils ont utilisé la *crossed-beam Schlieren technique*, une méthode développée à l'Institute of Sound and Vibration Research [75], pour réaliser des mesures de corrélation spatio-temporelle. Cette méthode expérimentale est dérivée de la visualisation Schlieren et est très proche de la déflectométrie. A  $M_j = 1.41$ , ils mesurent un niveau de corrélation de 0.6 entre les fluctuations aux chocs 4 et 5 et de 0.2 entre les chocs 4 et 6. Ces données sont à la base de leur modèle de bruit de choc large bande, qui explique la variation de la fréquence centrale du BBSAN en fonction de l'angle de directivité par des effets d'interférence entre sources adjacentes. La cohérence des structures turbulentes sur plusieurs cellules est également un pré-supposé primordial au modèle de Tam [281, 267]. Cependant, nos corrélogrammes suggèrent une perte de cohérence beaucoup plus rapide. Ainsi, celui de la figure 3.59 indique pour  $M_j = 1.50$  un niveau de corrélation de 0.2 pour un décalage de 7.8 mm, ce qui correspond approximativement à 15% de la longueur d'une cellule. D'autres références permettent des comparaisons quantitatives. Lau [123] a mesuré des temps de corrélation par LDV à deux points dans des jets à  $M = 0.9$  ( $M_d = 1$ ) et  $M_j = M_d = 1.37$ . Plus récemment, la même technique a été utilisée par Kerhervé *et al.* [111] dans un jet à  $M_j \approx M_d = 1.2$ . Par ailleurs, Fleury *et*

	$M = 0.6$ $x = 247 \text{ mm}$	$x = 171 \text{ mm}$	$M = 0.9$ $x = 203.2 \text{ mm}$	$x = 247 \text{ mm}$
Lau [123]			233	
Fleury <i>et al.</i> [78]	511	249		329

	$M_j = 1.2$		$M_j = 1.37$	
	$x = 52 \text{ mm}$	$x = 208 \text{ mm}$	$x = 101.6 \text{ mm}$	$x = 203.2 \text{ mm}$
Lau [123]			77	115
Kerhervé <i>et al.</i> [111]	100	300		

Tab. 3.7 Temps de corrélation de la turbulence dans le repère convecté ( $T_c$ , en  $\mu\text{s}$ ), obtenus par des techniques de mesure autres que la déflectométrie.  $x$  dénote la position axiale du point de mesure. Les diamètres des tuyères sont de 50.8 mm dans [123], 52 mm dans [111] et 38 mm dans [78]. Tous les jets sont froids, sauf ceux de Lau [123], qui sont isothermes.

*al.* [78] ont estimé des temps de corrélation dans des jets à  $M = 0.6$  et  $0.9$  en utilisant deux systèmes PIV couplés. Notons que la PIV donne accès à des temps de corrélation dans deux directions, suivant quelle composante des fluctuations des vitesses est considérée. On les note  $T_{c,i}$  avec  $i \in (1, 2)$ , où 1 et 2 représentent les directions  $x$  et  $y$ , respectivement. Les résultats de ces trois études sont résumés dans la table 3.7 (pour Fleury *et al.* [78], on présente  $T_{c,1}$ ). Ils confirment que les valeurs obtenues par déflectométrie sont trop faibles.

Une autre manière d'estimer quel est l'ordre de grandeur des temps de corrélation dans nos jets est suggérée par Fleury *et al.* [78]. D'après ce papier, la relation

$$T_{c,i}/\Theta_{c,i} \approx 1 \quad \text{avec} \quad \Theta_{c,i} = L_{ii}^{(1)}/v_i^{\text{rms}} \quad (3.16)$$

est bien vérifiée dans les jets subsoniques, et on va supposer qu'il en va de même pour nos jets. Comme le couteau du système Schlieren est placé perpendiculairement à la direction de l'écoulement dans notre montage, le signal issu de la déflectométrie est sensible aux gradients axiaux de masse volumique. On peut donc *a priori* relier le temps  $T_c$  calculé ici à  $T_{c,1}$  provenant de la PIV [67]. Le temps de corrélation  $T_c$  obtenu par déflectométrie a été comparé pour  $M_j = 1.10$  au rapport  $L_{11}^{(1)}/v_x^{\text{rms}}$  issu de la PIV, et le résultat est présenté en figure 3.66. Le point le plus frappant est que l'estimation par déflectométrie est presque indépendante de la position axiale, comparativement à l'autre calcul. Ceci fait que  $T_c$  est bien en-deçà des valeurs de  $\Theta_{c,1}$  à quelques diamètres de la sortie : il existe ainsi un ordre de grandeur d'écart entre les deux estimations à  $4D$  en aval. On vérifie au passage que la valeur de  $100 \mu\text{s}$  prédite pour  $\Theta_{c,1}$  à  $x \approx 155 \text{ mm}$  ( $x/D \approx 4$ ) est bien du même ordre de grandeur que les mesures de Fleury *et al.* [78], qui trouvent  $T_{c,1} = 250 \mu\text{s}$  pour  $M = 0.9$  à  $x = 171 \text{ mm}$  (voir la table 3.7). Il est normal que notre valeur soit inférieure puisque comme le montrent clairement Fleury *et al.*, le temps de vie des structures diminue lorsque le nombre de Mach du jet augmente. Notons aussi que le caractère linéaire de la croissance du temps de corrélation avec la distance à la sortie est en accord avec d'autres études [121, 123, 111].

La conclusion logique des diverses comparaisons proposées ci-dessus est que la technique de mesure utilisée ici est responsable des faibles valeurs du temps de corrélation obtenues. Cela peut paraître surprenant, sachant que les résultats de corrélation par déflectométrie obtenus à The Pennsylvania State University ont été validés par comparaison avec des mesures au fil chaud de Davies *et al.* [63] dans Doty & McLaughlin [70] et Petitjean [206]. Aucune raison n'est avancée pour expliquer cette contradiction.

On rappelle que jusqu'à présent, les corrélations ont été calculées entre deux pixels. Il est possible que les petites structures turbulentes s'en trouvent privilégiées par rapport aux grosses, ce qui pourrait

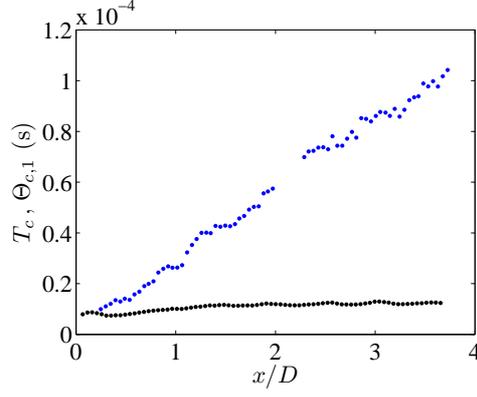


Fig. 3.66 Comparaison de  $T_c$  calculé à partir des mesures déflectométriques avec  $\Theta_{c,1}$  estimé par la PIV,  $M_j = 1.10$ ,  $y/D = 0.5$ . •  $\Theta_{c,1}$ , •  $T_c$ .

expliquer la trop rapide décroissance. Cela rejoint les essais menés par Veltin [294] (et déjà mentionnés en 3.2.1.4) sur l'influence de la coupure du faisceau de lumière sur les niveaux de corrélation. Il trouve que plus on coupe, plus on favorise les grandes structures et plus le niveau de corrélation augmente, à photomultiplicateurs fixes. Jonassen *et al.* [103] montrent aussi comment la taille moyenne des structures visualisées par strioscopie augmente lorsque la coupure augmente. Pour corréler des *structures turbulentes* plutôt que des informations ponctuelles, les films Schlieren ont aussi été analysés d'une manière analogue à la démarche que l'on pourrait mettre en œuvre avec deux systèmes PIV couplés. On choisit une fenêtre de référence de taille  $n_f \times n_f$  pixels<sup>2</sup>, que l'on corréle avec ses voisines dans l'espace (ces fenêtres sont donc acquises au même instant). Ensuite, on corréle la même fenêtre de référence (toujours acquise à l'instant considéré) avec les fenêtres voisines acquises à l'instant suivant, et ainsi de suite. On obtient ainsi des coefficients de corrélation spatio-temporelle instantanés. On fait converger les calculs en répétant l'opération avec des fenêtres de référence localisées au même endroit, mais acquises à d'autres instants. Il a été vérifié que 1000 calculs étaient suffisants pour que les coefficients d'intercorrélation convergent. Pour simplifier l'analyse, on considère que les structures se déplacent parallèlement à l'axe. Ainsi, les fenêtres de corrélation sont seulement translatées longitudinalement et non radialement. On va qualifier d'*unidimensionnelle* la procédure de calcul initiale fondée sur les signaux pixel par pixel, et de *bidimensionnelle* la nouvelle méthode de calcul.

Une comparaison de corrélogrammes obtenus par les deux méthodes est montrée en figures 3.67 et 3.68. Le premier enseignement est que l'écart entre les maxima de corrélation n'est pas grand. Par ailleurs, la décroissance est constamment plus rapide sur le calcul bidimensionnel que sur l'autre. Enfin, on observe que pour les deux calculs, les décalages temporels donnant le maximum de corrélation sont quasiment identiques pour toutes les séparations spatiales, ce qui permet de dire que les estimations de  $U_c$  ne sont pas sensibles à la taille de la fenêtre de calcul. Cela se voit particulièrement pour les grandes séparations, en figure 3.68.

On montre en figure 3.69 une comparaison des profils de  $T_f$  et  $T_c$  issus des calculs unidimensionnels et bidimensionnels (avec  $n_f = 16$ ), le long de la frontière du jet. Le faible écart entre les deux calculs est quantifié, et on confirme que les temps de corrélation issus de la procédure bidimensionnelle sont plus faibles que ceux issus du calcul unidimensionnel.

Une étude de l'effet de la taille  $n_f$  des fenêtres de corrélation a été entreprise pour la position  $x/D = 2$  à  $M_j = 1.10$ . Les résultats pour  $T_c$  et  $T_f$  sont donnés en table 3.8. Les valeurs issues du calcul unidimensionnel sont également indiquées. Il ressort du tableau que quel que soit le calcul, on obtient environ toujours les mêmes valeurs de  $T_f$  et  $T_c$ . Prendre une fenêtre entièrement dans le jet, et non centrée sur la frontière, ne modifie pas les résultats.

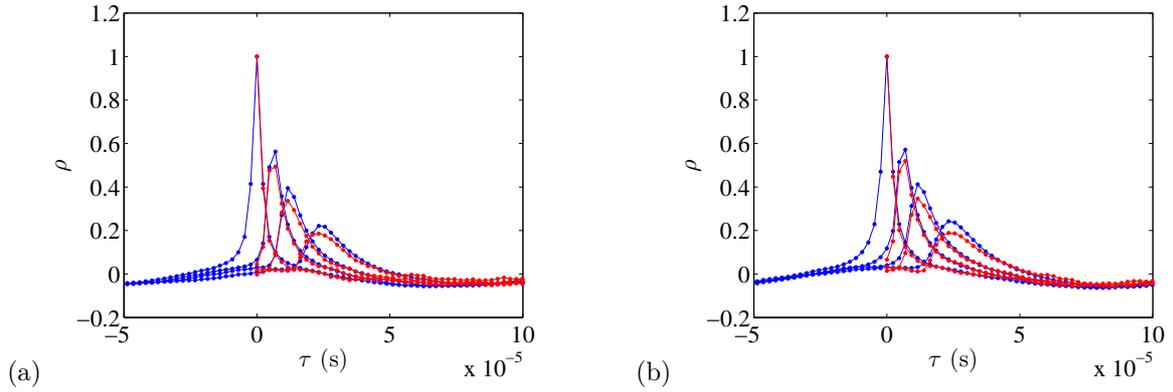


Fig. 3.67 Corrélogrammes obtenus par calculs unidimensionnels ou bidimensionnels,  $M_j = 1.10$ ,  $y/D = 0.5$ . (a)  $x/D = 2$ , (b)  $x/D = 3.5$ . • Calculs unidimensionnels, • calculs bidimensionnels ( $n_f = 16$ ). Les séparations spatiales sont de 0, 1.3, 2.6 et 5.2 mm de gauche à droite entre les pixels ou fenêtres.

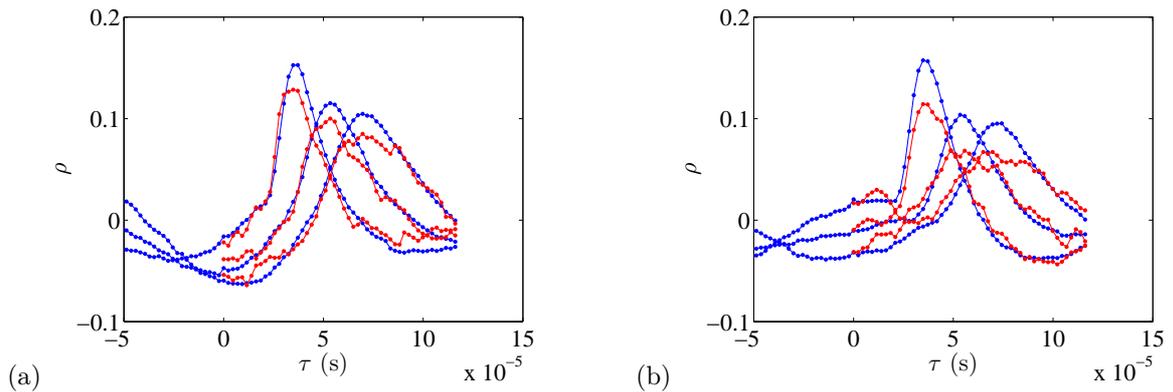


Fig. 3.68 Corrélogrammes obtenus par calculs unidimensionnels ou bidimensionnels,  $M_j = 1.10$ ,  $y/D = 0.5$ . (a)  $x/D = 2$ , (b)  $x/D = 3.5$ . • Calculs unidimensionnels, • calculs bidimensionnels ( $n_f = 16$ ). Les séparations spatiales entre les pixels ou fenêtres sont de 7.8, 11.7 et 15.7 mm de gauche à droite entre les pixels ou fenêtres.

	$T_f$ ( $\mu s$ )	$T_c$ ( $\mu s$ )
16×16	2.3	9.8
8×8	2.2	9.7
8×8 (décalée)	2.0	10.2
4×4	2.1	8.5
1×1	2.5	11.9

Tab. 3.8 Effet de la taille  $n_f$  de la fenêtre de corrélation sur les valeurs des échelles de temps de la turbulence ; les résultats du calcul unidimensionnel sont indiqués dans la dernière ligne.  $M_j = 1.10$ ,  $x/D = 2$ . Les fenêtres sont centrées sur la frontière du jet ( $y/D = 0.5$ ), hormis pour le cas 8×8 (décalée), dans lequel la fenêtre est entièrement dans le jet.

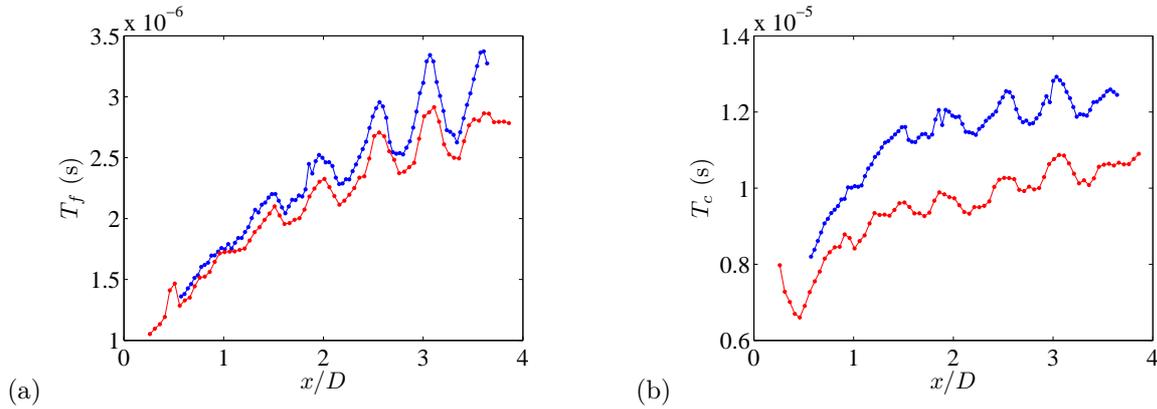


Fig. 3.69 Profils de (a)  $T_f$  et (b)  $T_c$  le long de la couche de mélange,  $M_j = 1.10$ ,  $y/D = 0.5$ . • Calculs unidimensionnels, • calculs bidimensionnels ( $n_f = 16$ ).

Les deux procédures de calcul des temps de corrélation donnent ainsi des résultats du même ordre de grandeur. D'après la discussion précédente, ces estimations sont donc inférieures aux valeurs attendues. Il faut tout de même noter que ces valeurs attendues semblent également trop faibles pour que la turbulence soit corrélée sur de nombreuses cellules de choc, comme cela est présupposé dans les modèles de BBSAN. Cette situation est d'autant plus vraie lorsque  $M_j$  augmente, puisqu'alors la longueur des cellules augmente aussi. Ceci rejoint une remarque déjà formulée par Pao & Seiner [202]. Habituellement, on dit que les ondes d'instabilité sont responsables de la corrélation à grande distance. On ne les verrait pas ici car elles seraient masquées par les petites structures turbulentes existant dans un jet à haut nombre de Reynolds.

Même si les temps de corrélation déterminés par déflectométrie sont trop faibles, on peut espérer que les tendances que l'on pourrait relever sur les courbes de  $T_f$  et  $T_c$  au travers des cellules sont réelles. Les calculs bidimensionnels sont préférés parce qu'ils apparaissent plus significatifs que les calculs unidimensionnels. Les profils de  $T_f$  et  $T_c$  le long de la couche de mélange sont montrés en figure 3.70 pour toutes les valeurs de  $M_j$  étudiées. Lorsque  $M_j$  augmente, les temps  $T_f$  diminuent, ce qui est en accord avec la tendance observée par Fleury *et al.* [78]. Des oscillations sont visibles pour  $M_j = 1.10$ , ainsi que des pics localisés pour  $M_j = 1.35$  et  $1.50$ . En moyenne,  $T_c$  ne semble pas varier significativement lorsque  $M_j$  augmente. Une forte oscillation du temps de vie pour  $M_j = 1.35$  et  $1.50$  est cependant nettement visible. On peut d'ailleurs remarquer que les pics de  $T_f$  correspondent aux creux de  $T_c$ . D'après la figure 3.71, les oscillations de  $T_f$  pour  $M_j = 1.10$  et de  $T_c$  pour  $M_j = 1.35$  sont en phase avec la structure de cellules. Curieusement, les oscillations de  $T_f$  ne se retrouvent pas aux Mach plus élevés, où les cellules sont pourtant plus fortes. Il faut noter que les grandeurs déterminées au niveau des chocs risquent de ne pas être physiques en raison du caractère sombre des images à cet endroit, ce qui perturbe sans doute les calculs de corrélation, par masquage des fluctuations d'intensité lumineuse. Cela explique probablement les pics relevés en figure 3.70 (a) pour  $M_j = 1.35$  et  $1.50$ . Cependant, il apparaît assez clairement que le temps de vie des structures en fin de cellule est plus faible qu'en milieu de cellule, lorsque le degré de sous-détente est suffisamment important. Ceci indique à nouveau un effet direct de la structure de cellules sur la turbulence.

### 3.2.2 Turbulence avec vol simulé

On s'intéresse maintenant à l'effet du vol d'avancement sur les propriétés de la turbulence dans la couche de mélange. Sont retenus ici seulement les cas  $M_j = 1.10$  et  $1.15$  pour  $M_f$  jusqu'à  $0.39$  et  $M_j = 1.35$  pour  $M_f = 0.22$ , toujours avec la tuyère crénelée permettant d'éliminer le screech.

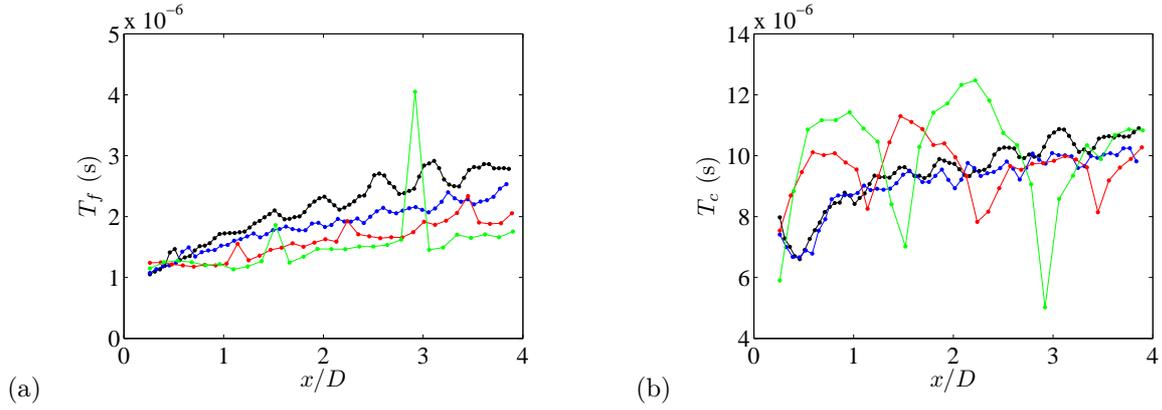


Fig. 3.70 Profils de (a)  $T_f$  et (b)  $T_c$  le long de la couche de mélange,  $y/D=0.5$ ; calcul bidimensionnel avec  $n_f = 16$ . •  $M_j = 1.10$ , •  $M_j = 1.15$ , •  $M_j = 1.35$ , •  $M_j = 1.50$ .

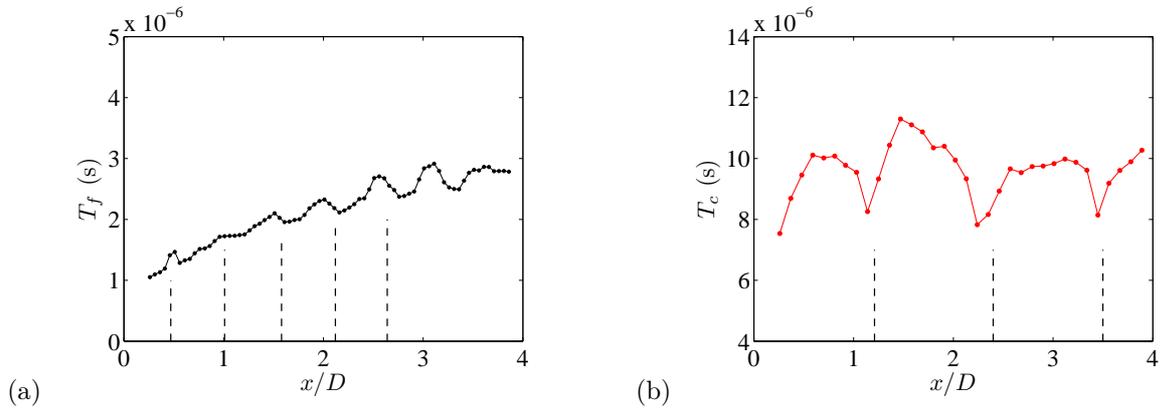


Fig. 3.71 Profils de  $T_f$  et  $T_c$  le long de la couche de mélange en  $y/D=0.5$ ; calcul bidimensionnel avec  $n_f = 16$  (courbes reproduites depuis la figure 3.70). (a)  $T_f$  pour  $M_j = 1.10$ , (b)  $T_c$  pour  $M_j = 1.35$ . Les lignes verticales marquent la position des fins de cellules visibles sur les films Schlieren.

### 3.2.2.1 Epaisseur de la couche de mélange

Comme il a été rappelé précédemment, la présence d'un écoulement secondaire allonge le jet, c'est-à-dire ralentit la croissance des couches de mélange et donc augmente la longueur du cône potentiel. Les mesures de vitesse et les visualisations strioscopiques de Sarohia [237, 238] en attestent clairement. De même, les mesures de vitesses par LDV de Morris [165] démontrent une diminution de la croissance des couches de mélange, accompagnée d'un étirement du cône potentiel et d'un ralentissement du déclin du jet. Morris trouve que la longueur de ce dernier s'exprime comme  $4.385 D/(1 - 0.92\lambda)$ , où  $\lambda$  est le rapport des vitesses  $U_f/U_j$ , pour un jet à  $M = 0.47$ . Il montre que le taux de croissance augmente linéairement en fonction de  $(1 - \lambda)/(1 + \lambda)$ , ce qui est en accord avec Brown & Roshko [42]. En revanche, Larson *et al.* [121] obtiennent une dépendance en  $\sqrt{(1 - \lambda)/(1 + \lambda)}$ .

Ces travaux se rapportent cependant à des couches de mélange incompressibles et il est connu qu'un effet de la compressibilité est de diminuer le taux de croissance d'une couche de mélange par rapport à ce qu'on observerait sur une couche incompressible *avec les mêmes rapports de vitesse et de masse volumique*. Ce point est détaillé chez Papamoschou & Roshko [205] ou Goebel & Dutton [85], par exemple.

Papamoschou & Roshko [205] ont étudié théoriquement et expérimentalement les structures turbulentes d'une couche de mélange compressible en se plaçant dans un repère lié à la structure. Cela conduit à définir les deux nombres de Mach convectifs relativement aux deux écoulements,

$$M_{c_1} = (U_1 - U_c)/c_1 \quad \text{et} \quad M_{c_2} = (U_c - U_2)/c_2 \quad (3.17)$$

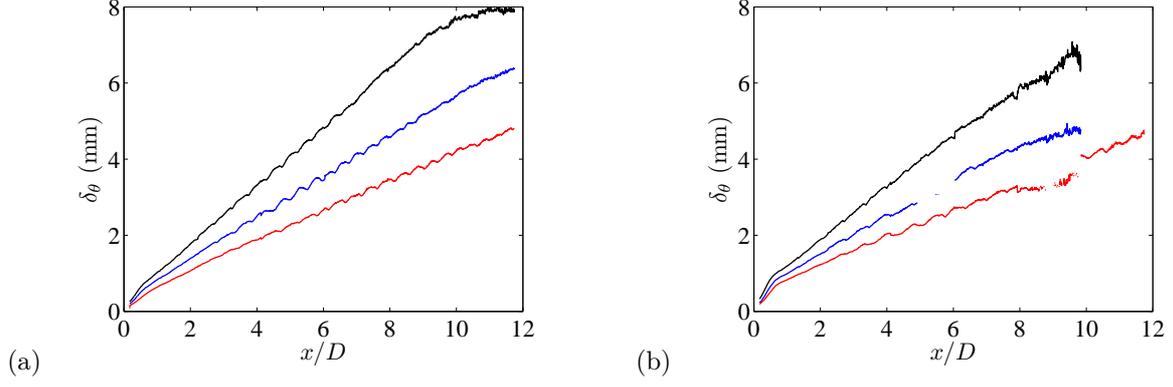


Fig. 3.72 Evolution de  $\delta_\theta$  le long du jet. (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.15$ . —  $M_f = 0.05$ , —  $M_f = 0.22$ , —  $M_f = 0.39$ .

où  $U_1$  est la vitesse de l'écoulement rapide,  $U_2$  celle de l'écoulement lent, et les  $c_i$  sont les vitesses du son respectives (pour deux écoulements ayant des rapports de capacité calorifique  $\gamma_i$  égaux). La relation entre  $M_{c_1}$  et  $M_{c_2}$  est obtenue classiquement pour les écoulements subsoniques en disant qu'il existe un point fixe entre les deux écoulements dans le repère convecté à  $U_c$ , et que les pressions de part et d'autre doivent être égales pour que ce point soit stable. L'argument valable en subsonique a été étendu au domaine supersonique par Bogdanoff [34], qui émet l'hypothèse que les écoulements atteignent le point fixe de manière isentropique. Sous ces hypothèses, Papamoschou & Roshko [203] établissent la relation suivante entre les deux Mach convectifs :

$$M_{c_1} = M_{c_2} = \frac{U_1 - U_2}{c_1 + c_2} \quad (3.18)$$

On note  $M_{c_{\text{sym}}}$  l'unique nombre de Mach convectif. Ce paramètre est classiquement utilisé pour mesurer la compressibilité d'une couche de mélange.

Un second paramètre pour caractériser la compressibilité est le Mach relatif  $M_r$  [85]. Il est défini par

$$M_r = 2 \frac{U_1 - U_2}{c_1 + c_2} \quad (3.19)$$

et donc vaut  $2M_c$  pour  $\gamma_1 = \gamma_2$ . On utilise ici  $M_r$ , sachant que le choix a peu d'importance puisqu'on est précisément dans ce cas. Augmenter le nombre de Mach de vol  $M_f$  a pour effet de diminuer  $M_r$ , ce qui signifie que la couche de mélange devient moins compressible. On voudrait montrer ici que la diminution du taux de croissance des couches de mélange en vol est cohérente avec l'effet de la compressibilité.

L'évolution de l'épaisseur de quantité de mouvement le long du jet est présentée en figure 3.72 pour  $M_j = 1.10$  et  $1.15$ . Le cas  $M_j = 1.35$  n'est pas inclus car il est tout à fait similaire. On vérifie bien que le taux de croissance diminue lorsque  $M_f$  augmente. D'après les profils axiaux de vitesse moyenne, la longueur du cône potentiel vaut  $7.5D$ ,  $9D$  et  $11D$  environ pour  $M_j = 1.10$  et  $M_f = 0.05$ ,  $0.22$  et  $0.39$ , respectivement. Notons que les lacunes dans les courbes de  $M_j = 1.15$ ,  $M_f = 0.22$  et  $0.39$ , correspondent à des zones de l'écoulement où l'apparition de condensation au centre du jet a perturbé les calculs de vitesse.

Le taux de croissance d'une couche de mélange plane et incompressible s'écrit [205]

$$\delta' \propto \frac{\left(1 - \frac{U_2}{U_1}\right) \left[1 + \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{1/2}\right]}{1 + \frac{U_2}{U_1} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{1/2}} \quad (3.20)$$

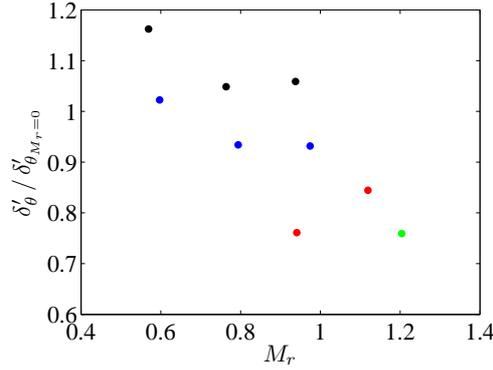


Fig. 3.73 Rapport du taux de croissance de  $\delta_\theta$  et de la valeur incompressible en fonction de  $M_r$ . •  $M_j = 1.10$ , •  $M_j = 1.15$ , •  $M_j = 1.35$ , •  $M_j = 1.50$ . Les relations entre les couples  $(M_j ; M_f)$  et  $M_r$  sont consignées en table 3.9.

	$M_f = 0.05$	$M_f = 0.22$	$M_f = 0.39$
$M_j = 1.10$	0.94	0.76	0.57
$M_j = 1.15$	0.97	0.79	0.60
$M_j = 1.35$	1.12	0.94	—
$M_j = 1.50$	1.20	—	—

Tab. 3.9 Valeurs des nombres de Mach relatifs  $M_r$  correspondant aux configurations étudiées. Sont renseignés seulement les points de la figure 3.73.

Le facteur multiplicatif dépend de la manière de mesurer l'épaisseur de la couche de mélange. Papamoschou & Roshko [205] utilisent un facteur 0.14 pour leurs mesures de  $\delta$  au tube de Pitot, en considérant une certaine définition de l'épaisseur de la couche de mélange. Goebel & Dutton [85] utilisent  $0.165/2$  en définissant l'épaisseur comme la distance entre les points où la vitesse  $U$  vaut  $U_1 - 0.1(U_1 - U_2)$  et  $U_2 + 0.1(U_1 - U_2)$ . Aucune de ces définitions ne correspond à celle qu'on a dû adoptée ici en raison de la présence de cellules de choc. On prend malgré tout le coefficient de [85], que l'on divise par 7.5 pour ramener  $\delta$  à  $\delta_\theta$  (voir la partie 3.2.1.1). Le rapport entre la valeur de  $\delta'_\theta$  mesurée et sa valeur incompressible est montré en figure 3.73 en fonction de  $M_r$ . Les valeurs de  $M_r$  correspondant à chaque couple  $(M_j ; M_f)$  sont indiquées en table 3.9. Les célérités du son ont été calculées par le biais des relations isentropiques alors que les vitesses ont été estimées à partir des mesures. Celle du jet supersonique est prise comme étant une valeur moyenne de la vitesse dans le cœur du jet. Il semble que le coefficient de proportionnalité utilisé dans l'expression (3.20) ne soit pas tout à fait adéquat, puisqu'on atteint des rapports supérieurs à 1, mais l'écart ne doit pas être grand. Par ailleurs, les points ne tombent pas sur une courbe unique, ce qui pourrait être lié à l'existence de cellules de choc, dont la force dépend de  $M_j$ . Malgré tout, la tendance est claire : lorsque  $M_f$  augmente, le taux de croissance diminue, mais de sorte que  $\delta'_\theta / \delta'_{\theta, M_r=0}$  augmente. On vérifie par ailleurs que la pente de la décroissance observée est en assez bon accord avec celle de Goebel & Dutton [85].

### 3.2.2.2 Taux de turbulence

L'effet du vol d'avancement sur le taux de turbulence dans la couche de mélange est montré en figure 3.74 pour  $M_j = 1.10$  et 1.15 et en figure 3.75 pour  $M_j = 1.35$ . Sur chaque tracé, le groupe des trois courbes les plus hautes sont celles de  $v_x^{\text{rms}}$ , alors que les trois autres sont celles de  $v_y^{\text{rms}}$ . Comme en 3.2.1.2, on adimensionne les écarts-types des vitesses par l'écart de vitesse entre les deux écoulements. On constate que les taux de turbulence ainsi définis ne varient quasiment pas en vol, hormis en sortie de tuyère. Ainsi, les niveaux absolus des fluctuations diminuent lorsque  $M_f$  augmente, ce qui est dû à la diminution du cisaillement au travers de la couche de mélange.

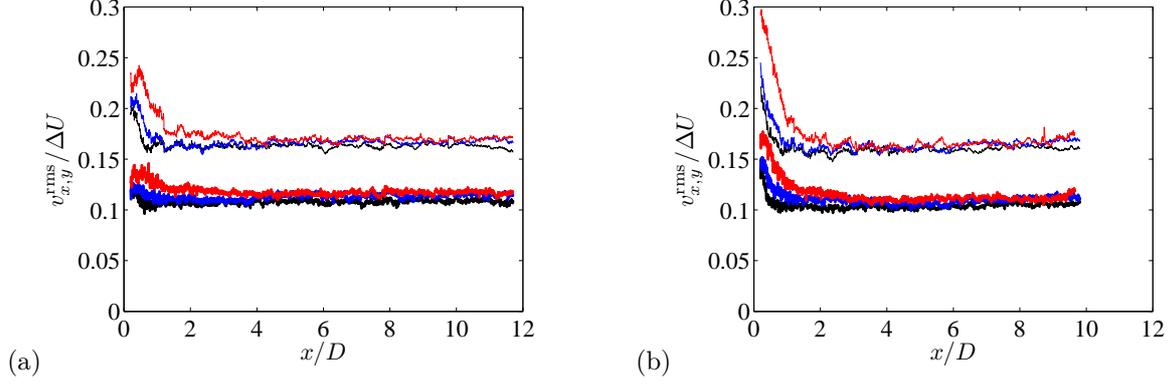


Fig. 3.74 Effet du vol sur les taux de turbulence axiaux et radiaux. (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.15$ . —  $M_f = 0.05$ , —  $M_f = 0.22$ , —  $M_f = 0.39$ ; —, —, —  $v_x^{\text{rms}}/\Delta U$ , —, —, —  $v_y^{\text{rms}}/\Delta U$ .

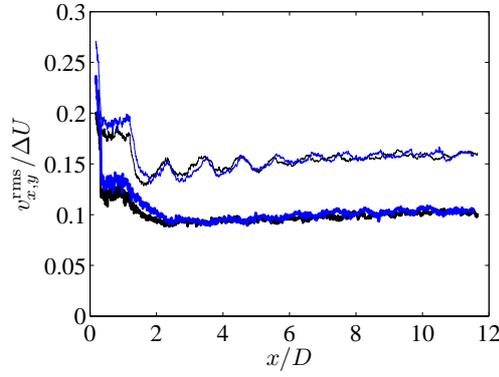
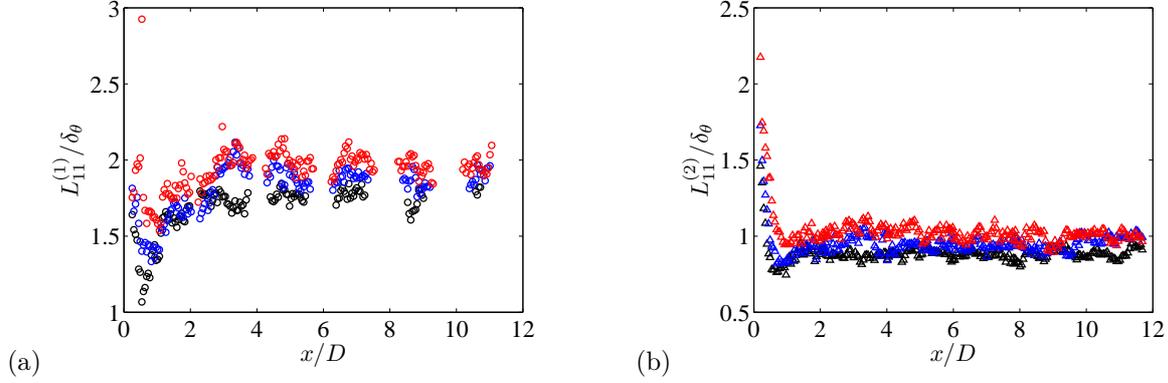


Fig. 3.75 Effet du vol sur le taux de turbulence axial et radial,  $M_j = 1.35$ . —  $M_f = 0.05$ , —  $M_f = 0.22$ ; —, —  $v_x^{\text{rms}}/\Delta U$ , —, —  $v_y^{\text{rms}}/\Delta U$ .

On trouve dans la littérature un certain désaccord sur la loi régissant cette diminution des fluctuations. Goebel & Dutton [85] mesurent les propriétés de la turbulence dans plusieurs couches de mélange planes compressibles à l'aide d'un anémomètre laser Doppler à deux composantes. Ils trouvent que  $v_x^{\text{rms}}/\Delta U$  reste constant avec le Mach relatif  $M_r$  alors que  $v_y^{\text{rms}}/\Delta U$  diminue. Sarohia & Massier [239] avancent qu'il s'agit de la vitesse du jet, au moins en sortie de tuyère, étant donné que la présence d'une couche limite sur l'extérieur du jet primaire fait que tout se passe comme s'il n'y avait pas d'écoulement secondaire. Il est probable que ce soit la raison de l'absence de superposition de nos courbes proche de la sortie. Morris [165] obtient une dépendance du pic de fluctuation en  $(1 - U_f/U_j)^{0.7}$ , alors qu'écrit sous cette forme, on trouve  $(1 - U_f/U_j)^1$  ici. Morris suppose que cet exposant 0.7 doit être spécifique à l'installation expérimentale utilisée; il le voit comme une réminiscence des conditions initiales, car il s'attend plutôt à ce que le niveau de turbulence soit piloté de manière linéaire par la différence de vitesse  $\Delta U$ , en citant comme preuve les mesures vers  $40D$  en aval de Wygnanski & Fiedler [321]. L'exposant 0.7 a cependant également été trouvé par Larson *et al.* [121], dans leur étude des effets du vol sur le développement et le bruit d'un jet subsonique. Ils argumentent au passage sur le caractère universel de l'exposant en montrant les différences entre leur installation et celle de Morris [165].

En tous les cas, il est clair à partir des figures 3.74 et 3.75 que dans notre installation, le niveau maximal des fluctuations dans la couche de mélange varie selon  $\Delta U$ . Une différence entre notre installation et celle de Morris réside dans la sortie coplanaire du jet et de l'écoulement simulant le vol d'avancement. On s'attend à ce qu'ainsi, la couche limite sur l'extérieur de la tuyère primaire soit plus fine, donc que son influence se fasse sentir moins loin, ce qui pourrait expliquer l'absence d'exposant

	$M_f = 0.05$	$M_f = 0.22$	$M_f = 0.39$
$M_j = 1.10$	0.83	0.97	0.98
$M_j = 1.15$	0.89	1.01	1.15
$M_j = 1.35$	0.97	1.23	–

 Tab. 3.10 Rapports des pentes de  $L_{11}^{(2)}$  et  $\delta_\theta$ .

 Fig. 3.76 Effet du vol sur  $L_{11}^{(i)}/\delta_\theta$ ,  $M_j = 1.10$ . (a)  $L_{11}^{(1)}/\delta_\theta$ , (b)  $L_{11}^{(2)}/\delta_\theta$ .  $\circ, \triangle$   $M_f = 0.05$ ,  $\circ, \triangle$   $M_f = 0.22$ ,  $\circ, \triangle$   $M_f = 0.39$ .

0.7 dans les présents résultats.

### 3.2.2.3 Taille et forme des structures turbulentes

La couche de mélange étant plus mince en vol à une abscisse donnée, on s'attend à ce que les structures soient plus petites avec écoulement secondaire, et c'est bien le cas. Larson *et al.* [121] obtiennent que l'échelle intégrale de longueur longitudinale mesurée au fil chaud est proportionnelle à l'épaisseur de la couche de mélange, dans leur cas incompressible. Sont tracés en figure 3.76 les rapports  $L_{11}^{(1)}/\delta_\theta$  et  $L_{11}^{(2)}/\delta_\theta$  pour  $M_j = 1.10$ . Il apparaît que les structures deviennent un peu plus grandes relativement à la couche de mélange locale, lorsque  $M_f$  augmente. Des tendances similaires sont obtenues pour  $M_j = 1.15$  et  $1.35$ . Le cas de  $L_{22}^{(1)}$  est montré seul en figure 3.77, pour  $M_j = 1.10$  et  $1.15$ . En effet, le calcul de  $L_{22}^{(2)}$  est plus bruité que les autres, comme il a été relevé en 3.2.1.3, et cette situation s'aggrave plutôt lorsque  $M_f$  augmente. Pour  $L_{22}^{(1)}$ , l'augmentation de la taille est plus franche, pour les deux valeurs de  $M_j$ . On peut consigner les résultats sous forme de rapports entre les pentes des  $L_{ii}^{(j)}$  et de  $\delta_\theta$ , comme il a été fait en table 3.2. On montre seulement ce qu'il se passe pour  $L_{11}^{(2)}$  en table 3.10, sachant que les autres échelles montrent les mêmes tendances. Si l'on regarde à  $M_f$  fixé, on trouve la même chose qu'en table 3.2 : une *croissance* des rapports  $L_{11}^{(2)}/\delta_\theta$  lorsque  $M_j$  *croît*, donc  $M_r$  *croît*. Mais si l'on regarde à  $M_j$  constant, il existe la même tendance, alors que  $M_r$  *décroit*. Si bien que le rapport des pentes pour le point ayant le plus petit Mach relatif dans la table est le même que pour le point ayant le plus grand  $M_r$ . Cela veut sans doute dire que la compressibilité seule ne peut expliquer toutes les tendances. Il y a une autre cause à ces tendances, sans doute liée à la force des cellules de choc. A  $M_f$  constant, les cellules forcissent lorsque  $M_j$  augmente, alors qu'elles sont peu modifiées par l'écoulement secondaire à  $M_j$  constant. En suivant cette idée, on pourrait dire que l'on voit à  $M_j$  constant un effet de la compressibilité seulement, qui diminue lorsque  $M_f$  augmente, alors que les cellules varient peu. En revanche, les deux effets joueraient à  $M_f$  constant, puisque force des cellules et  $M_r$  varient alors en même temps lorsque  $M_j$  change.

En ce qui concerne la forme des structures, les mêmes calculs d'ellipses ont été effectués que dans le cas sans vol. L'excentricité et l'inclinaison des ellipses approchant les contours de niveau de corrélation

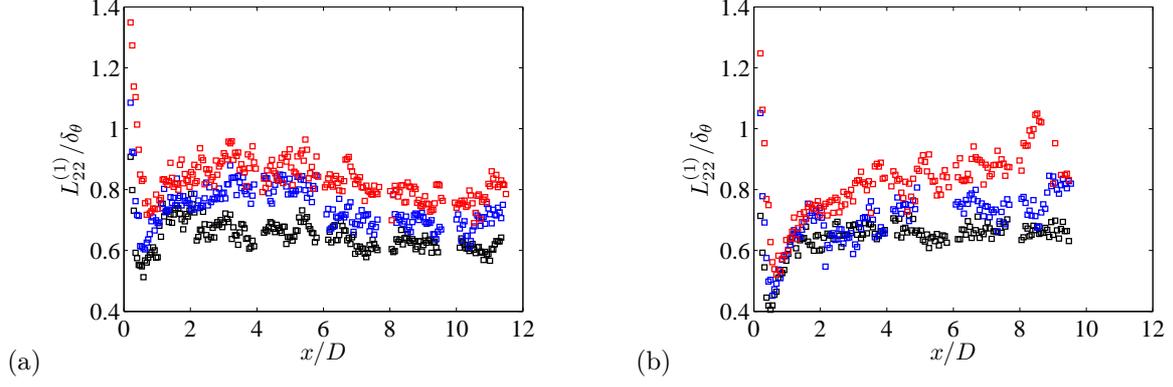


Fig. 3.77 Effet du vol sur  $L_{22}^{(1)}/\delta_\theta$ . (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.15$ .  $\square$   $M_f = 0.05$ ,  $\square$   $M_f = 0.22$ ,  $\square$   $M_f = 0.39$ .

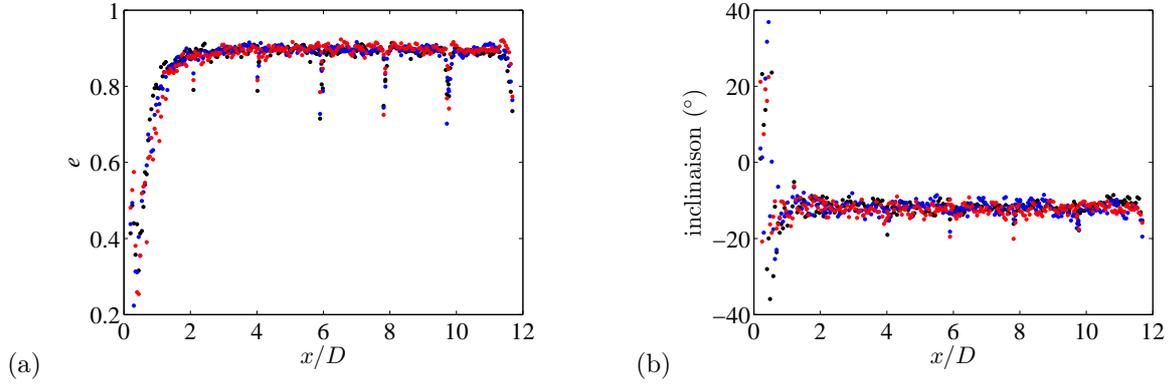


Fig. 3.78 Excentricité (a) et inclinaison (b) des ellipses de niveau de corrélation 0.5,  $M_j = 1.10$ .  $\bullet$   $M_f = 0.05$ ,  $\bullet$   $M_f = 0.22$ ,  $\bullet$   $M_f = 0.39$ .

0.5 sont montrées en figure 3.78 pour  $M_j = 1.10$ . On ne remarque aucune modification par l'écoulement secondaire ni de la forme, ni de l'inclinaison des ellipses. Cette dernière caractéristique est confirmée par les cas  $M_j = 1.15$  et  $1.35$ , comme on peut le voir en figure 3.79. Par ailleurs, on observe bien l'oscillation de l'inclinaison des structures au travers des cellules pour  $M_j = 1.35$ , avec même un léger décalage axial des arches vers l'aval traduisant l'allongement des cellules en vol.

### 3.2.2.4 Vitesse de convection des structures turbulentes

L'effet de la présence d'un écoulement secondaire sur la vitesse de convection des structures a été peu étudié expérimentalement. Habituellement, on généralise la formule statique

$$U_c = \alpha_{U_c} U_j \quad (3.21)$$

au cas du vol selon

$$U_c = \alpha_{U_c} (U_j - U_f) + U_f = \alpha_{U_c} U_j + (1 - \alpha_{U_c}) U_f \quad (3.22)$$

C'est la démarche adoptée par Bryce & Pinker [44], Norum & Shearin [186], ou encore Tam [270]. Larson *et al.* [121] ont mesuré des vitesses de convection en vol simulé dans leur couche de mélange subsonique à différentes positions axiales en corrélant les signaux obtenus par deux fils chauds. Malgré une dispersion non négligeable de leurs points de mesure, ils trouvent que la formule (3.22) est adéquate.

D'autre part, et comme il a déjà été mentionné précédemment à propos de l'épaisseur de la couche de mélange, Sarohia & Massier [239] émettent l'hypothèse que la couche limite se développant sur la paroi extérieure d'une tuyère, ou la nacelle d'un moteur d'avion, protège le jet primaire du jet

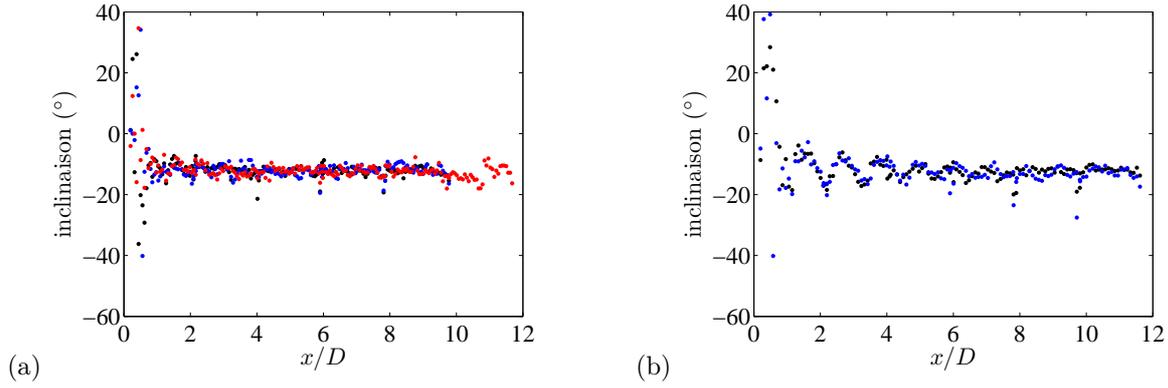


Fig. 3.79 Inclinaison des ellipses de niveau de corrélation 0.5. (a)  $M_j = 1.15$ , (b)  $M_j = 1.35$ . •  $M_f = 0.05$ , •  $M_f = 0.22$ , •  $M_f = 0.39$ .

secondaire, si bien que la vitesse pertinente pour la couche de mélange est plus  $U_j$  que  $U_j - U_f$ . Une conséquence logique de cette pensée est que la vitesse de convection est inchangée en vol, et suivrait toujours l'expression (3.21).

Finalement, on peut se tourner vers la littérature concernant les couches de mélange planes et écoulements coaxiaux compressibles, puisque la simulation de vol s'apparente à ce type de configurations. De l'égalité (3.18), on tire une expression pour la vitesse de convection,

$$U_{c_{\text{sym}}} = U_2 + \frac{U_1 - U_2}{1 + \sqrt{\rho_2/\rho_1}} \quad (3.23)$$

où  $U_{c_{\text{sym}}}$  est la vitesse de convection découlant du modèle symétrique entre  $M_{c_1}$  et  $M_{c_2}$ , et  $\rho_i$  est la masse volumique de l'écoulement  $i$ . Papamoschou [203] montre que pour une couche de mélange compressible, le modèle symétrique n'est pas valable et qu'il existe un certain nombre de configurations pour lesquels la vitesse de convection mesurée est bien loin de  $U_{c_{\text{sym}}}$ . Cette observation est confirmée par les mesures déflectométriques de McIntyre & Settles [145], entre autres travaux. Quoique la raison de ce désaccord semble toujours obscure, Murakami & Papamoschou [173] ont proposé un modèle empirique pour corriger le modèle symétrique en se fondant sur une collection de mesures. On voit clairement sur leur figure 17 que le modèle symétrique est mis en défaut lorsque  $M_{c_{\text{sym}}}$  est suffisamment grand, *i.e.* lorsque la compressibilité de la couche de mélange est assez grande. Leur modèle prend en compte l'existence de deux modes de convection, l'un où  $U_c > U_{c_{\text{sym}}}$  et l'autre où  $U_c < U_{c_{\text{sym}}}$ . Dans le cas d'un mélange entre un jet supersonique et un jet subsonique, ils indiquent que c'est plutôt le mode rapide qui est observé. Notons que Thurow *et al.* [290] observent les modes rapides et lents simultanément, dans la couche de mélange d'un jet rond parfaitement détendu à  $M = 2$ . D'après le modèle de Murakami & Papamoschou [173], si l'on trace l'évolution de  $U_c$  en fonction de la vitesse de l'écoulement subsonique ( $U_f$  ici), on observe que la vitesse de convection *diminue* lorsque  $U_f$  augmente, ce qui va dans le sens contraire de l'équation (3.21). Cette tendance se poursuit jusqu'à ce que le modèle symétrique soit à nouveau valable, c'est-à-dire jusqu'à ce que  $M_{c_{\text{sym}}} < 0.41$ . Ensuite, le modèle symétrique dicte que la vitesse de convection augmente comme environ la moitié des vitesses des deux écoulements.

On le voit, la situation n'est pas très simple en ce qui concerne la vitesse de convection et il semble y avoir une déconnexion complète entre les travaux traitant du bruit de choc et ceux parlant de couches de mélange. Dans les chapitres dédiés aux études acoustiques, les différentes expressions de  $U_c$  exposées ici vont être testées. Pour le moment, on mentionne brièvement les mesures de vitesse de convection par déflectométrie avec vol simulé. Elles ont été réalisées avec la tuyère lisse seulement, à  $M_j = 1.15$ . Ce n'est pas gênant cependant, puisqu'on ne s'attend pas à ce que les tendances dépendent de la buse. Notons que la tuyère secondaire utilisée est la tuyère tronquée, pour permettre un accès optique aisé

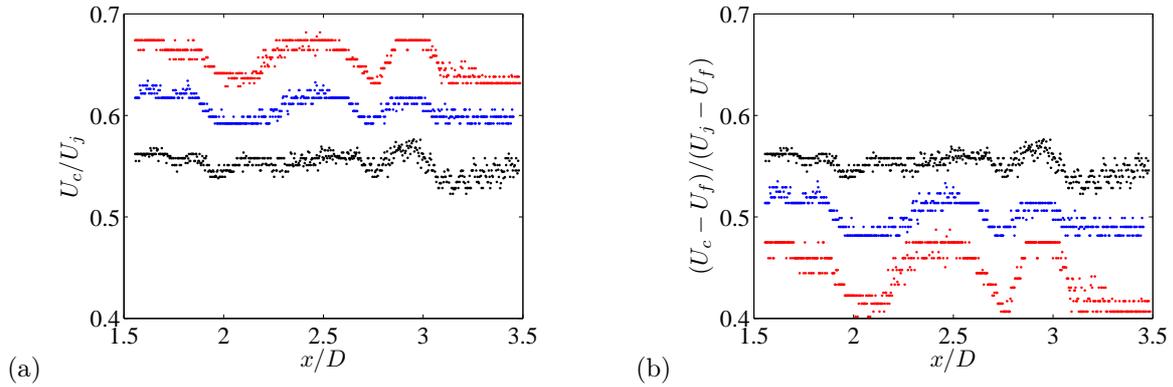


Fig. 3.80 Evolution de la vitesse de convection avec le nombre de Mach secondaire  $M_f$ , pour  $M_j = 1.15$  (exceptionnellement, il s'agit de résultats obtenus avec la tuyère lisse). (a) Adimensionnement dérivé de l'expression (3.21), (b) adimensionnement dérivé de la formule (3.22). •  $M_f = 0$ , •  $M_f = 0.22$ , •  $M_f = 0.39$ .

à la sortie du jet supersonique (voir la partie 2.1.4). On s'attend donc à ce que la couche limite sur la paroi extérieure de la tuyère primaire soit assez épaisse, en tout cas plus qu'avec la tuyère secondaire complète, ce qui pourrait avoir un effet non négligeable sur la variation de  $U_c$  en vol.

On présente en figure 3.80 l'évolution de la vitesse de convection avec  $M_f$  un peu en aval de la sortie du jet. Deux adimensionnements sont testés, pour faire ressortir si l'une des équations (3.21) ou (3.22) convient mieux en situation de vol. Il semble qu'aucune ne soit adéquate, et que la vérité se trouve entre les deux : la vitesse de convection augmente avec l'écoulement secondaire, mais pas tant qu'il est prédit par l'expression (3.22). Il se peut bien que proche de la sortie de tuyère, l'influence de la couche limite externe se fasse sentir, comme le suggèrent Sarohia & Massier [239]. La vraie vitesse de vol, celle vue par l'écoulement primaire, serait plus faible que la vitesse réglée, tout en restant non nulle. Il faut bien remarquer que ces mesures sont trop isolées pour pouvoir en tirer une réelle conclusion.



## Chapitre 4

# Effet du vol d'avancement sur le screech

### 4.1 Introduction

Le screech est une des deux composantes de bruit de choc. Une synthèse bibliographique a été rédigée en partie 1.2.3 pour le cas d'un jet statique, c'est-à-dire sans vol d'avancement.

Hay & Rose [92] ont montré que le screech pouvait être émis par un avion en vol et être responsable de fissures apparaissant par fatigue des matériaux, ce qui est confirmé par Raman [225]. Ils ont par ailleurs proposé une formule prédictive de la fréquence de screech, généralisant celle de Powell [215] au cas du vol et ont été suivis en cela par Bryce & Pinker [44], Norum & Shearin [186] et Tam [271]. Norum & Shearin [187] se sont également intéressés à la question de la force du screech en vol. Leurs résultats suggèrent que le niveau du screech est à peine modifié lorsque le Mach de vol  $M_f$  augmente de 0 à 0.4. Cette conclusion est en accord avec les données de Krothapalli *et al.* [115], travaillant sur des jets chauffés. En revanche, le screech disparaît en vol dans les études de Brown *et al.* [43] et Viswanathan & Czech [307]. Dans la première, il semble cependant que l'émission tonale soit déjà très faible en conditions statiques, ce qui laisse penser que leur installation est peu propice à l'émission du screech. Pour finir, l'apparition de sauts de mode en vol a été mentionnée par Norum & Shearin [186] et Norum & Brown [182]. Les premiers ont observé un saut entre les modes C et B pour  $M_j = 1.67$  et  $M_f = 0.15$ . Par ailleurs, ils ont trouvé que le mode C ne dominait plus à aucune valeur de  $M_j$  en vol. Norum & Shearin [187] ont également noté l'apparition de nouveaux modes en vol pour  $M_j > 1.55$ .

En résumé, un petit nombre d'études s'est attaché à l'émission du screech par les jets avec écoulement secondaire, malgré la pertinence industrielle de cette problématique. La plupart s'est concentrée sur la prédiction de la fréquence, et il n'existe pas de consensus sur l'effet du vol sur le niveau sonore du screech. Quant au comportement modal du screech en vol, il semble seulement avoir été déduit de spectres acoustiques, ce qui fait que les nouveaux modes n'ont pas pu être complètement caractérisés. Tam [271] estime d'ailleurs que le problème du screech en vol n'a pas été suffisamment étudié.

Le chapitre est organisé de la façon suivante. Pour commencer, la répétabilité du screech et l'influence de la tuyère secondaire sur celui-ci sont abordées. Ensuite, on va s'intéresser à la prédiction de la fréquence du screech en vol avant d'étudier son comportement modal. Enfin, l'effet du vol sur l'amplitude du screech est mentionné. Ce chapitre reprend en grande partie le travail présenté à l'*AIAA Aeroacoustics Conference* de Portland (2011), qui a ensuite été publié [18]. Tous les résultats montrés ici ont été obtenus avec la tuyère primaire lisse.

### 4.2 Répétabilité du screech

L'amplitude du screech présente une grande sensibilité à l'environnement de l'expérience [225], ce qui fait qu'il est très difficile de reproduire des amplitudes de screech entre deux laboratoires différents. Avant d'exploiter les mesures acoustiques, on souhaite donc évaluer la répétabilité du screech.

	$M_j = 1.20, M_f = 0$	$M_j = 1.40, M_f = 0$
$\theta = 50^\circ$	$f_1 = 4054, \text{SPL}_1 = 84.0$ $f_2 = 4028, \text{SPL}_2 = 85.0$	$f_1 = 3109, \text{SPL}_1 = 94.8$ $f_2 = 3119, \text{SPL}_2 = 91.2$
$\theta = 90^\circ$	$\text{SPL}_1 = 85.1$ $\text{SPL}_2 = 87.0$	$\text{SPL}_1 = 101.6$ $\text{SPL}_2 = 94.9$
$\theta = 130^\circ$	$\text{SPL}_1 = 98.4$ $\text{SPL}_2 = 100.3$	$\text{SPL}_1 = 108.7$ $\text{SPL}_2 = 104.7$

Tab. 4.1 Répétabilité du screech à plusieurs jours d'intervalle, à montage fixé. Les fréquences  $f_i$  sont en Hertz, les niveaux  $\text{SPL}_i$  en  $\text{dB.Hz}^{-1}$  (on rappelle que la fréquence du screech est la même pour toutes les directions d'observation). Les indices 1 et 2 dénotent les différentes mesures.

	$M_j = 1.20, M_f = 0$	$M_j = 1.40, M_f = 0$
$\theta = 50^\circ$	$f_1 = 4054, \text{SPL}_1 = 84.0$ $f_2 = 4055, \text{SPL}_2 = 93.2$	$f_1 = 3109, \text{SPL}_1 = 94.8$ $f_2 = 3129, \text{SPL}_2 = 101.3$
$\theta = 90^\circ$	$\text{SPL}_1 = 85.1$ $\text{SPL}_2 = 89.0$	$\text{SPL}_1 = 101.6$ $\text{SPL}_2 = 100.6$
$\theta = 130^\circ$	$\text{SPL}_1 = 98.4$ $\text{SPL}_2 = 103.7$	$\text{SPL}_1 = 108.7$ $\text{SPL}_2 = 112.4$

Tab. 4.2 Répétabilité du screech entre deux campagnes d'essais. Les fréquences  $f_i$  sont en Hertz, les niveaux  $\text{SPL}_i$  en  $\text{dB.Hz}^{-1}$ .

Trois niveaux de répétabilité ont été considérés. Il y a d'abord la répétabilité instantanée, où les acquisitions sont faites successivement avec le même réglage du point de fonctionnement. En théorie, le spectre ne devrait pas bouger si le temps d'échantillonnage est assez long. Pour le deuxième niveau, les enregistrements sont effectués à plusieurs jours d'intervalle, donc avec des réglages différents. Enfin, le troisième niveau de répétabilité considéré évalue les écarts entre deux campagnes de mesure, donc avec montage de maquette et réglage légèrement différents. Pour toutes les valeurs citées ici, l'acquisition a été faite sur 60 ou 120 s, avec une résolution fréquentielle de 1 Hz.

La répétabilité instantanée a été évaluée avec une tuyère convergente-divergente. Si la fréquence du screech ne bouge pas, des fluctuations d'amplitude de 4 dB environ ont été observées.

La répétabilité de deuxième niveau peut être estimée à partir de la table 4.1. Les fréquences sont bien reproductibles, avec une dispersion généralement inférieure à 1%. Ceci provient du contrôle satisfaisant du réglage du point de fonctionnement. En revanche, l'amplitude varie fréquemment de plusieurs décibels, avec un écart maximal relevé à 7 dB environ.

La répétabilité de troisième niveau peut être évaluée à partir de la table 4.2. Encore une fois, les fréquences varient très peu. Les variations d'amplitude sont du même ordre que celles observées en table 4.1. Les valeurs indicées 1 ont été acquises en 2010, les autres en 2011. On pourrait croire d'après cette table que le screech est plus fort avec l'installation de 2011, mais la situation est inversée pour d'autres valeurs de  $M_j$ .

Ainsi, on peut confirmer que l'amplitude du screech est très sensible à l'environnement de la mesure. Il faudra s'attacher aux tendances plutôt qu'aux valeurs quantitatives des amplitudes, en gardant à l'esprit qu'un écart de quelques décibels n'est pas forcément significatif. Au passage, il apparaît illusoire de chercher à prédire l'amplitude du screech numériquement, si ce n'est pour savoir si une configuration émettra un screech plutôt fort ou plutôt faible.

### 4.3 Influence de la tuyère secondaire

L'impact de la seule présence d'une tuyère secondaire, et de sa géométrie, sur la fréquence et le niveau du screech, est évalué ici. On voit clairement sur les spectres en champ lointain de la figure 4.1,

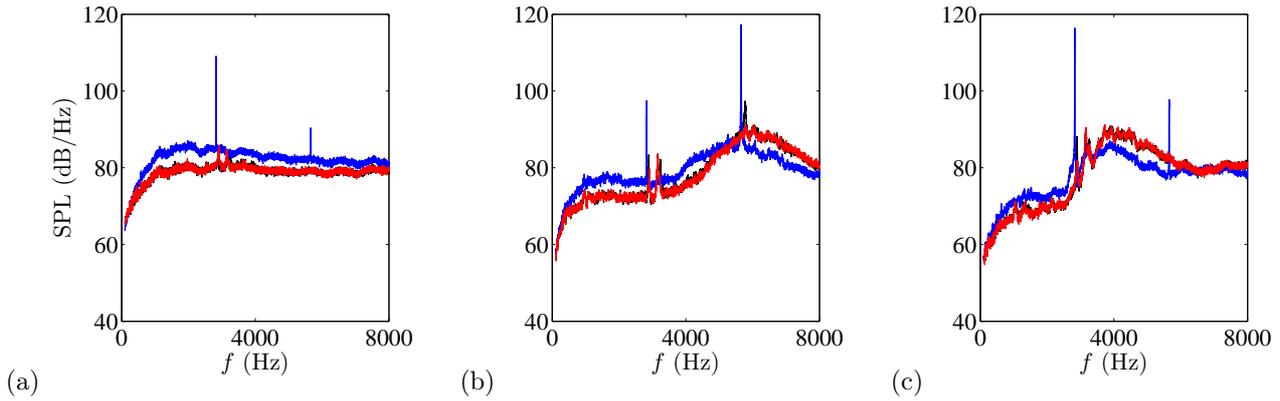


Fig. 4.1 Spectres acoustiques mesurés en champ lointain, montrant l'effet de la tuyère secondaire sur le screech pour  $M_j = 1.50$  et  $M_f = 0$ . (a)  $\theta = 50^\circ$ , (b)  $\theta = 90^\circ$ , (c)  $\theta = 130^\circ$ . — Sans tuyère secondaire, — tuyère secondaire complète, — tuyère secondaire tronquée.

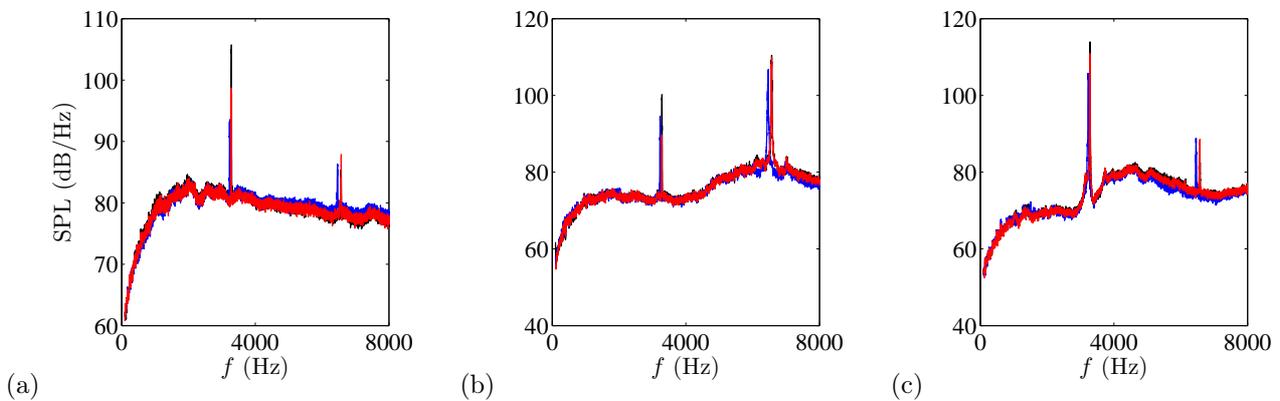


Fig. 4.2 Effet de la tuyère secondaire sur le screech pour  $M_j = 1.35$  et  $M_f = 0$ . (a)  $\theta = 50^\circ$ , (b)  $\theta = 90^\circ$ , (c)  $\theta = 130^\circ$ . — Sans tuyère secondaire, — tuyère secondaire complète, — tuyère secondaire tronquée.

pour les trois valeurs retenues pour l'angle de directivité  $\theta$ , que la présence de la tuyère secondaire complète engendre un très fort screech à  $M_j = 1.50$ , émergeant d'environ 25 dB au-dessus du bruit large bande à  $\theta = 50$  et  $130^\circ$ . Les deux autres configurations présentent des spectres quasiment identiques, où deux très faibles composantes tonales sont perceptibles. On rappelle que les géométries des tuyères peuvent être vues en figure 2.4. On remarque au passage que les différences de screech ont une incidence sur le bruit de choc large bande. Ce point sera développé en partie 5.3.3. Le point de fonctionnement  $M_j = 1.50$  est cependant un cas particulier ; en général, l'écart entre les configurations est plus faible, mais les amplitudes sont fréquemment différentes de 10 dB ou plus, comme on peut le voir pour  $M_j = 1.35$  en figure 4.2 et pour  $M_j = 1.15$  en figure 4.3. Il faut noter que pour ces deux dernières valeurs de  $M_j$ , aucune tuyère ne semble favoriser le screech par rapport aux autres. Contrairement à son amplitude, les fréquences du screech sont proches quelle que soit la tuyère.

Le nombre de Strouhal caractéristique du screech, défini par

$$St_s = \frac{f_s D}{U_j} \quad (4.1)$$

avec  $f_s$  la (ou les) fréquence(s) du screech et  $D$  le diamètre géométrique de la tuyère primaire, a été déterminé sur une gamme de  $M_j$  allant jusqu'à 1.55 avec  $M_f = 0$ , pour les configurations sans tuyère secondaire et avec tuyère secondaire complète. Son évolution est montrée en figure 4.4, où seulement les fréquences fondamentales sont incluses. L'allure générale de cette courbe de  $St_s$  en fonction de  $M_j$  est classique, voir 1.2.3.2. Le caractère modal du screech se manifeste clairement par des discontinuités

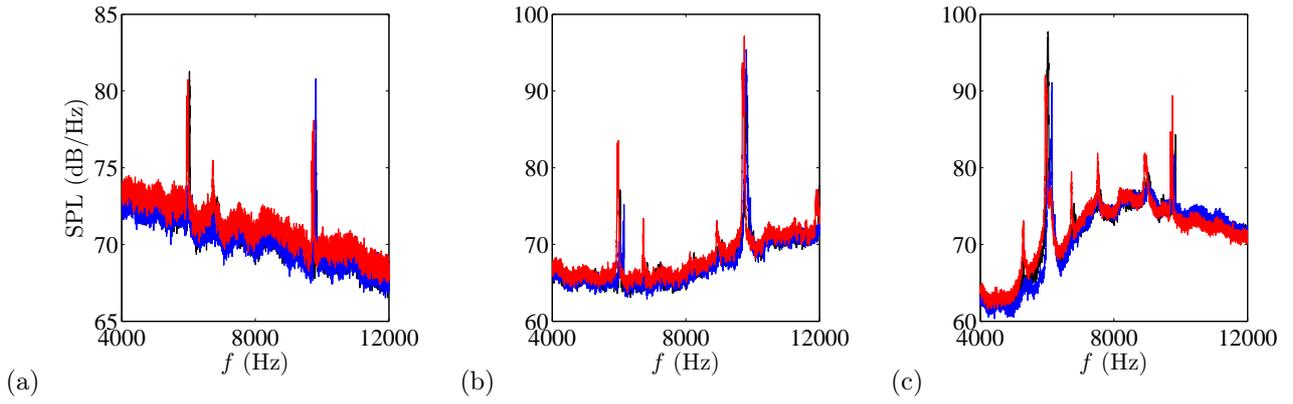


Fig. 4.3 Effet de la tuyère secondaire sur le screech pour  $M_j = 1.15$  et  $M_f = 0$ . (a)  $\theta = 50^\circ$ , (b)  $\theta = 90^\circ$ , (c)  $\theta = 130^\circ$ . — Sans tuyère secondaire, — tuyère secondaire complète, — tuyère secondaire tronquée.

interrompant des plages d'évolution continues de  $St_s$  selon  $M_j$ . Chaque plage correspond à un mode. On remarque que dans certaines gammes de  $M_j$ , plutôt localisées aux jonctions entre modes, il existe des modes en compétition. Une différence frappante entre nos mesures et la répartition habituelle des modes est l'existence complètement marginale du mode hélicoïdal C. Il devrait dominer le mode antisymétrique B au-delà de  $M_j = 1.40$  environ d'après Powell *et al.* [219], mais on ne l'observe pas dans la configuration où la tuyère secondaire est montée. A la place, il existe un faible décrochement dans la courbe de  $St_s$  vers  $M_j = 1.43$  pour cette configuration, clairement audible lors des mesures ; le même phénomène se produit un peu plus tôt en l'absence de tuyère secondaire. On considère qu'au-delà de ce décrochement, le mode existant est le b d'après la terminologie de Powell *et al.* [219], qui est simplement un prolongement, normalement non dominant, du mode antisymétrique B. La situation est un peu différente pour la configuration sans tuyère secondaire, puisque là, on observe un faible mode qui ressemble au mode C, considérant le  $M_j$  auquel il intervient et sa fréquence, plus élevée que celle associée au mode b.

On vérifie bien que les deux configurations offrent des valeurs de  $St_s$  assez proches. Des différences notoires sont visibles pour  $M_j$  compris entre 1.10 et 1.20, où le screech revêt un caractère multimodal marqué. Cela peut aussi se voir pour  $M_j = 1.15$  en figure 4.3. Notons que dans cette gamme, de nombreuses contributions tonales (distinctes) peuvent apparaître. Elles ne sont pas toutes incluses dans la figure 4.4, car elles ne sont pas toutes indépendantes les unes des autres, sans qu'il y ait pour autant de relation simplement harmonique entre elles. Souvent, il existe deux fréquences fondamentales  $f_1$  et  $f_2$  et une ou deux séries de fréquences-sœurs s'écrivant comme une combinaison linéaire de  $f_1$  ou  $f_2$  et  $|f_1 - f_2|$ . Dans ces cas multimodaux, le screech est très instable et on comprend que l'environnement du jet influence beaucoup l'émission sonore.

Les essais présentés dans la suite ont été réalisés avec la tuyère secondaire complète.

## 4.4 Prédiction de la fréquence du screech

### 4.4.1 Sans vol simulé

On a vu au paragraphe 1.2.3.1 que dans les modèles de Powell [215] et Tam *et al.* [280], la fréquence du screech s'exprime

$$f_s = \frac{U_c}{L_s (1 + M_c)} \quad (4.2)$$

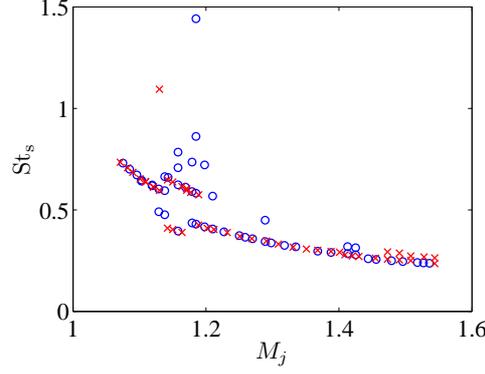


Fig. 4.4 Influence de la tuyère secondaire sur la fréquence du screech ;  $St_s = f_s D / U_j$ .  $\circ$  Avec tuyère secondaire complète ;  $\times$  sans tuyère secondaire.

Il a également été rappelé que Tam *et al.* ont réécrit  $f_s$  de la façon suivante

$$\frac{f_s D_j}{U_j} = \frac{0.67}{(M_j^2 - 1)^{1/2}} \left[ 1 + 0.7 M_j \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2 \right)^{-1/2} \left( \frac{T_{\text{amb}}}{T_t} \right)^{-1/2} \right]^{-1} \quad (4.3)$$

en explicitant  $L_s$  et  $U_c$  en fonction des paramètres de contrôle  $M_j$ ,  $T_t$  et la température ambiante  $T_{\text{amb}}$ . Une telle formule ne prédit pas les différents modes. Suivant les expressions retenues pour  $L_s$  et  $U_c$  en fonction de  $M_j$  et de la température totale  $T_t$ , de nombreuses expressions finales ont été proposées. On a vu en 3.1.1.3 que les longueurs de cellules sont toujours exprimées comme un multiple de  $\beta D$ . La vitesse de convection est elle écrite traditionnellement comme une fraction de la vitesse du jet parfaitement détendu,  $U_j$ . L'estimation  $U_c = 0.7 U_j$  semble être la plus couramment utilisée (voir le paragraphe 3.2.1.4). Si l'on veut que la formule puisse prédire la fréquence du screech de différents modes, il faut adapter les paramètres  $L_s$  et  $U_c$  à chacun. A notre connaissance, il n'existe pas d'étude de la variation de la longueur des cellules selon le mode du screech. Ceci n'a pas non plus été entrepris dans ce travail. En revanche, plusieurs travaux déjà cités en 3.2.1.4 montrent une variabilité de  $U_c$  avec le mode de screech.

Massey & Ahuja [143] ont ainsi proposé deux formules pour la fréquence des modes A et C, en partant de cette dernière équation. Ils ont mesuré  $U_c$  pour chaque mode et ont utilisé ces nouvelles expressions à la place du facteur 0.7 de (4.3). Par ailleurs, ils constatent de manière complètement empirique que remplacer le terme  $(M_j^2 - 1)^{1/2}$  du dénominateur par  $(M_j^2 - 1)^{1/3}$  permet de mieux s'approcher des mesures. Ils écrivent finalement

$$\frac{f_s D_j}{U_j} = 1.25 \times \frac{0.63}{1.1(M_j^2 - 1)^{1/3}} \left[ 1 + 0.63 M_j \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2 \right)^{-1/2} \left( \frac{T_{\text{amb}}}{T_t} \right)^{-1/2} \right]^{-1} \quad (4.4)$$

pour le mode A (axisymétrique) et

$$\frac{f_s D_j}{U_j} = \frac{0.615}{1.1(M_j^2 - 1)^{1/3}} \left[ 1 + 0.615 M_j \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2 \right)^{-1/2} \left( \frac{T_{\text{amb}}}{T_t} \right)^{-1/2} \right]^{-1} \quad (4.5)$$

pour le mode C (hélicoïdal). Le facteur 1.25 dans l'équation (4.4) est également empirique.

Les prédictions portant sur  $St_s = f_s D / U_j$  (avec  $D$  et non  $D_j$ ), calculées à partir des expressions de Massey & Ahuja [143], ont été confrontées à nos valeurs expérimentales en figure 4.5. L'échelle de l'axe des ordonnées a été agrandie par rapport à la figure 4.4 pour faciliter la lecture. L'accord est jugé bon pour ces deux modes, même si les constantes multiplicatives pourraient être ajustées pour fournir un meilleur accord. On remarque que la formule de Massey & Ahuja [143] pour le mode axisymétrique

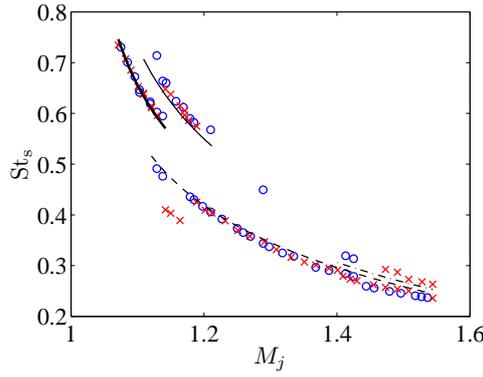


Fig. 4.5 Comparaison des valeurs de  $St_s$  mesurées avec les formules de prédiction.  $\circ$  Avec tuyère secondaire complète ;  $\times$  sans tuyère secondaire ; — mode A1, équation (4.6), — mode A2, équation (4.4), - - mode B, équation (4.7), - · - mode C, équation (4.5).

semble être calibrée pour le mode A2. L'expression pour le mode C correspond approximativement aux quelques points de plus haute fréquence pour  $M_j \approx 1.40$  et  $1.50$ , ce qui confirme qu'ils doivent appartenir au mode hélicoïdal attendu à ces conditions.

En plus des prédictions pour les modes A2 et C, des expressions pour les modes A1 (axisymétrique) et B (antisymétrique), qui n'ont pas été traités par Massey & Ahuja, sont tracées. Elles ont été construites sur le modèle des équations (4.4) et (4.5) et s'écrivent

$$\frac{f_s D_j}{U_j} = 1.08 \times \frac{0.67}{1.1(M_j^2 - 1)^{1/3}} \left[ 1 + 0.67 M_j \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2 \right)^{-1/2} \left( \frac{T_{\text{amb}}}{T_t} \right)^{-1/2} \right]^{-1} \quad (4.6)$$

pour A1 et

$$\frac{f_s D_j}{U_j} = \frac{0.58}{1.1(M_j^2 - 1)^{1/3}} \left[ 1 + 0.58 M_j \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2 \right)^{-1/2} \left( \frac{T_{\text{amb}}}{T_t} \right)^{-1/2} \right]^{-1} \quad (4.7)$$

pour B. Les valeurs de  $U_c/U_j$  proviennent de Panda *et al.* [197], alors que l'expression  $L_s = 1.1 (M_j^2 - 1)^{1/3} D$  de Massey & Ahuja a été conservée. Le fait que l'équation (4.7) suive étroitement les fréquences mesurées pour le mode B sur une large gamme de  $M_j$  appuie le remplacement de  $(M_j^2 - 1)^{1/2}$  par  $(M_j^2 - 1)^{1/3}$ . Utiliser la dépendance classique en  $(M_j^2 - 1)^{1/2}$  donne la courbe verte de la figure 4.6. On voit bien que l'évolution de  $St_s$  en fonction de  $M_j$  est mal prédite, particulièrement pour les plus faibles valeurs de  $M_j$ . Le fait qu'il faille utiliser  $(M_j^2 - 1)^{1/3}$  au lieu de  $(M_j^2 - 1)^{1/2}$  est assez troublant, puisque toutes les études théoriques et expérimentales livrent une croissance de  $L_s$  selon cette dernière expression (voir 3.1.1.3).

Il est intéressant de noter que Panda [193, 195] propose une variante de l'équation classique (4.2) pour la fréquence du screech, dans laquelle la longueur des cellules de choc n'intervient pas. Il montre par mesures microphoniques que l'écart-type de la pression en champ proche fluctue le long de la structure de cellules, et que cette fluctuation n'est pas en phase avec les cellules, c'est-à-dire qu'elles n'ont pas la même période. Cette structure, extérieure au jet, avait déjà été repérée par Westley & Woolley [316, 317] pour les jets axisymétriques. Panda dit qu'elle peut s'expliquer par la superposition de deux types de fluctuations se déplaçant en sens inverse : les fluctuations hydrodynamiques étant advectées par le jet et les fluctuations acoustiques remontant l'écoulement. Ainsi, la longueur  $L_{SW}$  de l'onde stationnaire résultante s'écrit

$$\frac{1}{L_{SW}} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_h} \quad (4.8)$$

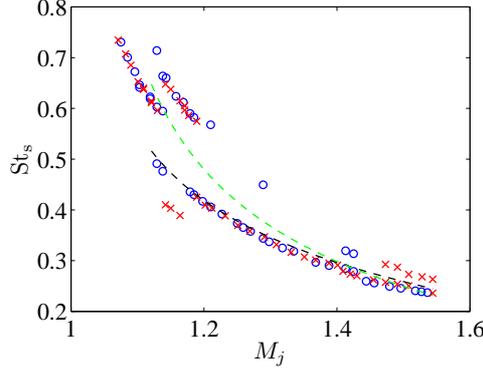


Fig. 4.6 Comparaison des valeurs de  $St_s$  mesurées avec les formules de prédiction.  $\circ$  Avec tuyère secondaire complète;  $\times$  sans tuyère secondaire;  $--$  équation (4.7),  $---$  équation (4.7) avec  $(M_j^2 - 1)^{1/2}$  à la place de  $(M_j^2 - 1)^{1/3}$ .

où  $\lambda_s$  et  $\lambda_h$  sont les longueurs d'onde acoustiques et hydrodynamiques, respectivement. Comme on a

$$\lambda_s = \frac{c_0}{f_s} \quad \text{et} \quad \lambda_h = \frac{U_c}{f_s} \quad (4.9)$$

on obtient la formule suivante pour  $f_s$

$$f_s = \frac{U_c}{L_{SW}(1 + M_c)} \quad (4.10)$$

qui est la même que (4.2), à ceci près que  $L_s$  a été remplacée par  $L_{SW}$ . L'équation (4.10) est essentiellement différente de celle de Powell [215] en ceci qu'elle ne découle pas d'un modèle de genèse du screech, mais est uniquement fondée sur une observation expérimentale (l'existence d'une onde stationnaire). Ahuja [5] et Raman *et al.* [226], dans leurs études sur la réceptivité de la couche de mélange initiale dans le contexte du screech, trouvent que la fréquence du bruit tonal est modifiée lorsqu'on déplace un panneau réfléchissant en amont de la sortie de tuyère. Ces derniers ajoutent que les sources (les cellules de choc) sont fixes, ce qui implique que les longueurs de cellules restent invariantes, alors que la longueur de l'onde stationnaire doit s'ajuster à la nouvelle position du ventre de pression sur le panneau, ce qui en définitive modifie  $f_s$ . Cela peut être vu comme une preuve que la fréquence du screech dépend plutôt de  $L_{SW}$  que de  $L_s$ . Le fait que  $(M_j^2 - 1)^{1/3}$  convienne mieux que  $(M_j^2 - 1)^{1/2}$  pour décrire l'évolution de la fréquence du screech avec  $M_j$  devrait alors provenir du fait que c'est la longueur de l'onde stationnaire, et non celle des cellules, qui est l'échelle pertinente. Une vérification de cette hypothèse passerait par la mesure de  $L_{SW}$  à différentes valeurs de  $M_j$ , puisqu'en effet, l'équation (4.10), associée aux mesures de fréquence du screech montrées en figure 4.6, stipule que  $L_{SW}$  doit évoluer en  $(M_j^2 - 1)^{1/3}$ . Mais à notre connaissance, aucune étude détaillée de l'évolution de  $L_{SW}$  avec  $M_j$  n'a été menée.

#### 4.4.2 Avec vol simulé

Une étude détaillée de la fréquence du screech en vol pour les quatre modes de screech rencontrés a été réalisée. Les valeurs de  $M_j$  retenues sont 1.10, 1.15, 1.35 et 1.50. D'après la discussion en 4.3, ces valeurs correspondent aux modes A1, A2, B et b, respectivement. Pour chaque  $M_j$ , on fait varier graduellement la valeur de  $M_f$  de 0 à environ 0.4 puis dans le sens contraire. Des signaux temporels de une ou deux secondes ont été acquis pour des microphones localisés en champ proche sur l'antenne azimutale montrée en figure 4.7. Cette antenne est fixée sur la tuyère secondaire, soit à un peu plus de 100 mm du centre du jet, et les microphones sont positionnés de manière affleurante au plan de

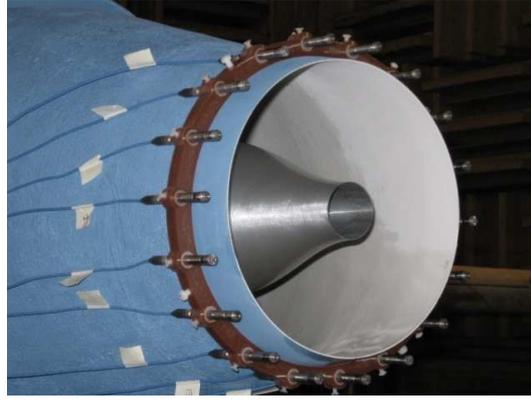


Fig. 4.7 Photographie de l'antenne champ proche utilisée pour l'étude modale du screech en vol.

sortie des tuyères. Powell *et al.* [219], Ponton & Seiner [213] ou encore Massey & Ahuja [143] utilisent de telles antennes pour l'étude du screech. Cet équipement est essentiel puisqu'on peut déterminer les modes à partir des phases entre les signaux des microphones. Suivant les cas, 15 ou 18 microphones PCB Piezotronics de 6.35 mm de diamètre sont utilisés. Ils sont placés à l'intérieur de 18 trous percés tous les 20° dans l'anneau se fixant sur la tuyère secondaire.

A partir de ces signaux temporels, la fréquence du screech a été calculée et son évolution en fonction de  $M_f$  est tracée en figure 4.8 pour les quatre conditions étudiées. Il apparaît que la fréquence du screech a tendance à diminuer en vol. Dans tous les cas, et surtout pour  $M_j = 1.15$ , l'évolution fréquentielle est discontinue. Par ailleurs, certains sauts ont un caractère hystérétique, puisque les courbes de  $f_s$  à  $M_f$  croissant et décroissant ne se recouvrent pas toujours. Les numérotations ajoutées en figure 4.8 seront utilisées plus loin.

La formule (4.2) a été étendue au cas d'un jet en vol par Hay & Rose [92] puis Bryce & Pinker [44]. Dans ce cas, l'expression (1.32) de la période du screech doit être modifiée pour tenir compte de la plus faible vitesse de propagation des ondes acoustiques évoluant à contre courant dans l'écoulement secondaire. Il faut donc écrire

$$t_s = \frac{L_s}{U_c} + \frac{L_s}{c_0 - U_f} \quad (4.11)$$

où  $U_f = M_f \times c_0$  est la vitesse de vol et  $c_0$  la célérité du son dans l'écoulement secondaire. En conséquence

$$f_s = \frac{U_c}{L_s [1 + M_c / (1 - M_f)]} \quad (4.12)$$

Cette dernière formule est la même que celle donnée par Tam [271]. Ici encore, on peut discuter des expressions de  $L_s$  et  $U_c$  à considérer. On a vu en 3.1.2.2 et 3.2.2.4 que ces deux grandeurs étaient susceptibles de changer avec écoulement secondaire. Si  $U_c$  varie, elle devrait *a priori* augmenter avec  $M_f$ , ce qui a pour conséquence une diminution de  $t_s$  selon (4.11) donc une augmentation de  $f_s$ . Par ailleurs, l'importance de prendre en compte l'allongement des cellules en vol pour la prédiction de la fréquence a déjà été établie par Norum & Shearin [186]. Il entraîne bien sûr une diminution de  $f_s$ . Au total, une rapide étude de sensibilité montre que le facteur le plus significatif dans la décroissance de  $f_s$  en vol est le ralentissement de la remontée de l'onde acoustique à l'extérieur du jet. Deux stratégies se présentent pour prendre en compte l'augmentation de  $L_s$ . On s'appuiera d'une part sur les valeurs mesurées qui ont été présentées en 3.1.2.2; on considère ce faisant que l'allongement des cellules est linéaire en  $M_f$ , et on utilise les coefficients  $\alpha_{L_s}$  de l'expression (3.6). D'autre part, on utilisera, comme dans [18], le modèle de Morris [167], ce qui permet d'éliminer le plus possible l'utilisation de données empiriques. A partir de  $L_j \propto \beta D_j$  calculée dans Morris [167], on détermine  $L_s$  par  $L_s = L_j D / D_j$ .

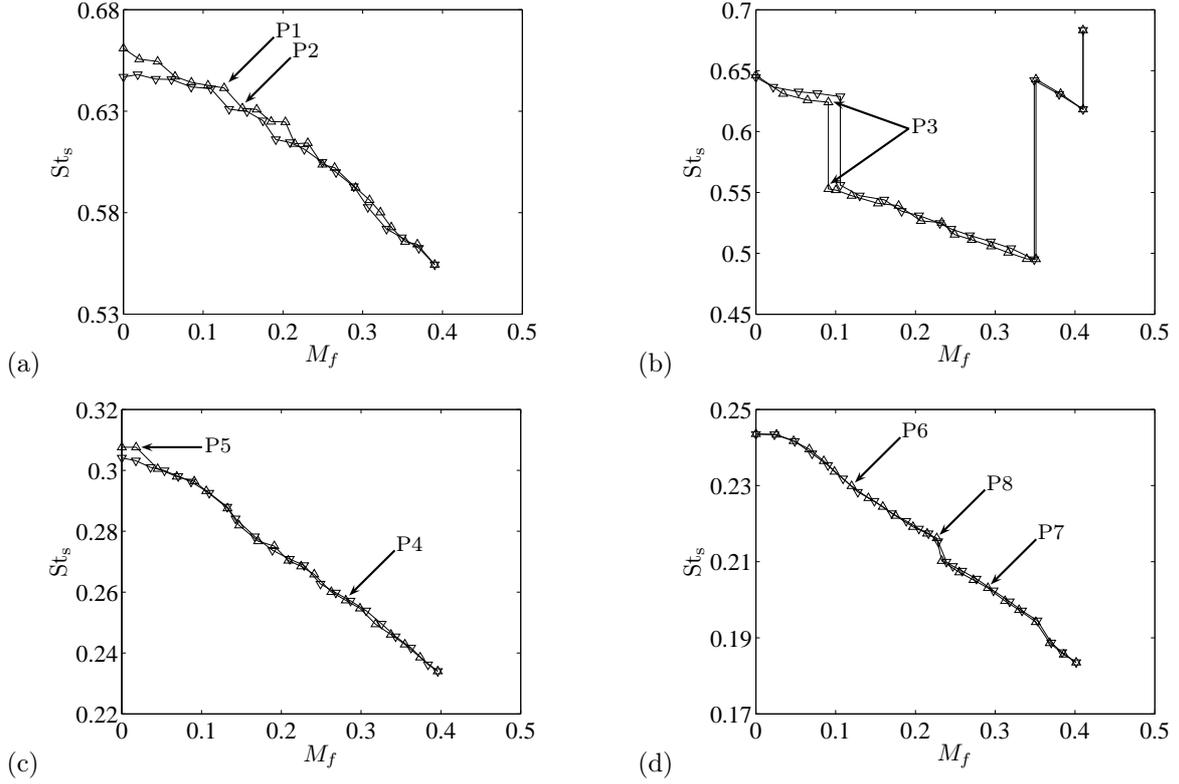


Fig. 4.8 Evolution de  $St_s$  avec le Mach de vol  $M_f$ . (a) Mode A1,  $M_j = 1.10$ , (b) mode A2,  $M_j = 1.15$ , (c) mode B,  $M_j = 1.35$ , (d) mode b,  $M_j = 1.50$ .  $\triangle$   $M_f$  croissant,  $\nabla$   $M_f$  décroissant.

On considérera par ailleurs les trois expressions pour  $U_c$  en vol envisagées en 3.2.2.4. Les facteurs  $\alpha_{U_c}$  définis par  $U_c/U_j$  sont ajustés à chaque mode d'après les résultats de Panda *et al.* [197] consignés en table 3.3.

Les confrontations des prédictions de  $f_s$  en vol avec les mesures à  $M_j = 1.10$ , 1.35 et 1.50 sont montrées en figures 4.9, 4.10 et 4.11 respectivement. Le cas  $M_j = 1.15$  n'est pas inclu en raison des grands sauts de fréquence observés. On peut d'ores-et-déjà dire que les prédictions s'appuyant sur la vitesse de convection de Murakami & Papamoschou [173] sont les plus éloignées des mesures. La valeur de  $U_c$  à  $M_f = 0$  est trop élevée, et sa décroissance avec  $M_f$  exagère la diminution de  $St_s$ . Les cassures existant sur les courbes à  $M_j = 1.10$  sont dues au retour au modèle symétrique lorsque  $M_f$  est suffisamment élevé (voir 3.2.2.4).

Le cas  $M_j = 1.10$  est un peu particulier. Les valeurs prédites pour  $St_s$  en conditions statiques ( $M_f = 0$ ) sont toutes supérieures aux mesures, quelle que soit l'expression retenue pour  $L_s$ . On avait justement vu en figure 4.6 qu'en prenant  $L_s$  pour échelle de longueur pertinente et en l'écrivant selon  $(M_j^2 - 1)^{1/2} D$ , on surestimait beaucoup la fréquence du screech, surtout à faible  $M_j$ . Ceci confirme donc le choix de Massey & Ahuja [143]. Les longueurs de cellule mesurées étant plus faibles encore que dans le modèle de Morris [167], elles donnent lieu à un écart encore supérieur sur  $St_s$ . De manière générale, pour  $M_j = 1.10$ , l'évolution de  $St_s$  avec  $M_f$  semble mieux représentée avec l'expression  $U_c = 0.67(U_j - U_f) + U_f$ .

Dans les cas  $M_j = 1.35$  et 1.50, l'expression  $U_c = \alpha_{U_c} U_j$  prédit mieux la décroissance de  $St_s$  pour les deux longueurs de cellules.

Il n'existe donc pas de conclusion claire. Suivant la valeur de  $M_j$ , les expressions de  $U_c$  livrant le meilleur accord changent. Mais il est possible que la formule de départ soit partiellement erronée, puisque d'après Panda [193, 195], il faudrait utiliser  $L_{SW}$  à la place de  $L_s$ . Cependant, en l'absence de

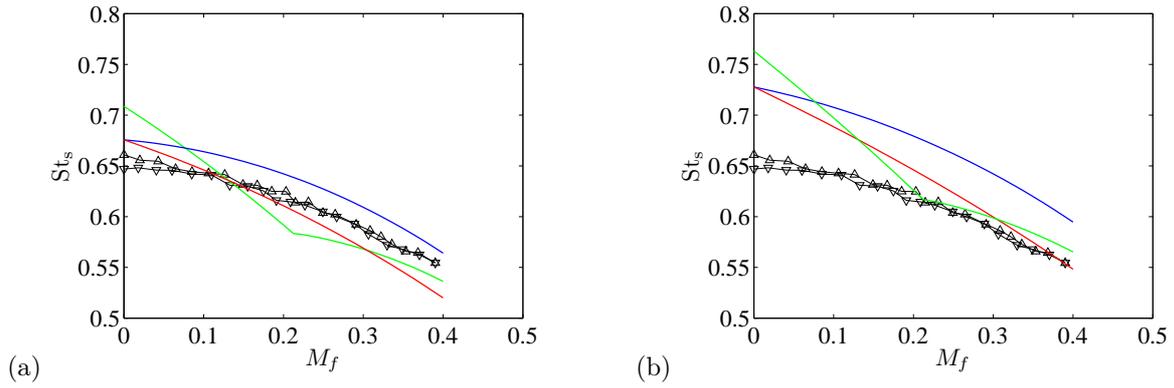


Fig. 4.9 Prédiction de la fréquence du screech en vol par l'équation (4.12),  $M_j = 1.10$ . (a)  $L_s$  de Morris [167], (b)  $L_s = 1.21 \beta D (1 + 0.12 M_f)$ .  $\Delta$ ,  $\nabla$   $St_s$  mesurés ; —  $U_c = 0.67 (U_j - U_f) + U_f$ , —  $U_c = 0.67 U_j$ , —  $U_c$  de Murakami & Papamoschou [173].

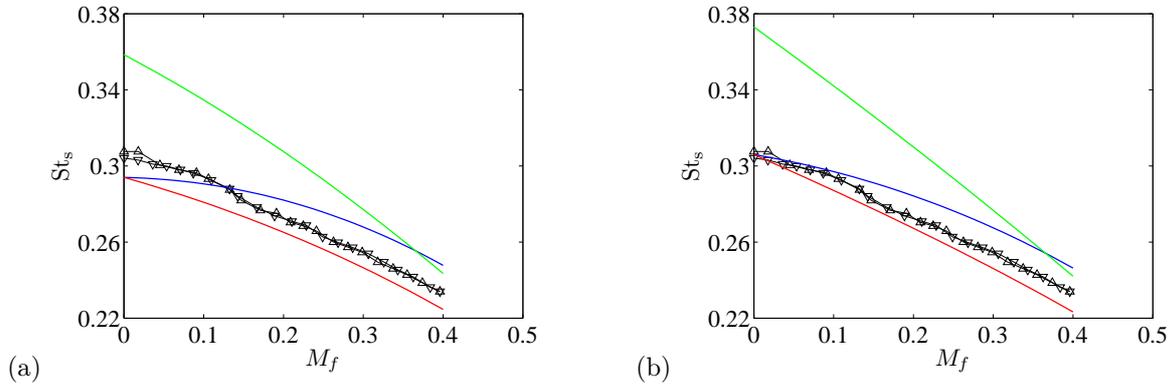


Fig. 4.10 Prédiction de la fréquence du screech en vol par l'équation (4.12),  $M_j = 1.35$ . (a)  $L_s$  de Morris [167], (b)  $L_s = 1.25 \beta D (1 + 0.20 M_f)$ .  $\Delta$ ,  $\nabla$   $St_s$  mesurés ; —  $U_c = 0.58 (U_j - U_f) + U_f$ , —  $U_c = 0.58 U_j$ , —  $U_c$  de Murakami & Papamoschou [173].

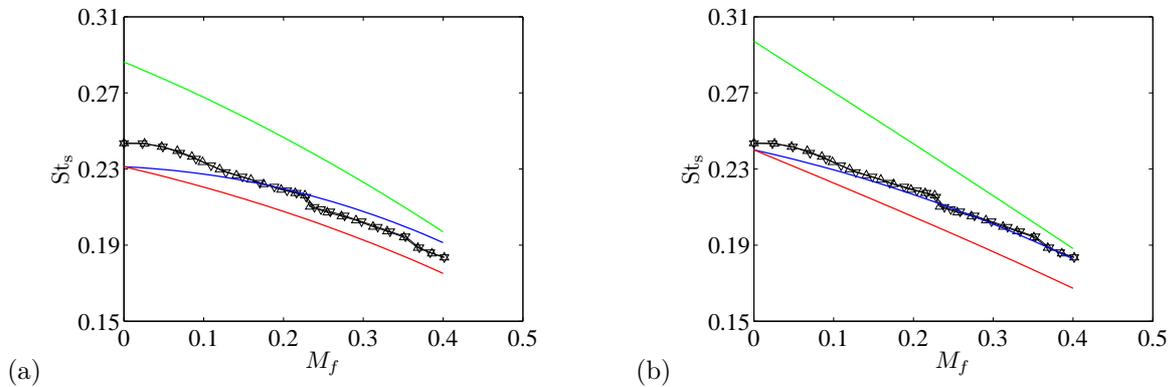


Fig. 4.11 Prédiction de la fréquence du screech en vol par l'équation (4.12),  $M_j = 1.50$ . (a)  $L_s$  de Morris [167], (b)  $L_s = 1.25 \beta D (1 + 0.30 M_f)$ .  $\Delta$ ,  $\nabla$   $St_s$  mesurés ; —  $U_c = 0.58 (U_j - U_f) + U_f$ , —  $U_c = 0.58 U_j$ , —  $U_c$  de Murakami & Papamoschou [173].

prédiction de  $L_{SW}$ , on doit se contenter de la modélisation classique. En définitive, toutes les courbes bleues et rouges prédisent la décroissance de  $St_s$  de manière satisfaisante, quel que soit le choix de modélisation.

## 4.5 Etude temporelle et modale du screech en vol

### 4.5.1 Techniques d'analyse

Les signaux temporels des microphones montés sur l'antenne azimutale ont permis l'étude du comportement modal du screech en vol. Trois types de calculs ont été réalisés.

On sait que le mode B est antisymétrique. En conséquence, l'amplitude du screech perçue par un microphone en champ proche localisé à proximité du plan d'antisymétrie est minimale, alors qu'elle est maximale pour un transducteur placé à  $90^\circ$  du plan. Par ailleurs, on sait que le plan d'antisymétrie du mode B est susceptible de tourner [219, 213]. Il est dans ce cas possible de suivre simplement la position du plan en recherchant le microphone qui livre le signal ayant le plus faible écart-type de pression, calculé sur un petit nombre de périodes de screech (dix ici) pour avoir une bonne résolution temporelle et capter les phénomènes instationnaires. Dans la suite, on note  $\phi_p$  la position azimutale du plan d'antisymétrie. Une illustration de cet angle est donnée en figure 4.12.

Ensuite, les déphasages entre les signaux des microphones sont estimés de la manière suivante. Un microphone est choisi comme référence de phase et son angle azimutal  $\phi_m$  est fixé à  $0^\circ$  arbitrairement. Pour chacun des autres microphones, la différence de phase au capteur de référence, notée  $\Delta\psi$ , a été calculée à partir du décalage temporel à appliquer au signal du microphone considéré pour obtenir l'intercorrélacion maximale entre les deux signaux. Comme précédemment, des intervalles de dix périodes de screech sont isolés pour chaque calcul d'intercorrélacion. En répétant le calcul sur toute la durée de l'enregistrement, on a accès à l'évolution temporelle des déphasages entre signaux. Les déphasages sont exprimés comme une fraction de la période de screech. Ainsi,  $\Delta\psi = 0$  signifie que les signaux sont en phase, alors que  $\Delta\psi = \pm 0.5$  indique une opposition de phase. Dans la suite, on montre des résultats provenant de six microphones de l'antenne en champ proche pour faciliter la lecture des résultats. Leur position est présentée en figure 4.12.

Enfin, la méthode de détection modale proposée par Massey & Ahuja [143] a été implémentée et est utilisée pour vérifier les résultats temporels. Cette technique fournit une mesure de l'amplitude modale associée à chaque mode azimutal constitutif des signaux temporels. Contrairement aux deux premières analyses, ce calcul est réalisé sur l'intégralité des signaux. On écrit  $m$  l'ordre d'un mode azimutal, avec en particulier  $m = 0$  le mode axisymétrique et  $m = \pm 1$  les deux hélices contrarotatives. On ne montre dans la suite que les amplitudes des modes  $m = 0$  et  $m = \pm i$ , avec  $i$  valant 1 et 2. L'amplitude de chaque mode est normalisée par la somme des amplitudes de ces cinq modes.

Avant d'appliquer les deux premiers traitements, les signaux temporels ont été filtrés numériquement autour de la fréquence du screech. Pour cela, des filtres elliptiques passe-bande ont été élaborés dans MATLAB. L'atténuation est minimisée pour limiter les déphasages induits. Le filtrage permet non seulement de travailler avec des signaux approximativement sinusoïdaux, ce qui améliore les résultats, mais il assure aussi qu'une seule fréquence de screech est sélectionnée, lorsqu'il en existe plusieurs. Aucune correction des éventuels déphasages parasites entre microphones, provenant soit du placement non parfait des transducteurs soit de légères différences de réponse entre microphones, n'a été réalisée. Les résultats présentés dans la suite sont cependant suffisamment clairs pour que les conclusions soient non-équivoques.

Les analyses ont été menées pour les écoulements dont les caractéristiques sont listées en table 4.3; ces points de fonctionnement sont mis en évidence en figure 4.8.

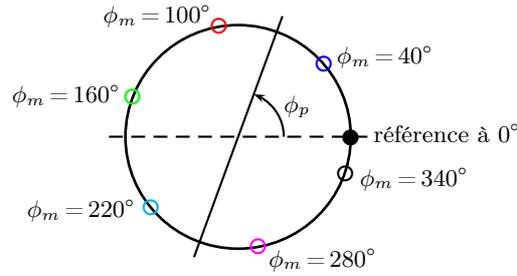


Fig. 4.12 Schéma de l'antenne en champ proche, montrant la position des microphones apparaissant dans les résultats montrés ici, et définissant leur angle  $\phi_m$ . La couleur de chaque microphone sera conservée durant toute cette partie. Une position possible pour le plan d'antisymétrie est également montrée ; elle est marquée par  $\phi_p$  (valable seulement pour les modes antisymétriques).

Point	$M_j$	$M_f$
P1	1.10	0.13
P2	1.10	0.15
P3	1.15	0.09
P4	1.35	0.28
P5	1.35	0.02
P6	1.50	0.12
P7	1.50	0.29
P8	1.50	0.23

Tab. 4.3 Description des points étudiés en détail en partie 4.5. Tous les points sont pris à  $M_f$  croissant.

### 4.5.2 Mode A1

L'évolution du nombre de Strouhal du screech en fonction de  $M_f$  pour  $M_j = 1.10$  est présentée en figure 4.8 (a). Elle se caractérise par une décroissance régulière de  $St_s$  quand  $M_f$  augmente ; pour certaines valeurs de  $M_f$ ,  $St_s$  évolue de manière discontinue. On étudie ici simplement le premier, apparaissant vers  $M_f = 0.13$ , en caractérisant la structure modale avant (point P1) et après le saut (P2).

L'évolution temporelle des signaux de pression enregistrés au point P1 pour les microphones indiqués sur la figure 4.12 est montrée en figure 4.13 (a). Tous les signaux sont approximativement en phase. Les petits décalages peuvent s'expliquer par l'absence de calibration en phase des microphones de l'antenne ainsi que par le positionnement non parfaitement centré de cette dernière autour de la tuyère primaire. La détection modale présentée en (b), qui est un résultat intégré sur la seconde d'acquisition, explique l'absence de déphasages : le mode axisymétrique  $m = 0$  domine. Les tracés en (c) et (d) montrent les résultats du calcul de déphasage entre chaque microphone et la référence de phase, pour P1 et P2. On rappelle que  $\Delta\psi = 0$  signifie que les signaux sont en phase, alors que  $\Delta\psi = \pm 0.5$  indique une opposition de phase. Tous les microphones étant en phase sur toute la durée de l'enregistrement, on confirme par ces courbes que P1 et P2 correspondent au mode axisymétrique. On n'observe donc pas de changement modal au niveau du saut de fréquence de P1 à P2.

Il est important de remarquer que le déphasage  $\Delta\psi$  ne peut prendre qu'un nombre discret de valeurs, en raison de la discrétisation des signaux de départ. La résolution de  $\Delta\psi$  est de  $f_s/f_{acq}$ , avec  $f_{acq}$  la fréquence d'acquisition. Pour le point P1 de la figure 4.13 (c), cela donne une résolution de 0.057 périodes de screech. Ceci explique la résolution grossière des courbes. Cette discussion sur la résolution en  $\Delta\psi$  est très similaire à celle que l'on a eue à propos du calcul de la vitesse de convection par déflectométrie en partie 3.2.1.4.

Une inspection de chaque point de la courbe 4.8 (a) a permis de dire que le screech reste axisymé-

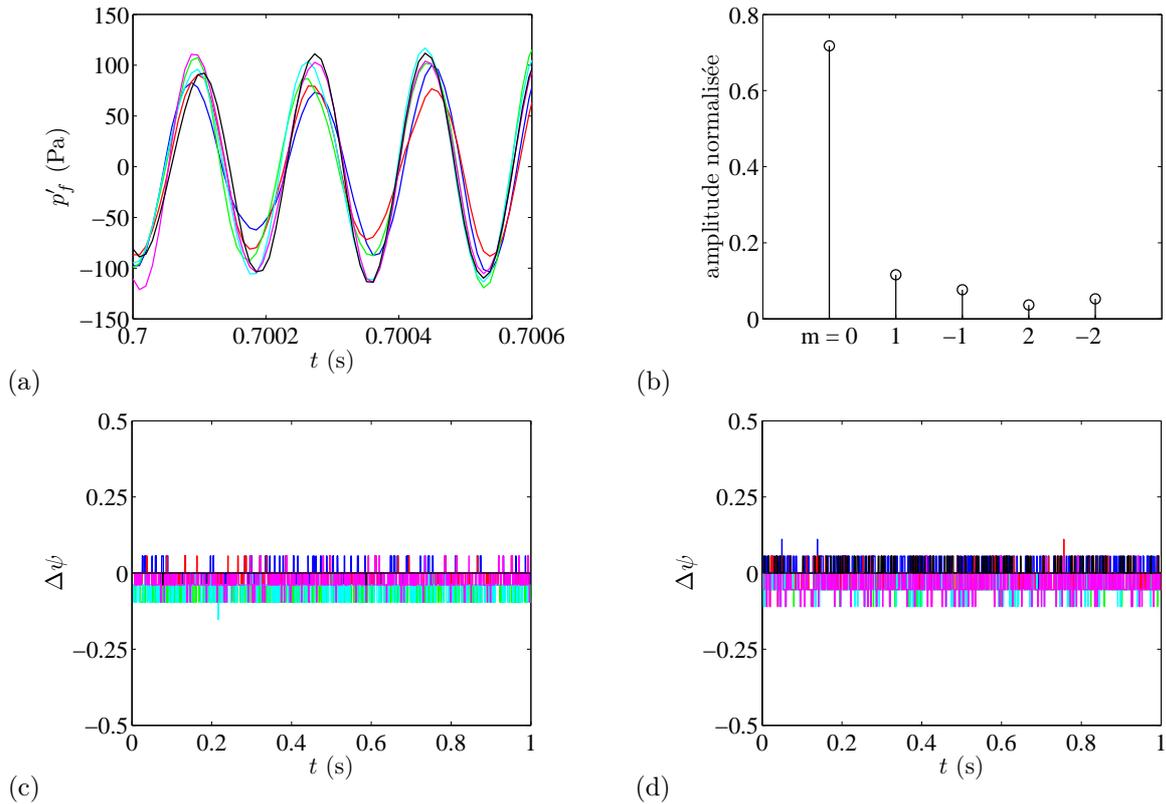


Fig. 4.13 Mode A1,  $M_j = 1.10$ . (a) Signaux temporels filtrés pour P1, (b) décomposition modale de P1, (c) déphasages  $\Delta\psi$  au cours du temps pour P1, (d)  $\Delta\psi$  pour P2. On appelle  $p'_f$  les pressions fluctuantes filtrées autour de  $f_s$ . —  $\phi_m = 40^\circ$ , —  $\phi_m = 100^\circ$ , —  $\phi_m = 160^\circ$ , —  $\phi_m = 220^\circ$ , —  $\phi_m = 280^\circ$ , —  $\phi_m = 340^\circ$ .

trique à toutes les valeurs de  $M_f$ .

### 4.5.3 Mode A2

Le cas  $M_j = 1.15$ , correspondant *a priori* au mode A2 d'après la figure 4.5, est le seul point de fonctionnement étudié qui montre de forts sauts de fréquence quand  $M_f$  varie. On examine ici le point P3, qui présente deux fréquences de screech, indiquées en figure 4.8 (b). Le diagramme temps-fréquence montré en figure 4.14 (a) permet de voir que les deux fréquences, 5171 et 5841 Hz, ne sont pas émises simultanément, mais de manière alternée. Des calculs de déphasage pour chacune des fréquences ont été réalisés. Le tracé de la figure 4.14 (b) a été obtenu après filtrage des signaux temporels autour de la fréquence basse de 5171 Hz, alors que la fréquence haute de 5841 Hz a été extraite avant les calculs montrés en (c). On voit que dans les intervalles temporels où les fréquences extraites ne sont pas dominantes, les calculs donnent des résultats très bruités. En revanche, dans les intervalles où chacune des fréquences domine, les valeurs de  $\Delta\psi$  sont peu bruitées et les microphones sont en phase. Ceci indique que ces modes sont tous deux axisymétriques. Une inspection des autres points mesurés a permis de dire que toutes les émissions de screech à cette valeur de  $M_j$  relèvent du mode axisymétriques ; en particulier, les deuxième et troisième sauts n'impliquent pas d'autre type de mode (antisymétrique, ou hélicoïdal). Cela veut dire que les sauts de mode induits par l'écoulement secondaire sont similaires au passage du mode A1 au mode A2 lorsqu'on augmente  $M_j$  pour un jet libre : c'est toujours le même *type* de mode azimutal d'instabilité qui domine, bien que le mode lui-même change.

Il est intéressant de noter que déjà sans vol simulé, le mode A2 présentait de nombreuses composantes tonales qui n'étaient pas toujours en relation harmonique, *cf.* figure 4.4, ce qui indique un comportement instable inhérent au jet supersonique. La présence de plusieurs fréquences plus ou moins

fortes se maintient en vol, comme on peut le voir sur la cartographie 4.15 montrant l'évolution des spectres en fonction de  $M_f$ . La composante tonale dominante à chaque  $M_f$  est celle reportée en figure 4.8 (b). Il semble que tous les modes axisymétriques rencontrés en vol soient présents sur la plus grande partie de la gamme de  $M_f$  et qu'ils sont alternativement renforcés lorsque  $M_f$  varie. Michalke & Hermann [155] disent qu'un jet coaxial modifie la stabilité d'une couche de mélange. A cette valeur de  $M_j$ , contenant en germes plusieurs modes d'instabilité, il apparaît que le mode le plus amplifié varie avec  $M_f$ .

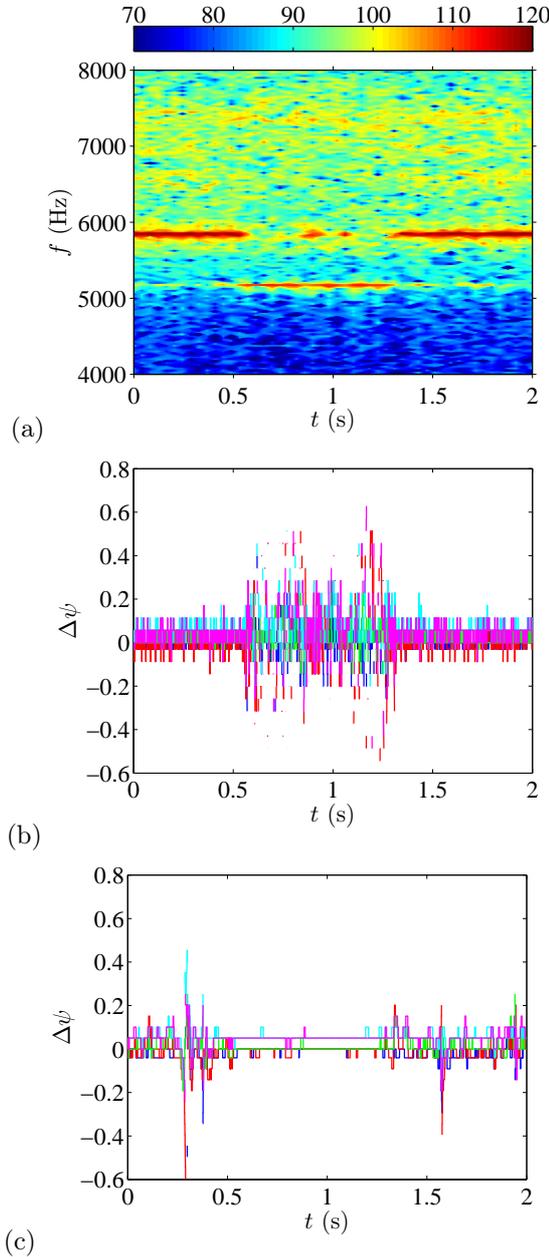


Fig. 4.14 Mode A2,  $M_j = 1.15$ , point P3 (premier saut). (a) Diagramme temps-fréquence (la couleur code le niveau de bruit en  $\text{dB.Hz}^{-1}$  et la résolution fréquentielle est de 25 Hz), (b) déphasages  $\Delta\psi$  pour  $f_s = 5841$  Hz, (c) déphasages  $\Delta\psi$  pour  $f_s = 5171$  Hz. —  $\phi_m = 40^\circ$ , —  $\phi_m = 100^\circ$ , —  $\phi_m = 160^\circ$ , —  $\phi_m = 220^\circ$ , —  $\phi_m = 280^\circ$ .

#### 4.5.4 Mode B

Le cas  $M_j = 1.35$ , que l'on a associé précédemment au mode B, ne présente pas de saut de fréquence hormis tout au début de la courbe, à  $M_f$  croissant. On montre en figure 4.16 un extrait des signaux temporels des microphones en champ proche, et les déphasages calculés à partir de ceux-ci. Le caractère

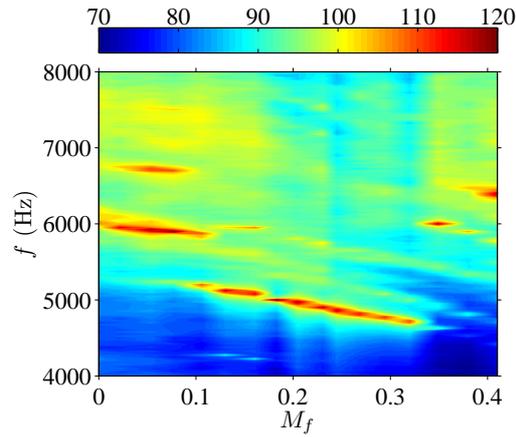


Fig. 4.15 Cartographie des spectres en champ proche pour un microphone particulier en fonction du nombre de Mach de vol  $M_f$ , pour  $M_j = 1.15$  (la couleur code le niveau de bruit en  $\text{dB.Hz}^{-1}$  et la résolution fréquentielle est de 25 Hz).

antisymétrique de ce mode est flagrant, puisqu'on observe deux groupes de microphones en opposition de phase. On vérifie que les signaux temporels et les calculs de déphasage sont cohérents. On peut déduire de ces courbes que le plan d'antisymétrie est positionné tel que  $\phi_p$  est compris entre  $100^\circ$  et  $160^\circ$ , comme le montre l'encart dans la figure (b). La décomposition modale visible en (c) confirme qu'un mode antisymétrique est constitué de deux hélices contrarotatives de même amplitude, comme l'ont déjà indiqué Ponton & Seiner [213]. Le caractère antisymétrique du screech se maintient pour toutes les valeurs de  $M_f$ .

Cependant, le point P5 est un peu différent des autres. Le signal temporel d'un microphone champ proche est montré en figure 4.17. Le signal sonore présente des bouffées qui sont en général parfaitement audibles lors de l'acquisition. Cette apparence est très semblable à celle de certains tracés de Davies & Oldfield [62], Powell *et al.* [219] ou encore Ponton & Seiner [213]. Sur la première demi-seconde d'acquisition, le phénomène de battement intervient de manière régulière, et devient irrégulier dans la deuxième moitié. On se restreint dans la suite à étudier la première moitié de l'enregistrement.

Le détail autour de la fréquence fondamentale du spectre d'un microphone champ proche pour cet extrait est montré en figure 4.18 (a). On voit qu'il existe deux composantes tonales très rapprochées. L'une est  $f_1 = 3236 \pm 1$  Hz et l'autre  $f_2 = 3248 \pm 1$  Hz (ayant calculé les spectres sur 0.5 s, la résolution fréquentielle est de 2 Hz). Le contenu modal de ces deux pics est présenté en (b) et (c). Il ressort que les deux fréquences sont associées aux modes  $m = \pm 1$ , avec une préférence pour l'une et l'autre des deux hélices contrarotatives pour chacun des pics. Cette configuration est donc une variante du mode antisymétrique étudié à partir du point P4 : ici, les deux hélices contrarotatives ne sont pas de même fréquence.

On cherche à connaître l'effet de cette situation sur la position du plan d'antisymétrie. Quelques distributions azimutales d'écart-types de pression fluctuante sont montrées en figure 4.19 à différents instants. On perçoit clairement un mouvement de translation des arches, ce qui traduit une rotation du plan. L'évolution de sa position avec le temps est présentée en figure 4.20. Le plan accomplit un peu plus de cinq demi-rotations en 0.5 s, ce qui conduit à un peu plus de 10 demi-rotations par seconde. La fréquence des bouffées, ou battements, est donc de 10 Hz. Les deux fréquences existant en ce point étant espacées de  $12 \pm 2$  Hz, on peut supposer que c'est la présence d'hélices contrarotatives de fréquences différentes qui est responsable de la rotation du plan d'antisymétrie. Cette hypothèse a été confirmée en construisant deux signaux artificiels de fréquences  $f_1$  et  $f_2$  répondant purement au mode  $m = +1$  et  $m = -1$  et de même amplitude. On constate que la somme de ces deux hélices résulte en un mode antisymétrique dont le plan tourne à la fréquence  $|f_1 - f_2|$ . Ici, la situation est un peu plus complexe

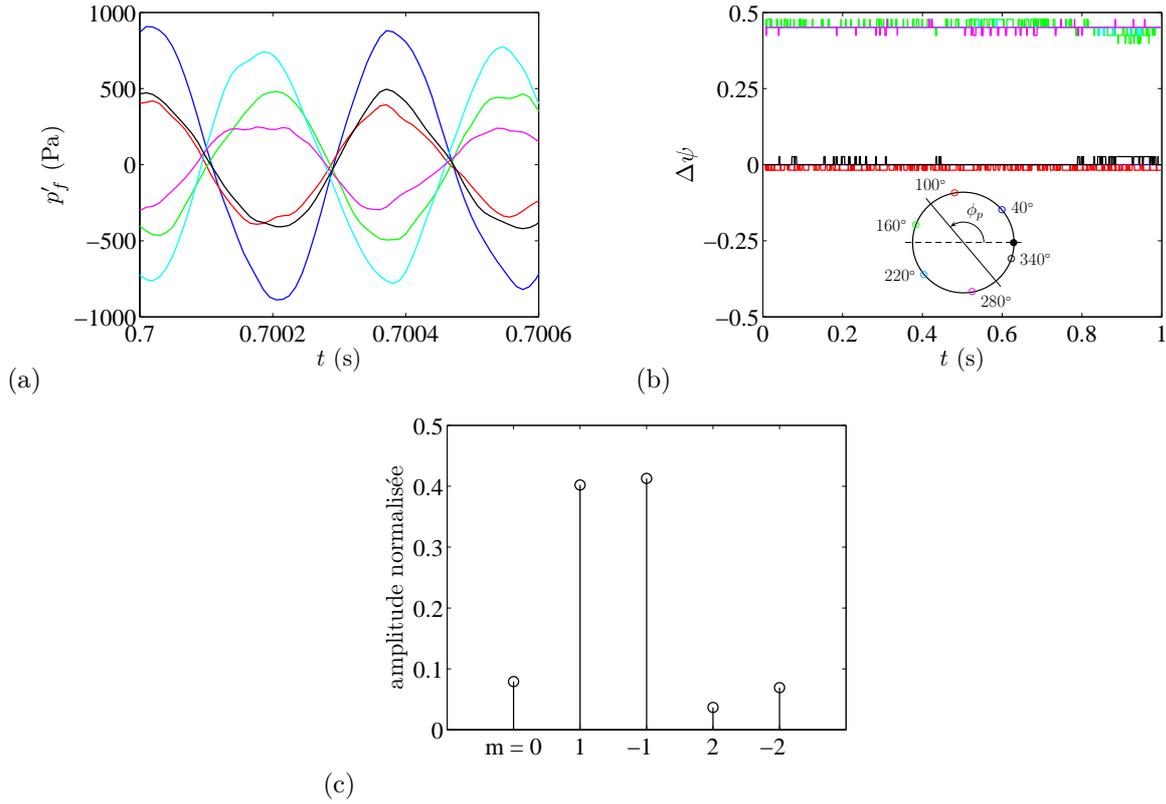


Fig. 4.16 Mode B,  $M_j = 1.35$ , point P4. (a) Signaux temporels filtrés, (b) déphasages  $\Delta\psi$ , (c) décomposition modale. —  $\phi_m = 40^\circ$ , —  $\phi_m = 100^\circ$ , —  $\phi_m = 160^\circ$ , —  $\phi_m = 220^\circ$ , —  $\phi_m = 280^\circ$ , —  $\phi_m = 340^\circ$ . L'insert dans (b) montre la position approximative du plan d'antisymétrie.

puisque les deux fréquences contiennent à la fois  $m = +1$  et  $m = -1$  mais le résultat est le même. La précession du plan entraîne l'extinction périodique du niveau de screech à une position azimutale fixée. C'est ce qui génère les bouffées observées en figure 4.17.

Le fait que le plan d'antisymétrie du screech puisse tourner a déjà été vu par Powell *et al.* [219] et Ponton & Seiner [213], qui parlent à ce sujet de rotation, ou précession, du plan. Les premiers ont supposé que le tournoiement initiale (*swirl*) du jet pouvait être la cause de ce mouvement. Les seconds ont mené une étude similaire à la nôtre, et s'appuient sur la modélisation des modes antisymétriques comme somme de deux hélices contrarotatives de même fréquence. Ils estiment que la précession du plan peut provenir d'une variation temporelle du déphasage existant entre les deux hélices, mais ne vérifient pas cette hypothèse. Il semble en revanche que l'explication de la rotation du plan d'antisymétrie par la présence de deux hélices contrarotatives de fréquences différentes soit la première interprétation tangible et validée du mécanisme à l'origine de ce phénomène.

Pour finir, il a été noté que le premier point à faible  $M_f$  (sens croissant) possédaient également un plan d'antisymétrie tournant, en connexion avec l'existence de plusieurs fréquences pics très rapprochées. A partir du troisième point, *i.e.*  $M_f = 0.05$ , on n'observe plus qu'un seul pic dans les spectres, et le plan d'antisymétrie est immobile (comme on peut le voir en figure 4.16 (b)). On en déduit que l'écoulement secondaire a d'une certaine manière stabilisé le screech. Par ailleurs, le plan d'antisymétrie reste stable lorsque  $M_f$  décroît vers zéro : une fois que le screech a été stabilisé, il reste stable même en l'absence de vol. Il est probable cependant qu'en attendant suffisamment longtemps à  $M_f = 0$ , le screech se remette à tourner. Cette différence sur les deux premiers points entre les deux directions de variation de  $M_f$  explique sans doute la différence de fréquence relevée entre les deux enregistrements à  $M_f = 0$  (voir figure 4.8 (c)).

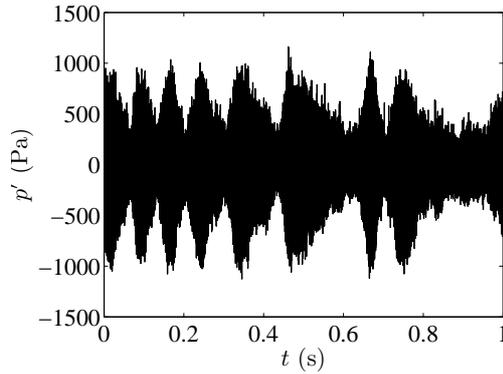


Fig. 4.17 Mode B,  $M_j = 1.35$ , point P5 : signal temporel d'un microphone en champ proche ( $p'$  est la pression fluctuante). Notez l'échelle de temps, bien plus grande qu'en figure 4.16 (a).

#### 4.5.5 Mode b

L'évolution de la fréquence du screech en vol pour  $M_j = 1.50$  est donnée en figure 4.8 (d). On aperçoit un petit saut de fréquence aux alentours de  $M_f = 0.23$ . Les déphasages entre microphones pour les points P6 et P7, de part et d'autre du saut, sont présentés en figure 4.21. Le mode du screech est de toute évidence antisymétrique puisqu'on découvre les mêmes relations de phase que pour le mode B. Cela prouve que le screech à  $M_j = 1.50$ , et donc toute la branche sur laquelle se trouve ce point, appartient bien au mode b, et non au mode hélicoïdal C qui domine à ce point de fonctionnement dans d'autres installations [219].

On va s'attarder sur le point P8, situé juste avant le saut de  $f_s$  vers les basses fréquences. Le signal temporel d'un microphone champ proche est montré en figure 4.22 (a), et le spectre associé en (b). De même que le point P5 en figure 4.17, on constate l'existence de bouffées, qui sont ici en plus grand nombre, et sont surtout très stables sur tout l'enregistrement. Le spectre, calculé sur le signal complet, montre ici aussi la présence de deux pics rapprochés, mais il existe une différence de niveau entre eux, de l'ordre de 3dB. L'écart fréquentiel est de  $41 \pm 1$  Hz. Par ailleurs, les deux fréquences correspondent chacune exclusivement aux modes  $m = +1$  et  $m = -1$ , comme le montrent les décompositions modales de la figure 4.23.

La position du plan d'antisymétrie sur un huitième de seconde peut être vue en figure 4.24. Le plan tourne de manière très stable sur toute la durée de l'enregistrement, et accomplit environ quarante demi-rotations sur une seconde, ce qui est tout à fait en accord avec l'écart fréquentiel entre les deux pics spectraux et l'interprétation donnée en 4.5.4. On note que le plan tourne dans la direction opposée à celle observée pour le point P5. Cela rejoint la remarque de Powell *et al.* [219], selon laquelle le plan d'antisymétrie peut tourner de manière très erratique, incluant des demi-tours, et des ralentissements (ou accélérations).

Les déphasages calculés à partir des signaux temporels sont donnés en figure 4.25 (a). Pour interpréter ces évolutions surprenantes au premier abord, on a recouru à une synthèse analytique de signaux ayant les caractéristiques principales des signaux issus de la mesure. On retient pour cette simulation que la structure modale du screech en champ proche correspond à la superposition de deux hélices contrarotatives de fréquences écartées de 41 Hz, par analogie avec l'étude relative au point P5 du mode B. L'amplitude de chaque hélice est fixée dans la simulation à une valeur obtenue à partir des signaux expérimentaux : ces derniers ont été filtrés étroitement autour de chaque fréquence et l'amplitude des sinusoïdes résultantes a été notée. On explore ensuite le champ de pression ainsi construit, en déterminant les relations de phase entre les signaux prélevés à des positions identiques à celles qu'occupent les microphones dans l'expérience. L'évolution temporelle de ces déphasages synthétiques est proposée

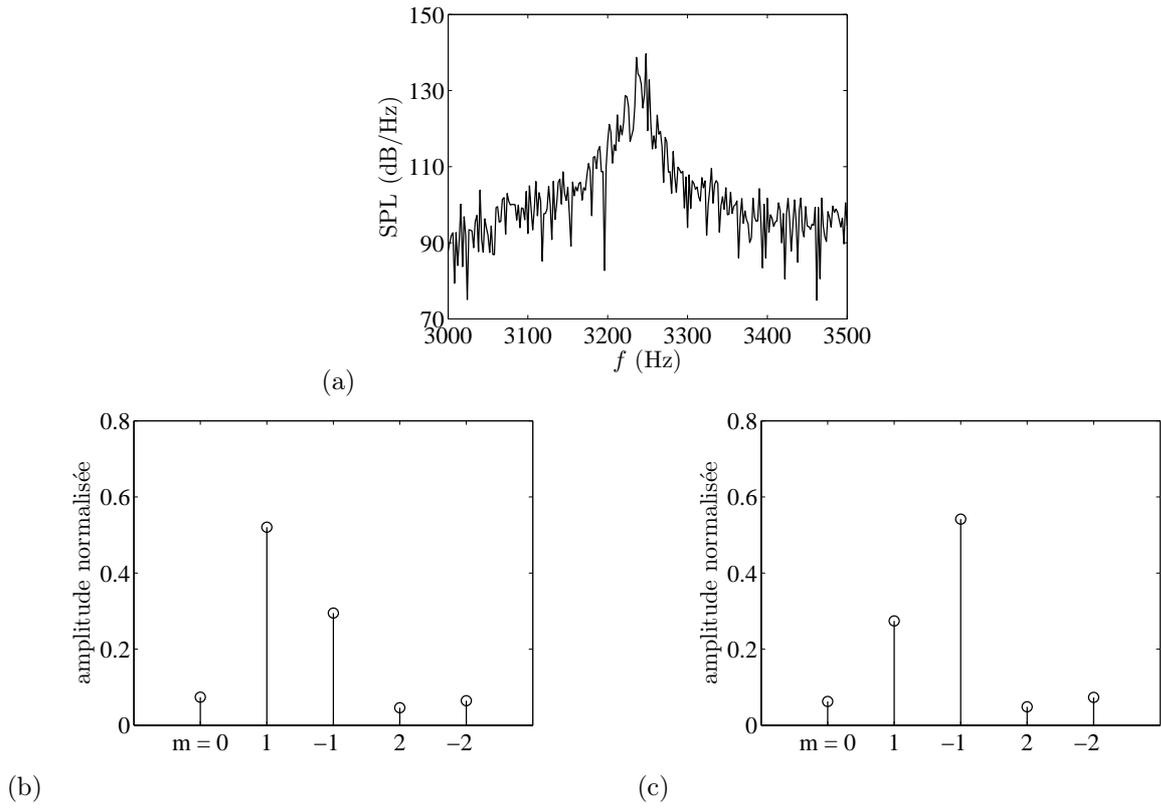


Fig. 4.18 Mode B,  $M_j = 1.35$ , point P5. (a) Détail du spectre acoustique mesuré par un microphone en champ proche (le même qu'en figure 4.17), (b) décomposition modale de la fréquence basse (3236 Hz), (c) décomposition modale de la fréquence haute (3248 Hz).

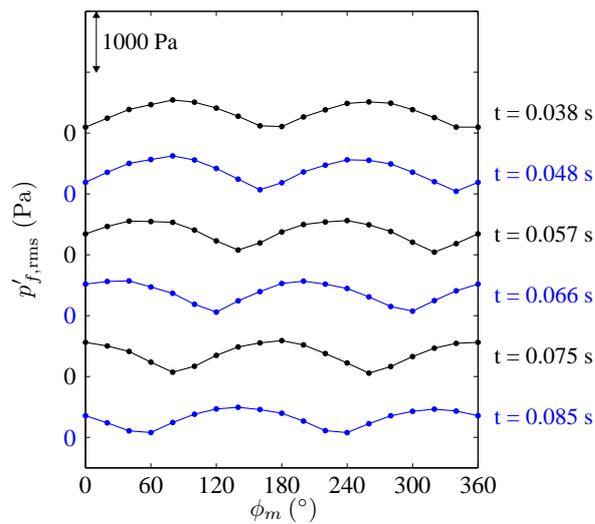


Fig. 4.19 Mode B,  $M_j = 1.35$ , point P5 : évolution temporelle de la distribution azimutale de  $p'_{f,rms}$ , l'écart-type de  $p'_f$ .

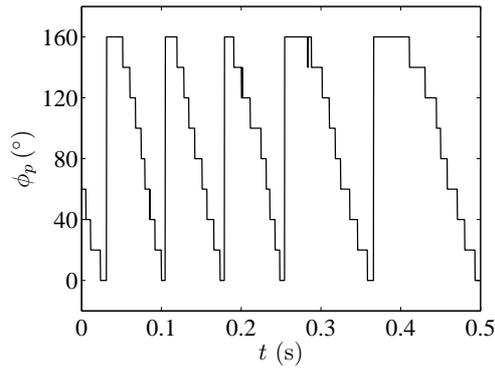


Fig. 4.20 Mode B,  $M_j = 1.35$ , point P5 : position azimutale du plan d'antisymétrie au cours du temps.

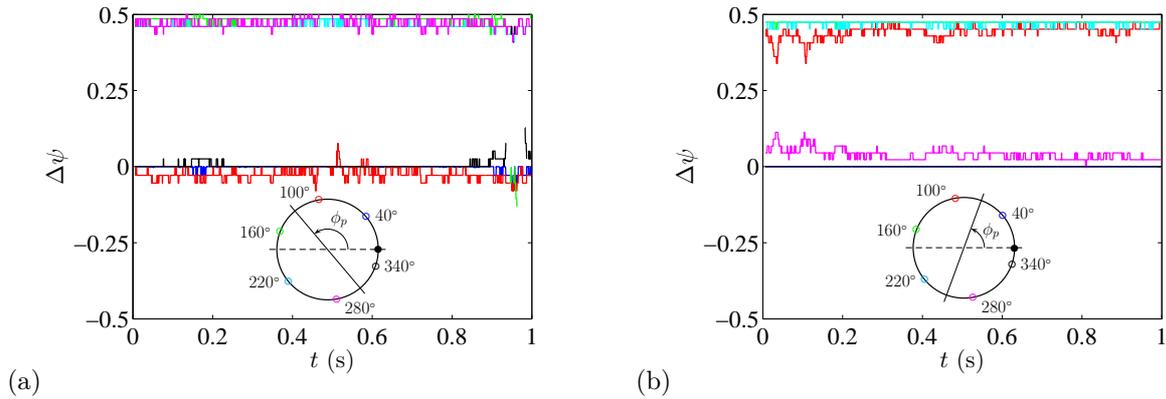


Fig. 4.21 Mode b,  $M_j = 1.50$ . Déphasages  $\Delta\psi$  au cours du temps. (a) P6, (b) P7. —  $\phi_m = 40^\circ$ , —  $\phi_m = 100^\circ$ , —  $\phi_m = 160^\circ$ , —  $\phi_m = 220^\circ$ , —  $\phi_m = 280^\circ$ , —  $\phi_m = 340^\circ$ . Les inserts montrent la position approximative du plan d'antisymétrie.

en figure 4.25 (b). On note un très bon accord avec le résultat expérimental, ce qui confirme que le screech peut bien être modélisé *complètement* par la superposition de deux hélices contrarotatives de fréquences et amplitudes différentes. On observe que cette disposition particulière se développe lentement sur les trois points précédents P8 lorsque  $M_f$  croît, puis elle disparaît après le saut fréquentiel. Il faut noter que la fréquence du point suivant est de 2394 Hz, donc il est envisageable que l'hélice de plus faible fréquence au point P8 l'ait emportée au point suivant. Lors du retour vers  $M_f = 0$ , on observe le même comportement *derrière* le saut, donc au même  $M_f$  environ. L'écart de fréquence entre les pics est cette fois-ci de 31 Hz.

Au final, le point P8 est assez similaire au point P5 étudié en 4.5.4. Ses spécificités sont la constance de la vitesse de rotation du plan d'antisymétrie, qui fait que ce point se démarque de tous les autres rencontrés, et la différence d'amplitude entre les deux hélices contrarotatives. Cette dernière propriété est responsable des déphasages particuliers observés.

#### 4.5.6 Résumé des analyses de signaux temporels

Les résultats énoncés ci-dessus sont résumés en table 4.4. L'expression *doublement hélicoïdal* désigne un screech composé de deux hélices de fréquences différentes, ce qui entraîne une précession du plan d'antisymétrie ; dans ce cas, les hélices peuvent avoir la même amplitude, ou non. Le terme *antisymétrique* est utilisé dans son acceptation traditionnelle, c'est-à-dire pour désigner un screech composé de deux hélices de même fréquence et de même amplitude.

La conclusion de cette étude est que les sauts de fréquence induits par le vol, qui indiquent un

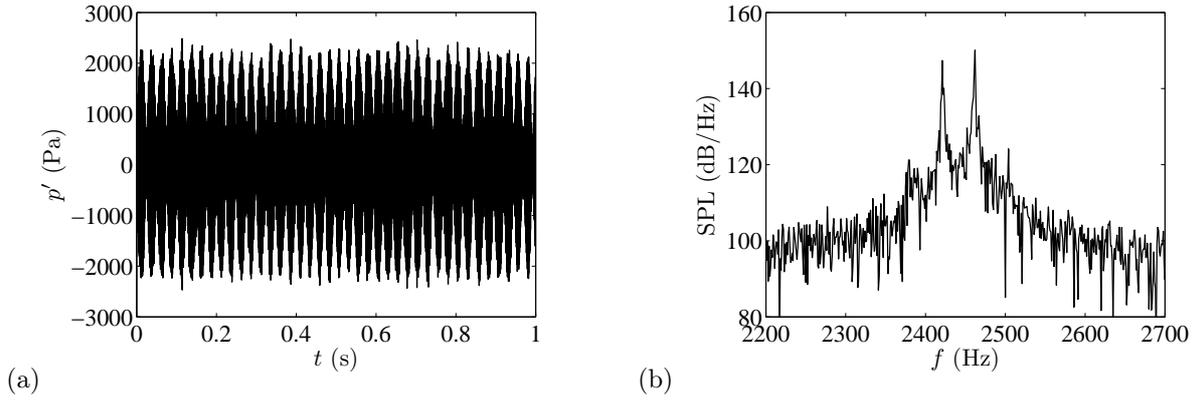


Fig. 4.22 Mode b,  $M_j = 1.50$ , P8. (a) Signal temporel d'un microphone champ proche, (b) spectre associé.

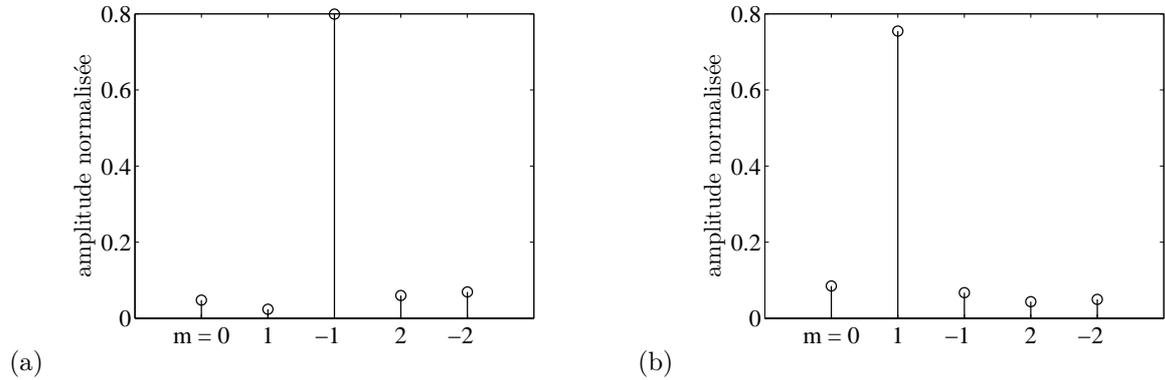


Fig. 4.23 Mode b,  $M_j = 1.50$ , P8. (a) Décomposition modale de la fréquence basse (2421 Hz), (b) décomposition modale de la fréquence haute (2462 Hz).

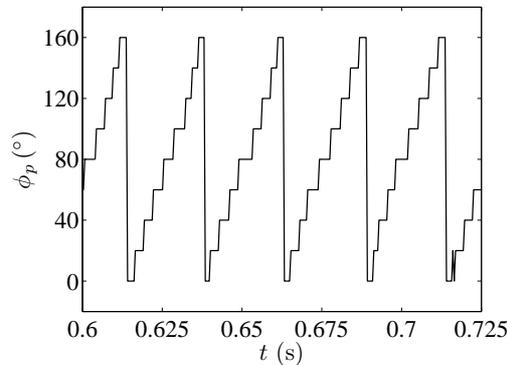


Fig. 4.24 Mode b,  $M_j = 1.50$ , P8 : localisation du plan d'antisymétrie sur un huitième de seconde.

changement de mode, n'ont jamais pu être reliés à un changement dans le contenu azimutal des modes d'instabilité constituant le screech. Ceci ne veut pas dire qu'un tel saut de mode est impossible. En fait, Norum & Shearin [186] ont mentionné un saut du mode C au mode B induit par l'écoulement secondaire. Il est possible que pour des valeurs de  $M_j$  proches des sauts naturels du screech à  $M_f = 0$  (voir la figure 4.4), le vol puisse engendrer des changements de contenu azimutal du screech.

La raison des sauts de mode induits par l'écoulement secondaire n'est pas claire, pas plus que ne l'est la cause des sauts observés sur un jet libre. D'après Michalke & Hermann [155], la stabilité de la couche de mélange est modifiée par l'écoulement secondaire. On peut alors imaginer que suivant les conditions du jet subsonique, certaines ondes d'instabilité vont être favorisées plutôt que d'autres, d'une manière dépendant de  $M_f$ .

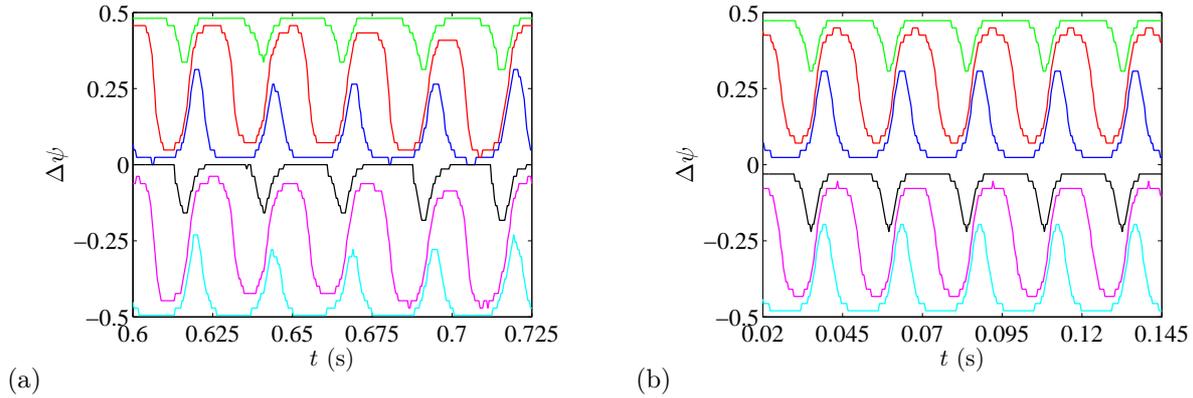


Fig. 4.25 (a) Mode b,  $M_j = 1.50$ , P8 : déphasages  $\Delta\psi$  sur un huitième de seconde; (b) reconstruction des déphasages à partir d'un signal composé des modes :  $m = +1$  à la fréquence  $f = 2462$  Hz et d'amplitude 1200 Pa;  $m = -1$  à la fréquence  $f = 2421$  Hz et d'amplitude 800 Pa. —  $\phi_m = 40^\circ$ , —  $\phi_m = 100^\circ$ , —  $\phi_m = 160^\circ$ , —  $\phi_m = 220^\circ$ , —  $\phi_m = 280^\circ$ , —  $\phi_m = 340^\circ$ .

$M_j$	$M_f$			
	0	bas	moyen	haut
1.10	mode A1	saut de mode entre modes axisymétriques		
1.15	mode A2	saut de mode entre modes axisymétriques		
1.35	mode B	doublement hélicoïdal $\rightarrow$ antisymétrique antisymétrique $\leftarrow$ antisymétrique		
1.50	mode b	antisymétrique $\leftrightarrow$ doublement hélicoïdal $\leftrightarrow$ antisymétrique		

Tab. 4.4 Résumé des analyses de signaux temporels.

## 4.6 Amplitude du screech en vol

L'effet du vol sur l'amplitude du screech est maintenant étudié à partir de mesures acoustiques en champ lointain. Les corrections en angle et en amplitude développées par Amiet [14, 16] ont été utilisées dans ce travail. Elles sont détaillées en annexe C. Les spectres sont comparés à des angles d'émission  $\theta_e$  constants, ce qui permet d'isoler les modifications induites par une altération de la source de bruit [182].

On s'intéresse seulement aux cas  $M_j = 1.10$ , 1.35 et 1.50. Le point  $M_j = 1.15$  est laissé de côté en raison des sauts importants de fréquence repérés en vol, qui rendent difficile son interprétation. On montre ici les données pour  $\theta_e = 90^\circ$ . A cette valeur, l'angle géométrique marquant la position du microphone par rapport à la tuyère est très proche de l'angle corrigé  $\theta_e$  et la correction en amplitude est faible, atteignant un maximum de 0.7 dB pour  $M_f = 0.39$ . Les angles  $\theta_e = 37.5^\circ$  et  $130^\circ$  ont également été considérés et mènent à des conclusions identiques à celles exposées ici. Les spectres acoustiques correspondent à la moyenne de 120 spectres individuels calculés sur une seconde, donc ayant une résolution de 1 Hz. Certains spectres pour  $M_j = 1.50$  et  $\theta_e = 90^\circ$  sont montrés en figure 4.26 (a). On voit déjà très bien que le screech n'est pas atténué en situation de vol, ce qui diffère de Viswanathan & Czech [307]. Au contraire, il est très renforcé, comme en témoigne l'apparition de nombreuses harmoniques lorsque  $M_f$  croît. Pour vérifier que cette tendance n'est pas liée directement à la tuyère secondaire utilisée, les mêmes spectres sont montrés en (b) avec la tuyère secondaire tronquée. On rappelle que le diamètre de cette dernière est de 227.4 mm et que son plan de sortie se situe 135 mm en amont de l'éjection du jet supersonique. A  $M_f = 0$ , un très faible screech bimodal est perceptible, comme on l'a vu en 4.3. Par contre, dès que l'écoulement secondaire est présent, la tendance est identique à celle observée avec la tuyère secondaire complète. Le nombre d'harmoniques est certes moindre avec la tuyère tronquée, mais l'effet qualitatif du vol sur le screech est inchangé. Les calculs de la suite ont

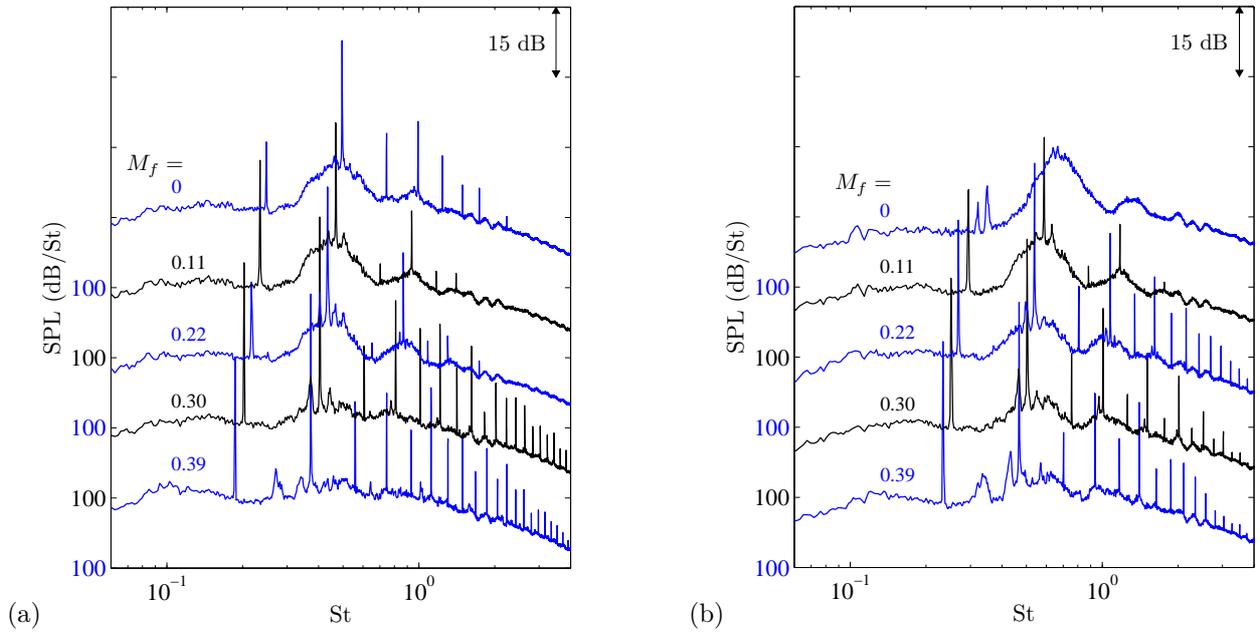


Fig. 4.26 Spectres acoustiques en champ lointain, avec  $St = fD/U_j$ .  $M_j = 1.50$ ,  $M_f = 0.$ , 0.11, 0.22, 0.30 et 0.39,  $\theta_e = 90^\circ$ . (a) Tuyère secondaire complète, (b) tuyère secondaire tronquée.

été réalisés sur les mesures avec la tuyère secondaire complète.

Les spectres mesurés en champ lointain ont été exploités de la manière suivante. Le niveau de bruit total (OASPL pour *Overall Sound Pressure Level*) est d'abord calculé. Les pics liés au screech sont ensuite éliminés numériquement en ramenant le niveau de la densité spectrale de puissance aux fréquences concernées à celui du niveau large bande sous-jacent, par interpolation linéaire. On obtient ainsi un spectre dénué de screech, dont l'OASPL est aussi calculé. Par soustraction, on peut estimer le niveau sonore associé au screech seulement. On le nomme  $SPL_s$ ; il contient la contribution de toutes les harmoniques du screech et son évolution selon  $M_f$  est la variation de l'énergie totale du screech en vol. A partir du OASPL du spectre initial complet et de  $SPL_s$ , on peut finalement calculer la portion de l'énergie acoustique totale provenant du screech, que l'on peut écrire  $(p'_{rms}/p'_{rms})^2$ , c'est-à-dire le carré du rapport des écarts-types de la pression fluctuante liée au screech et de la pression acoustique totale. Cette procédure permet aussi de considérer tout élargissement des pics fréquentiels, qui peuvent être induits par dispersion turbulente de l'énergie acoustique par la couche de mélange externe [244]. On pense donc que toute l'énergie liée au screech est ainsi prise en compte, mis à part ce qui est perdu par absorption par la turbulence à la traversée de la couche de cisaillement (voir Ahuja *et al.* [9]).

Les résultats de cette procédure sont présentés en figure 4.27 pour  $M_j = 1.50$ . L'OASPL a été calculé pour  $f > 500$  Hz pour rester au-dessus de la fréquence de coupure de la chambre anéchoïque. Au-delà de cette fréquence, il a été vérifié que pour tous les angles de directivité et toutes les valeurs de  $M_f$ , le bruit émis par la couche de mélange secondaire était négligeable par rapport au bruit du jet supersonique. Bien que les courbes de la figure 4.27 ne soient pas monotones, ce qui s'explique par la variabilité du screech mentionnée en 4.2, la conclusion préliminaire tirée des spectres en figure 4.26 est confirmée.  $SPL_s$  augmente dans l'ensemble lorsque  $M_f$  croît. De plus, la portion de l'énergie acoustique provenant du screech augmente aussi de 0.6 pour  $M_f = 0$  à 0.95 au-delà de  $M_f = 0.3$ .

Le cas  $M_j = 1.35$  est montré en figure 4.28. De fortes croissances de  $SPL_s$  et de la part énergétique du screech sont également à noter entre  $M_f = 0$  et 0.30. Cependant, le niveau du screech diminue légèrement aux valeurs de  $M_f$  les plus élevées.

Pour  $M_j = 1.10$ , la borne inférieure d'intégration pour le calcul du OASPL a dû être augmentée jusqu'à 1500 Hz pour que l'on ne prenne en compte que le bruit émis par le jet primaire. Au-delà

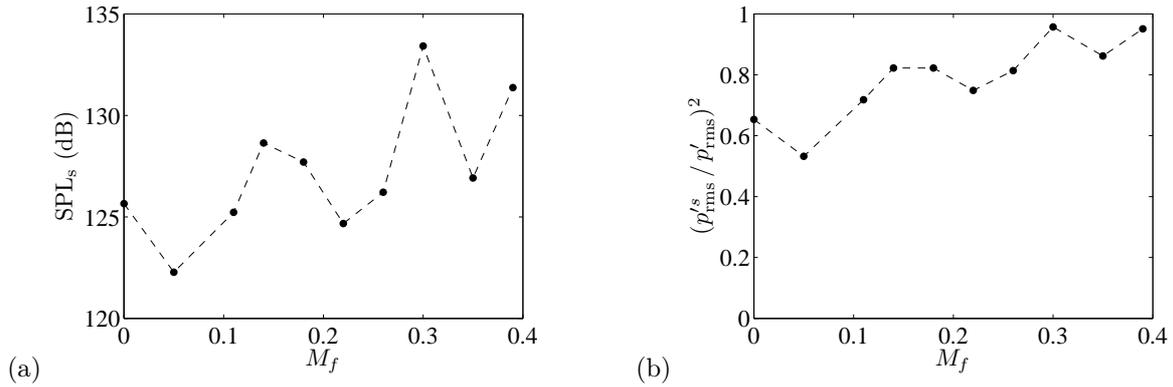


Fig. 4.27 (a) Evolution du niveau de bruit du screech selon  $M_f$ , (b) fraction de l'énergie totale due au screech.  $M_j = 1.50$ ,  $\theta_e = 90^\circ$ .

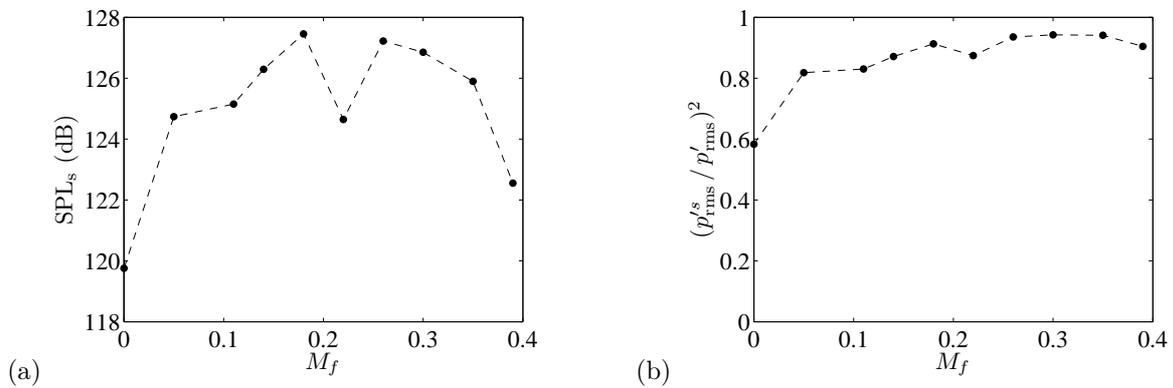


Fig. 4.28 (a) Evolution du niveau de bruit du screech selon  $M_f$ , (b) fraction de l'énergie totale due au screech.  $M_j = 1.35$ ,  $\theta_e = 90^\circ$ .

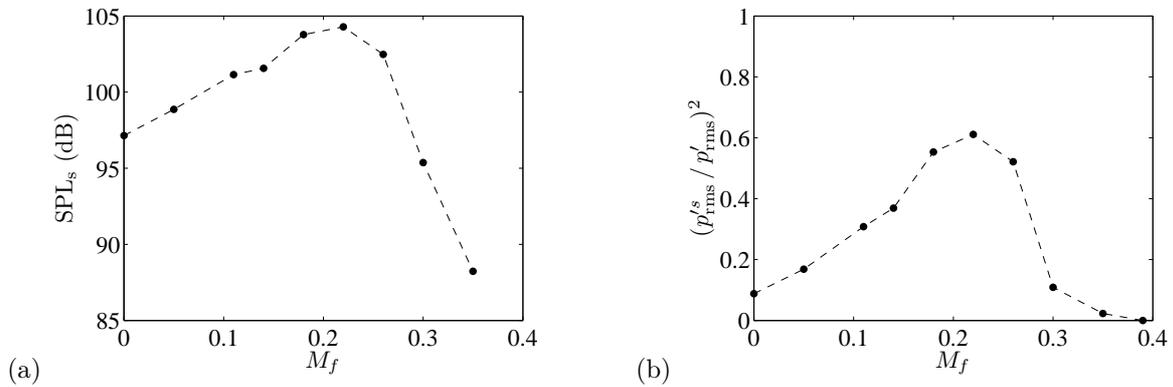


Fig. 4.29 (a) Evolution du niveau de bruit du screech selon  $M_f$ , (b) fraction de l'énergie totale due au screech.  $M_j = 1.10$ ,  $\theta_e = 90^\circ$ .

de cette limite, le bruit généré par la couche de mélange externe est au moins 7 dB en-dessous du bruit de jet supersonique. Augmenter cette borne inférieure n'est pas gênant cependant puisque la fréquence fondamentale du screech est bien plus élevée. Dans ce cas, les conclusions sont différentes des deux conditions précédentes, comme on peut le voir en figure 4.29. Lorsque  $M_f$  augmente, le screech est renforcé mais atteint une amplitude maximale vers  $M_f = 0.22$  avant de diminuer et de finalement s'éteindre vers 0.39. Ce phénomène n'a cependant pas été observé avec la tuyère secondaire tronquée, comme en témoignent les spectres présentés en figure 4.30. Une mesure de contrôle réalisée lors d'une campagne d'essais différente, résumée en figure 4.31, montre même que cette extinction n'est

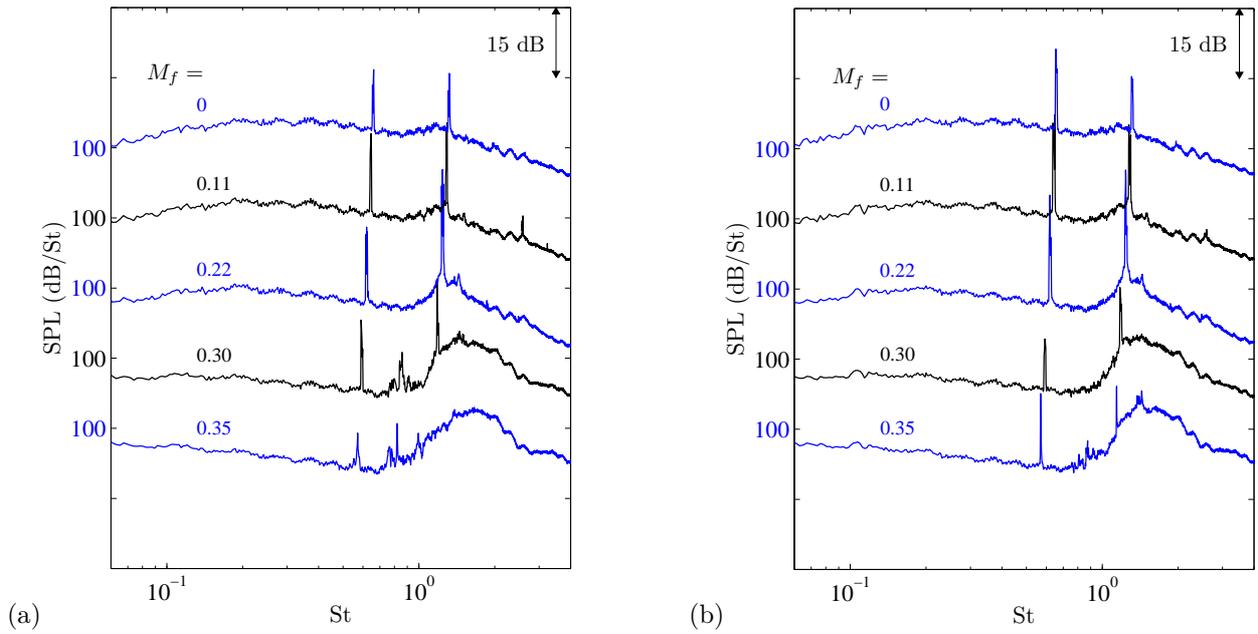


Fig. 4.30 Spectres acoustiques mesurés en champ lointain ;  $M_j = 1.10$ ,  $M_f = 0., 0.11, 0.22, 0.30$  et  $0.35$ ,  $\theta_e = 90^\circ$ . (a) Tuyère secondaire complète, (b) tuyère secondaire tronquée.

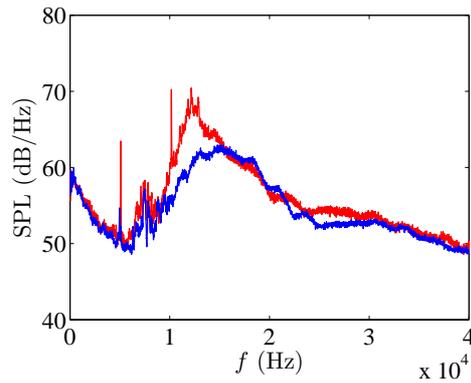


Fig. 4.31 Contrôle de la répétabilité de l'extinction du screech à  $M_j = 1.10$  et  $M_f = 0.39$ . — Campagne d'essais de 2010, — campagne de 2011.

pas parfaitement robuste et provient de conditions expérimentales particulières (et non contrôlées).

En revanche, il est sûr que la forte croissance du screech avec un écoulement secondaire pour  $M_j = 1.35$  et  $1.50$  est bien reproductible. En voyant la difficulté que l'on a pour obtenir une bonne répétabilité des niveaux de screech avec une installation donnée, il est peu surprenant que les conclusions divergent sur l'effet du vol sur l'amplitude de cette composante tonale, d'une installation à l'autre.

## Chapitre 5

# Effet du screech sur le jet et le bruit de choc large bande

Dans le but d'étudier le bruit de choc large bande, nous nous sommes demandé s'il fallait éliminer le screech et si oui, comment. Pour répondre à la première question, il convient de déterminer les effets du screech sur le jet. Certains sont directement observables et sont établis au début de ce chapitre. Ces effets étant importants, divers moyens d'éliminer le screech sont ensuite passés en revue. Enfin, on approfondit l'étude de l'influence du screech en comparant les propriétés d'un jet et du bruit qu'il émet en présence de screech par rapport au cas sans émission tonale.

### 5.1 Effets du screech sur la dynamique du jet

#### 5.1.1 Oscillation des chocs

Les chocs d'un jet imparfaitement détendu ne sont pas réellement stationnaires, ce qui apparaît clairement sur des visualisations strioscopiques à faible temps d'exposition par exemple. Une étude de l'oscillation des chocs dans un jet screechant (issu de la tuyère lisse) est proposée dans ce qui suit. Elle recouvre les travaux présentés en [19, 18, 20]. On se conforme à la dénomination habituelle en appelant *choc* les terminaisons des zones de compression. L'intérêt premier de l'étude est de démontrer que le screech induit un forçage de la dynamique du jet. Mais il se peut aussi que l'oscillation des chocs soit étroitement liée au phénomène de genèse de bruit de choc large bande. En effet, Seiner [247] suggère que le BBSAN pourrait être généré par des perturbations ayant un mouvement non nul relativement aux chocs.

Dans le cas d'un jet screechant, Lassiter & Hubbard [122] ont été les premiers à montrer que les chocs oscillent à la fréquence de la composante tonale du bruit de jet, par une méthode fondée sur l'ombroscopie. Sherman *et al.* [257] ont utilisé un système Schlieren permettant d'acquérir des images à très haute fréquence (500 kHz) pour étudier les mouvements des chocs et du jet dans son ensemble pour un mode non axisymétrique. Ils ont confirmé que ceux-ci oscillent à la fréquence du screech et ont estimé la forme et l'amplitude du déplacement de la troisième cellule. Plus récemment, Panda [192, 194] a contribué de manière significative à la caractérisation de l'oscillation des chocs dans des jets screechant en utilisant une technique de détection s'appuyant sur la réfraction d'un faisceau de lumière cohérente par les chocs. Il a mesuré les amplitudes d'oscillation de plusieurs chocs pour des modes de screech axisymétriques et hélicoïdaux. Il a également proposé un modèle pour quantifier l'oscillation des chocs pour les modes axisymétriques et obtient un bon accord avec ses mesures. En particulier, il trouve que l'amplitude d'oscillation augmente avec le niveau du screech.

On se fonde ici sur une analyse numérique d'images Schlieren pour extraire l'oscillation des chocs. Des mesures par microphones en champ proche et lointain sont réalisées pour déterminer le mode et

l'amplitude du screech. Les transducteurs en champ proche sont positionnés sur l'antenne azimutale montrée en figure 4.7. Les enregistrements de la caméra et des microphones sont synchronisés par un signal généré par la carte d'acquisition. Il faut bien noter que la caméra acquiert des images à la fréquence spécifiée dès qu'elle reçoit le signal de déclenchement : son acquisition n'est pas conditionnée par le signal d'un microphone.

De sorte à obtenir des résultats quantitatifs pour la fréquence et l'amplitude d'oscillation, les images Schlieren sont prétraitées avant l'application d'un algorithme de suivi des chocs. Cette procédure préliminaire est illustrée en figure 5.1, de même qu'une représentation synthétique de l'algorithme de suivi. Le prétraitement s'appuie sur l'observation que les chocs correspondent à une zone de l'image faiblement éclairée par rapport au voisinage. En conséquence, à partir de l'image en niveaux de gris compris entre 0 et 1, on peut les faire ressortir en imposant à 1 les intensités supérieures à un certain seuil bien choisi, ce qui fait que les pixels n'appartenant pas au choc sont blancs. Ainsi, les fluctuations d'intensité provenant des faibles gradients de masse volumique induits par la turbulence sont éliminées et le choc est seul porteur d'information. L'application du prétraitement permet d'améliorer grandement les résultats finaux. L'algorithme utilisé pour le suivi des chocs provient de Kegerise & Settles [110]. Il vise à calculer un indicateur d'erreur  $E$  entre une fenêtre choisie sur le choc dans une image de référence et n'importe quelle fenêtre de même taille dans une image acquise à un instant ultérieur, que l'on va appeler dans la suite *image courante*. Cet indicateur s'exprime selon

$$E(i_0, j_0, \Delta i, \Delta j) = \sum_{\delta i=-n}^n \sum_{\delta j=-n}^n [g_1(i_0 + \delta i, j_0 + \delta j) - g_2(i_0 + \delta i + \Delta i, j_0 + \delta j + \Delta j)]^2 \quad (5.1)$$

Dans cette définition,  $g_1$  (respectivement  $g_2$ ) est la fonction bidimensionnelle d'intensité de l'image de référence (respectivement image courante); la paire  $(i_0, j_0)$  représente les coordonnées du point de référence sélectionné, centré sur un trait caractéristique du choc dont on cherche à calculer le déplacement. La fenêtre de référence est de taille  $(2n + 1) \times (2n + 1)$  pixels<sup>2</sup> et est centrée sur  $(i_0, j_0)$ . On limite le calcul de l'indicateur d'erreur à une fenêtre de pixels éligibles dans l'image courante, ce qui se traduit dans (5.1) par  $\Delta i \in [-N ; N]$  et  $\Delta j \in [-M ; M]$ . La position du minimum d'erreur donne l'estimation de la nouvelle position de la fenêtre de référence dans l'image courante, donc le déplacement du point de référence. En répétant ce calcul pour toutes les images d'un même film, on peut suivre le déplacement du choc dans le temps.

On se concentre sur le mouvement des extrémités, ou pointes, des chocs. Par exemple, la pointe basse est mise en évidence en figure 5.1. Le grossissement des images et la fréquence d'acquisition de la caméra sont fixés à  $0.07 \text{ mm.pixels}^{-1}$  et  $29 \text{ kHz}$  sauf avis contraire, et on considère une seconde d'enregistrement, aussi bien pour la caméra que pour les microphones. Si la fréquence d'acquisition est suffisante pour repérer un mouvement à la fréquence du screech, on verra que la résolution spatiale est parfois un peu faible pour bien discrétiser le mouvement des chocs.

### 5.1.1.1 Fréquence d'oscillation

Une fois déterminées, les positions axiales des chocs sont utilisées pour déduire leur fréquence d'oscillation. Le déplacement de la pointe haute du premier choc à  $M_j = 1.17$  est montré en figure 5.2. Les densités spectrales de puissance de ce signal et de celui d'un microphone placé *en champ lointain* sont superposées en figure 5.3. Les deux spectres possèdent un pic à  $5847 \text{ Hz}$ , qui correspond à la fréquence du screech. Si l'on se concentre sur cette fréquence (b), on remarque même que la forme du pic est quasiment identique entre les deux signaux, ce qui est tout à fait remarquable. Le screech dicte donc *complètement* la fréquence d'oscillation du choc. Notons que le pic dans le spectre du déplacement du choc a une amplitude supérieure d'environ deux ordres de grandeur par rapport au niveau du bruit de fond. Ceci est rendu possible par le prétraitement mentionné ci-dessus.

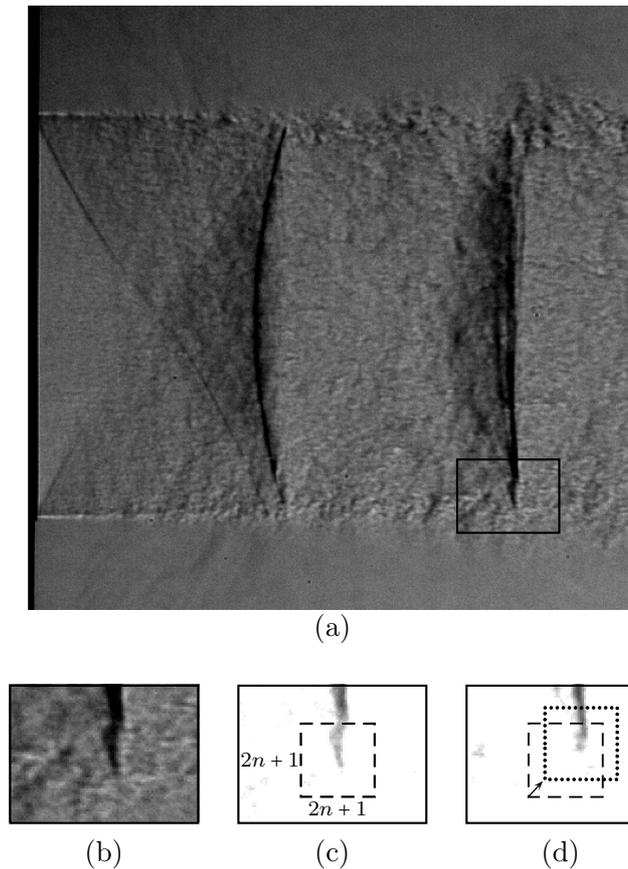


Fig. 5.1 Fonctionnement de l'algorithme de recherche de chocs. (a) Image du jet non traitée, prise comme image de référence; (b) détail autour de la pointe basse du choc, encadrée dans l'image de référence; (c) image de référence après traitement; le cadre repère le carré de référence de taille  $(2n+1)^2$  pixels<sup>2</sup>; (d) image ultérieure traitée; le cadre délimité par des points montre la position de la fenêtre minimisant la fonction d'erreur  $E$  de l'équation (5.1) alors que l'autre cadre est comme en (c) la position du carré de référence.

Le cas d'un jet à  $M_j = 1.52$  est présenté en figure 5.4 pour  $M_f = 0$  (a) et 0.39 (b). On trouve encore que l'oscillation du choc se fait à la fréquence du screech, et plusieurs harmoniques sont mêmes visibles à  $M_f = 0.39$ , avec une amplitude décroissante. A cette valeur de  $M_j$ , le rapport signal-sur-bruit pour le pic fondamental est de 1000.

Les différents résultats obtenus sont récapitulés en table 5.1. Les écarts entre fréquence du screech et fréquence d'oscillation des chocs n'excèdent pas 2 Hz. Cet accord est relié aux structures tourbillonnaires se développant le long de la couche de mélange, qui forment la partie interne de la boucle de rétroaction du screech. En traversant les cellules, elles engendrent l'oscillation des chocs [194], qui se trouve donc être à la fréquence du screech. En aparté, mentionnons que l'on peut se demander qui de l'oscillation des chocs ou du screech engendre l'autre, donc qui de l'oscillation ou des structures turbulentes est à l'origine de l'autre. Même s'il est plus aisé d'expliquer le mécanisme comme il est fait ici, par causalité, il est sans doute plus juste de se représenter ces phénomènes comme étant simultanés, puisqu'ils proviennent d'une boucle de rétroaction.

### 5.1.1.2 Amplitude d'oscillation

Comme on peut le penser à partir de la figure 5.2, suivre un choc automatiquement dans son mouvement donne forcément lieu à des erreurs de positionnement du fait du changement d'apparence du choc au cours du temps : on ne suit pas un solide en mouvement, mais une manifestation des gradients d'indice de réfraction, qui évoluent de manière complexe. Pour s'affranchir de ces erreurs et

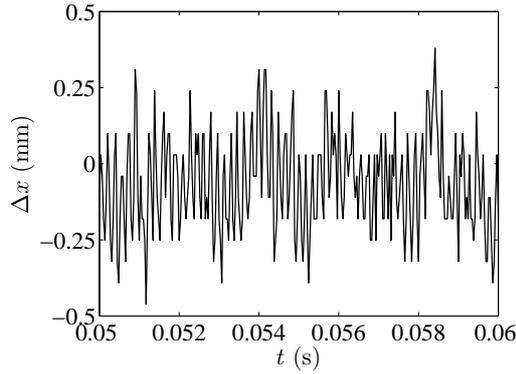


Fig. 5.2 Oscillation axiale  $\Delta x$  de la pointe haute du premier choc à  $M_j = 1.17$  autour de sa position moyenne, en fonction du temps (extrait).

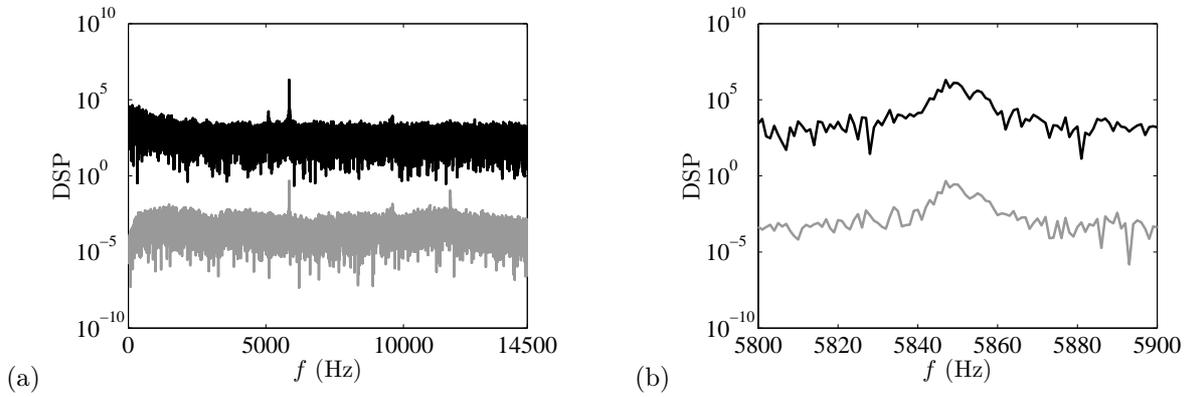


Fig. 5.3 Superposition des densités spectrales de puissance (DSP) des positions axiales de la pointe haute du premier choc, et du signal perçu par un microphone en champ lointain ( $\theta = 90^\circ$ ),  $M_j = 1.17$ . (a) Spectre complet, (b) détail autour de la fréquence fondamentale du screech. —  $10^9 \times$  DSP de la position du choc en  $\text{mm}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ , — DSP de la pression acoustique en  $\text{Pa}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ .

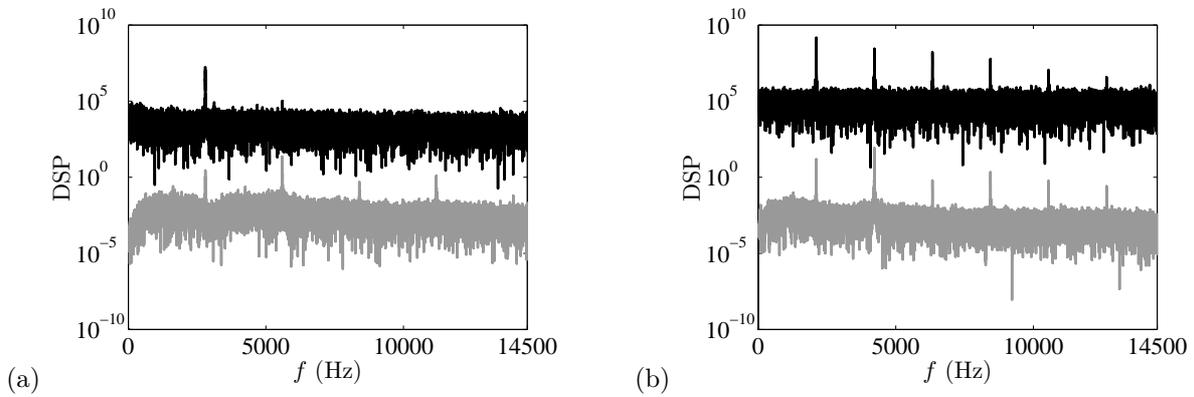


Fig. 5.4 Superposition des densités spectrales de puissance (DSP) des positions axiales de la pointe haute du premier choc, et du signal perçu par un microphone en champ lointain ( $\theta = 90^\circ$ ),  $M_j = 1.52$ . (a)  $M_f = 0$ , (b)  $M_f = 0.39$ . —  $10^9 \times$  DSP de la position du choc en  $\text{mm}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ , — DSP de la pression acoustique en  $\text{Pa}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ .

			Résultats de			Résultats de
			5.1.1.1			5.1.1.2
			$f_s$ (Hz)	SPL <sub>s</sub> (dB.Hz <sup>-1</sup> )	$f_{\text{choc}}$ (Hz)	amplitude (mm)
$M_j = 1.17$	mode A2	choc 1	5847	132	5847	0.18
		choc 2	5838	138	5838	0.56
$M_j = 1.30$	mode B	choc 1	3484	124	3483	0.07
$M_j = 1.52, M_f = 0$	mode b	choc 1	2799	143	2797	0.42
$M_j = 1.52, M_f = 0.39$	mode b	choc 1	2110	155	2110	5.4

Tab. 5.1 Récapitulation des fréquences et amplitudes (crête à crête) des oscillations de chocs ( $f_{\text{choc}}$  et amplitude), et du screech associé ( $f_s$  et SPL<sub>s</sub>). Le niveau du screech est mesuré par un microphone monté sur l’antenne azimutale, et situé dans le « plan de visualisation » du système Schlieren.

déduire une amplitude d’oscillation, et connaissant la périodicité du mouvement, des images moyennées par phase sont calculées. L’algorithme de suivi de chocs est appliqué à ce nouvel ensemble d’images. Les résultats présentés ici proviennent de films de 36 phases équiréparties dans la période d’oscillation. Chaque groupe de phase a une étendue de 1°, ou 1/360° de période.

Les oscillations des deux premiers chocs pour le jet à  $M_j = 1.17$  sont montrées en figure 5.5. Les tracés (a) et (c) se rapportent au premier choc, et les deux autres au deuxième. On remarque tout d’abord que les pointes hautes et basses oscillent en phase pour les deux chocs (le fait que la pointe haute oscille moins que celle du bas provient sans doute du fait que la tuyère n’est pas parfaitement axisymétrique). Ceci provient du caractère axisymétrique du screech à ce point de fonctionnement. En effet, on a vu en 4.5.2 que pour les modes axisymétriques, les signaux de microphones en champ proche sont en phase dans l’azimut du jet. Le screech à ce point de fonctionnement est donc associé à des structures turbulentes axisymétriques, qui prennent la forme de rouleaux; de telles structures sont clairement visibles en référence [195] par exemple. Ainsi, le caractère symétrique des oscillations découle des structures tourbillonnaires concomitantes à l’oscillation des chocs.

Par ailleurs, l’oscillation du choc 2 est plus importante que celle du choc 1 : les chocs se déplacent d’autant plus que l’on s’éloigne vers l’aval, en raison de la croissance des structures turbulentes. Panda [194] obtient les mêmes tendances, reproduites par son modèle analytique. Les résultats sur les amplitudes sont inclus dans la table 5.1. L’incertitude peut être prise à  $\pm 1$  pixel, soit  $\pm 0.07$  mm. On remarque que le niveau du screech a beaucoup augmenté entre les visualisations des premier et deuxième choc, ce qui doit aussi avoir une part dans l’augmentation de l’amplitude d’oscillation [194].

Les oscillations du premier choc d’un jet à  $M_j = 1.52$  avec et sans simulation de vol sont présentées en figure 5.6. D’après les résultats de la partie 4.5.5, le screech est antisymétrique à ce point de fonctionnement, pour toutes les valeurs de  $M_f$ . On constate que les chocs oscillent de manière également antisymétrique. Par ailleurs, l’amplitude du mouvement est multipliée par dix environ lorsque l’écoulement secondaire est présent. Ceci est cohérent avec les spectres montrés en figure 5.4, dans lesquels de nombreux harmoniques apparaissent pour  $M_f = 0.39$  mais pas pour  $M_f = 0$ . L’augmentation de l’amplitude d’oscillation est intimement liée au renforcement du screech en vol à haut  $M_j$ , mentionné en partie 4.6. Une image instantanée du premier choc pour chaque valeur de  $M_f$  est proposée en figure 5.7; les deux images choisies illustrent la déflexion maximale du choc dans chaque configuration. L’oscillation à  $M_f = 0$  (a) est à peine perceptible, alors qu’à  $M_f = 0.39$  (b), le choc s’incline considérablement. Ainsi, l’étude de ce cas confirme que la symétrie et l’amplitude de l’oscillation des chocs sont directement dépendantes du screech.

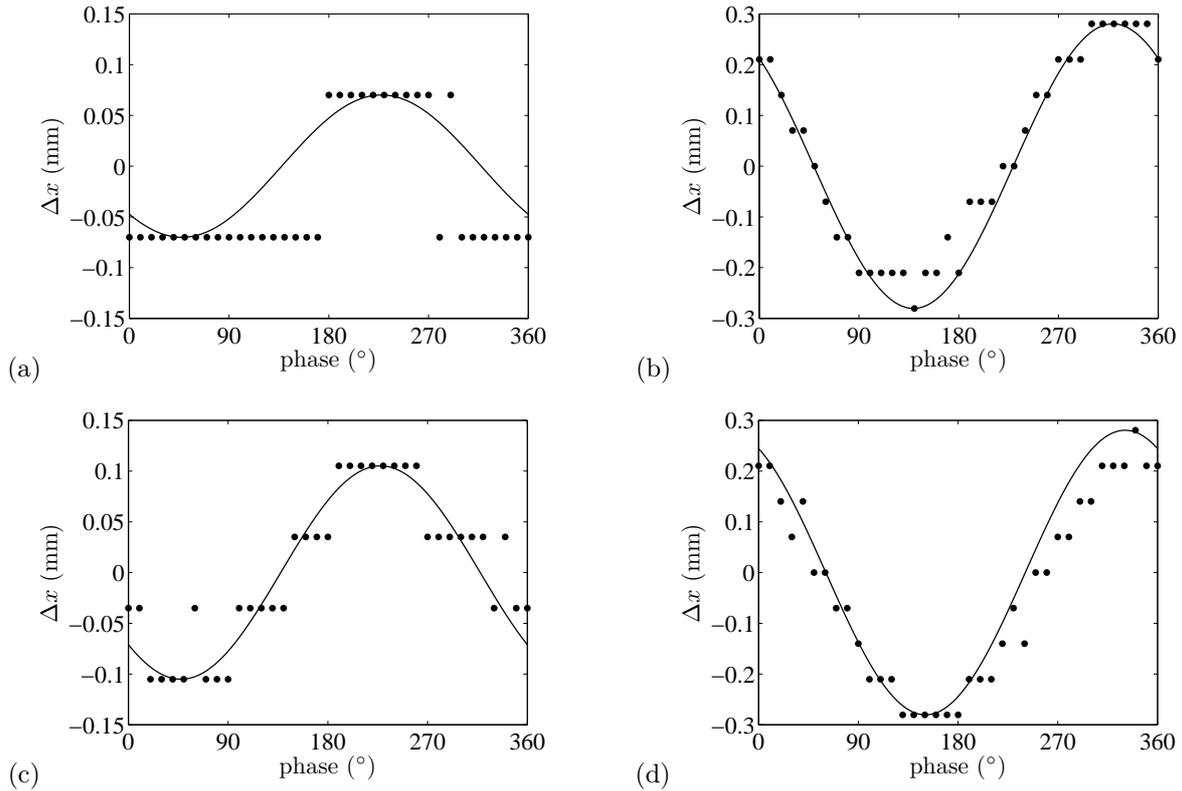


Fig. 5.5 Amplitude d'oscillation axiale des deux premiers chocs du jet à  $M_j = 1.17$  à partir des moyennes de phase. (a) Choc 1, pointe haute; (b) choc 2, pointe haute; (c) choc 1, pointe basse; (d) choc 2, pointe basse. Les points sont les positions relevées par l'algorithme, et les lignes sont des régressions sinusoidales. Notez la différence des échelles en ordonnée. La phase est relative à une période du screech.

### 5.1.1.3 Oscillation des chocs pour les modes de screech antisymétriques

En référence [19], le screech a été mesuré en champ proche par deux microphones diamétralement opposés. A un  $M_j$  de 1.24 ( $NPR = 2.54$ ), où le screech est antisymétrique, il a été observé que l'amplitude du screech était modulée dans le temps, à une fréquence de l'ordre d'un millièrme de celle du screech. A partir des signaux temporels issus des microphones, il a été possible d'isoler des séquences où le screech est faible et d'autres où il est fort. Un calcul de moyennes de phase a alors été mené sur les images acquises pendant chacune de ces séquences. La conclusion tirée dans ce travail est qu'une augmentation de l'amplitude du screech entraîne un accroissement de l'amplitude d'oscillation des chocs, ce qui est en accord avec le modèle de Panda [194].

Or, la modulation d'amplitude du screech vue par deux microphones diamétralement opposés n'est en réalité que la conséquence de la rotation du plan d'antisymétrie du screech, expliquée en 4.5.4. En effet, un microphone placé à un angle azimutal fixé verra passer devant lui le plan d'antisymétrie tournant, ce qui entraînera une diminution du niveau de screech perçu, qui augmentera à nouveau lorsque le plan s'éloignera. Ceci peut être visualisé si l'on observe une ligne verticale dans la figure 4.19. L'identification, dans certains cas, de la précession du plan d'antisymétrie dans le champ proche acoustique a suggéré que le plan d'antisymétrie du mouvement des chocs dans l'écoulement tournait aussi. Cette hypothèse est vérifiée maintenant. On reprend pour cela les éléments publiés en [20].

Deux systèmes de visualisation strioscopique ont été utilisés. Leurs axes optiques sont perpendiculaires, comme on peut le voir en figure 5.8 (a). L'un est le système en Z utilisé jusqu'à présent. L'autre est un système dit « à double-passe » [254], dans lequel le faisceau de lumière traverse deux fois le jet, en se

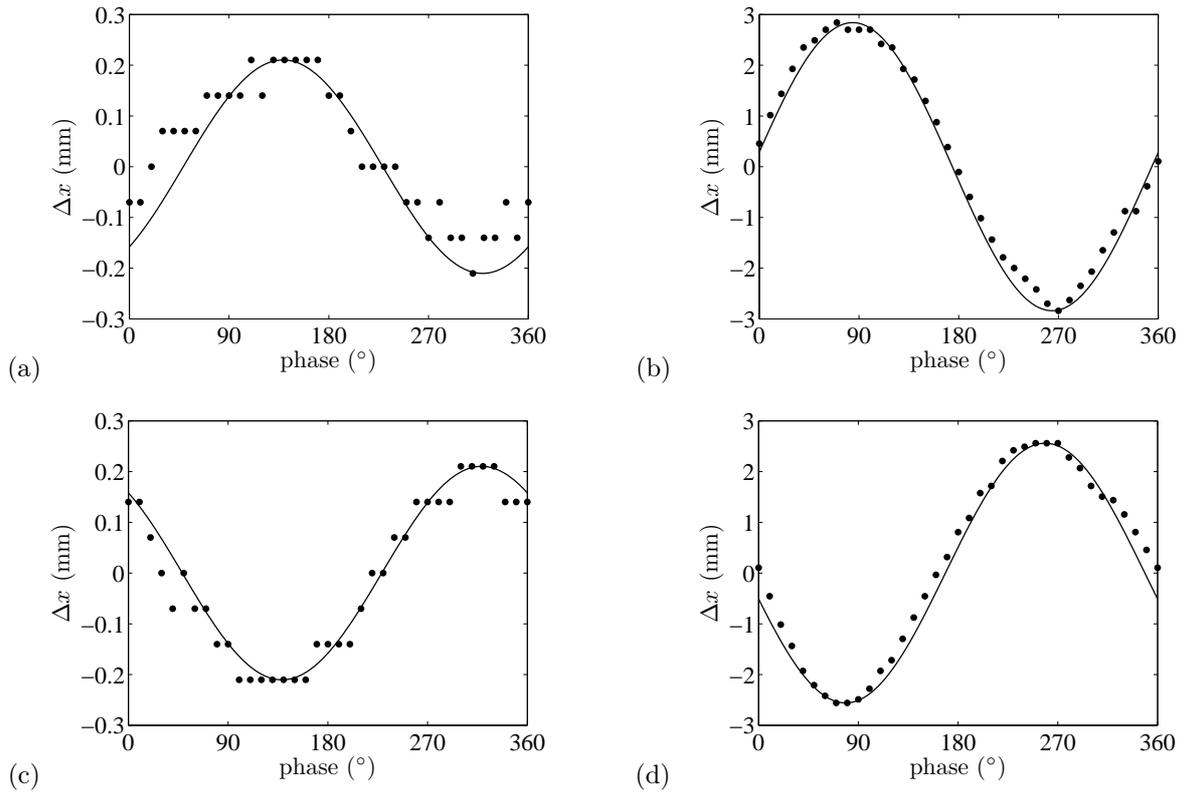


Fig. 5.6 Amplitude d'oscillation axiale du premier choc du jet à  $M_j = 1.52$ . (a)  $M_f = 0$ , pointe haute; (b)  $M_f = 0.39$ , pointe haute; (c)  $M_f = 0$ , pointe basse; (d)  $M_f = 0.39$ , pointe basse. Les points sont les positions relevées par l'algorithme, et les lignes sont des régressions sinusoidales. Notez la différence des échelles en ordonnées.

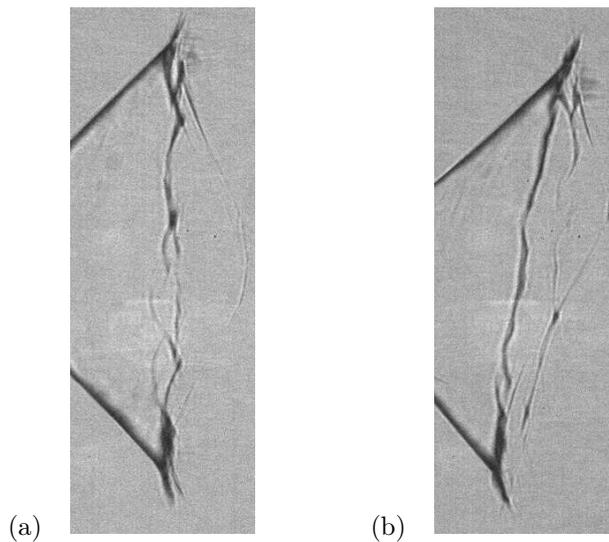


Fig. 5.7 Images strioscopiques instantanées du premier choc à  $M_j = 1.52$  permettant d'estimer l'oscillation maximale. (a)  $M_f = 0$ , (b)  $M_f = 0.39$ . Le temps d'exposition est de  $10 \mu\text{s}$ . L'écoulement va vers la droite.

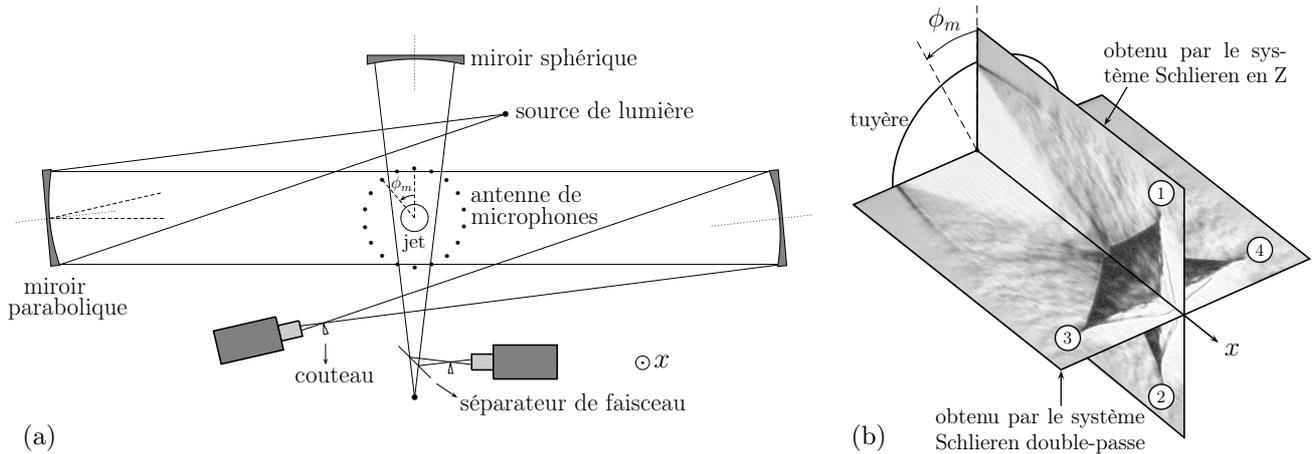


Fig. 5.8 (a) Schéma du système Schlieren croisé avec antenne azimutale (pas à l'échelle); (b) représentation des deux plans visualisés par les deux systèmes et numérotation des pointes de choc.

réfléchissant à mi-chemin sur un miroir sphérique  $f/12$ , de diamètre 203.2 mm. Chaque système dispose de sa source de lumière, de son couteau et de sa caméra rapide Phantom V12. Le système en Z est orienté comme précédemment, de telle sorte que le faisceau de lumière parallèle traverse le jet horizontalement. Ainsi, il permet d'observer une tranche verticale des chocs, voir figure 5.8 (b) (pointes de choc 1 et 2). L'axe optique du système double-passe est perpendiculaire, donc vertical. Ce second montage délivre une vue des chocs dans un plan horizontal (pointes 3 et 4). La fréquence d'acquisition des deux caméras est réglée à 62 015 Hz, et la durée des films enregistrés est de 1.77 s. Le grossissement des systèmes en Z et double-passe a été mesuré à 0.107 et 0.120 mm.pixel<sup>-1</sup>, respectivement. Enfin, l'antenne azimutale de microphones est également utilisée pour caractériser le screech. Elle est représentée en 5.8 (a). L'angle  $\phi_m$  dénote la position des transducteurs. Les microphones situés en  $\phi_m = 0^\circ$  et  $\phi_m = 180^\circ$  sont placés directement au-dessus et en-dessous des pointes de choc visualisées par le système en Z. Ceux situés autour de  $\phi_m = 90^\circ$  et  $\phi_m = 270^\circ$  sont à gauche et à droite des pointes vues par le système double-passe. Ici encore, les acquisitions des caméras et des microphones sont synchronisées par un déclencheur commun.

Deux enregistrements distincts du mouvement d'un premier choc sont considérés; ils correspondent tous deux à la condition  $M_j = 1.50$  et  $M_f = 0$ . L'un possède un screech stable, alors que dans le second, le plan d'antisymétrie du screech tourne.

Le cas stable est d'abord étudié. La position axiale de chaque pointe de choc est suivie grâce au même algorithme que précédemment. Les résultats temporels sont proposés en figure 5.9 aux côtés des signaux des microphones placés en  $\phi_m = 0^\circ$  et  $\phi_m = 100^\circ$ . Il est très clair que les deux microphones ne perçoivent pas le même niveau de screech, ce qui est typique des modes antisymétriques. La distribution azimutale des fluctuations de pression mesurées par les microphones de l'antenne est représentée en figure 5.10. On peut en déduire que le plan d'antisymétrie est localisé aux alentours de  $\phi_m = 0-180^\circ$ . Lorsqu'il est visualisé dans la direction du screech faible (figure 5.9 (c)), le mouvement du choc est d'amplitude plus faible que lorsqu'il est vu dans la direction du screech fort ( $\phi_m = 90-270^\circ$ , figure 5.9 (d)).

La densité spectrale de puissance de la position de la pointe 3 est montrée en figure 5.11 (a), de même que celle du signal du microphone à  $\phi_m = 100^\circ$ . On ne distingue qu'un seul pic fréquentiel (b), aussi bien pour le microphone que pour le choc. A partir des images issues de moyennes de phase, on trouve que les pointes oscillent avec une amplitude de  $0.37 \text{ mm} \pm 0.05 \text{ mm}$  pour le système en Z et  $1.2 \text{ mm} \pm 0.06 \text{ mm}$  pour le système double-passe. Cela donne donc un rapport de 3 entre les deux directions,

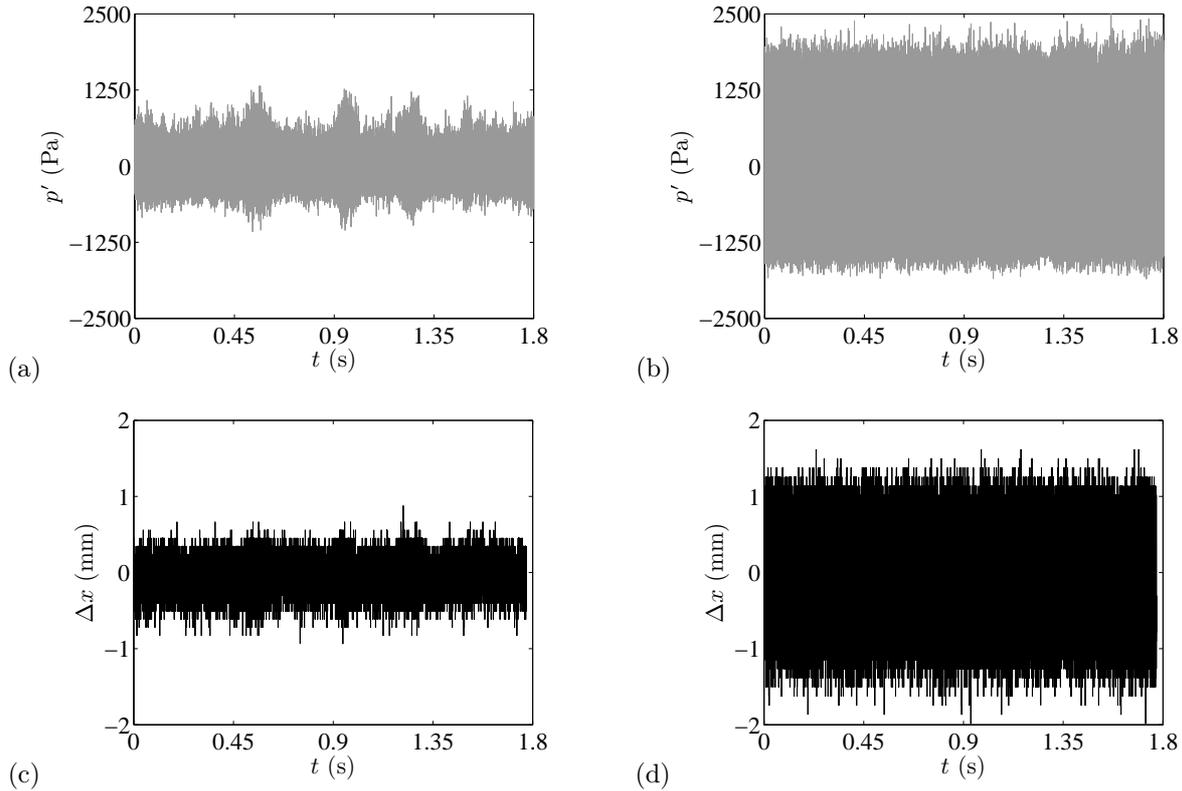


Fig. 5.9 Etude de l'oscillation du premier choc dans le cas  $M_j = 1.50$  et  $M_f = 0$ , screech stable. (a) Signal du microphone à  $\phi_m = 0^\circ$ , (b) signal du microphone à  $\phi_m = 100^\circ$ , (c) position axiale de la pointe 1, (d) position axiale de la pointe 3.

ce qui est à mettre en relation avec le rapport de 3.7 observé sur les écarts-types des fluctuations de pression entre les microphones correspondants.

Le mouvement du choc dans le jet répond donc à la structure du champ proche acoustique associé à ce mode antisymétrique. Plus précisément, le choc oscille de façon également antisymétrique, autour d'un plan dans lequel les pointes du choc sont quasiment immobiles, alors qu'à la perpendiculaire de ce plan, l'oscillation est maximale. On peut penser d'après les résultats ci-dessus qu'il y a de plus un alignement entre le plan d'antisymétrie de l'oscillation du choc et le plan d'antisymétrie du champ acoustique.

Le cas du screech instable est mentionné maintenant. L'évolution temporelle du signal acoustique enregistré à  $\phi_m = 0^\circ$  est présentée en figure 5.12 (a). On observe des bouffées tout à fait similaires à celles de la figure 4.17. Le déplacement de la pointe 1 est montré en (b). Ici aussi, les caractéristiques oscillatoires du choc sont intimement liées aux signaux de pression mesurés dans le même plan : le signal temporel des oscillations de la pointe 1 présente des bouffées en phase avec celles du microphone. Les spectres de ces deux signaux *calculés sur l'intégralité des enregistrements* sont montrés en figure 5.13. Les deux spectres sont de nouveau remarquablement semblables. Plusieurs pics proches sont visibles. On a vu au chapitre 4 que l'existence de deux hélices contrarotatives de fréquences différentes engendrait la rotation du plan d'antisymétrie, ce qui est à l'origine de bouffées, telles celles observées en figure 5.12. Ici, la rotation du plan n'est pas parfaitement stable sur toute la durée de l'enregistrement, comme on peut le voir en figure 5.12 (a), ce qui explique qu'il y ait plus de deux pics sur les spectres.

Les enveloppes temporelles des signaux microphoniques et des positions de différentes pointes sont extraites en calculant l'écart-type de chaque grandeur sur quinze périodes de screech de manière glis-

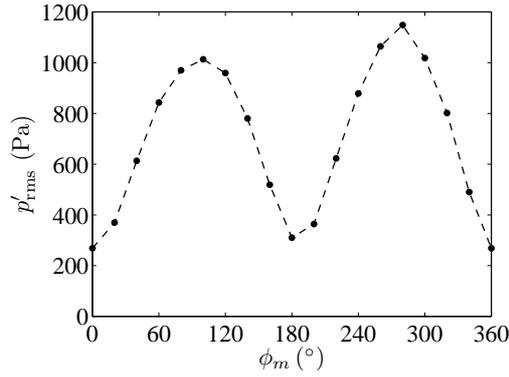


Fig. 5.10 Distribution azimutale de l'écart-type des pressions mesurées par les microphones de l'antenne en champ proche, pour le cas de la figure 5.9 (les signaux de pression ne sont pas filtrés autour de la fréquence du screech).

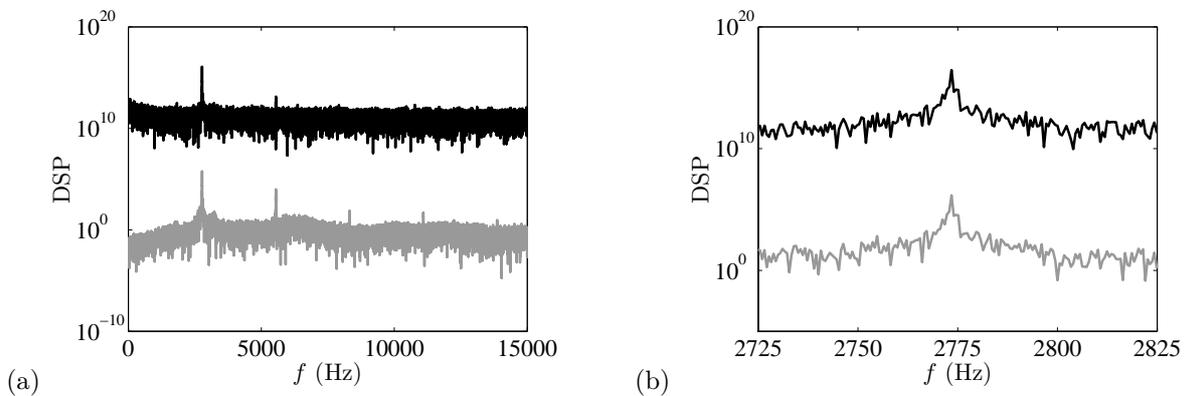


Fig. 5.11 Superposition des densités spectrales de puissance de la position axiale de la pointe 3 et du signal perçu par le microphone à  $\phi_m = 100^\circ$ , pour le cas de la figure 5.9. (a) Vue large, (b) détail autour de la fréquence fondamentale du screech. —  $10^{15} \times \text{DSP}$  de la position du choc en  $\text{mm}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ , — DSP de la pression acoustique en  $\text{Pa}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ .

sante sur toute la durée des enregistrements. Les courbes résultantes sont montrées en figure 5.14. On vérifie que l'enveloppe du signal du microphone à  $\phi_m = 0^\circ$  est bien en phase avec celles des déplacements des pointes 1 et 2, qui appartiennent au même plan (vertical). De même, l'enveloppe du signal du microphone à  $\phi_m = 100^\circ$  est en phase avec celles des déplacements des pointes 3 et 4 (plan horizontal). Par ailleurs, les enveloppes des deux microphones sont en opposition de phase.

Pour finir, on considère l'extrait de  $t = 1.2$  à  $1.75$  s, puisque d'après la figure 5.12, la rotation du plan est plus régulière sur cet intervalle. On applique la procédure de calcul de déphasage décrite en 4.5.1 entre les positions des pointes et les microphones, en s'appuyant sur les *enveloppes* des signaux, et non sur les signaux eux-mêmes. Les différences de phase, notées  $\Delta\psi$ , sont exprimées comme une fraction de la période temporelle des enveloppes, et sont reportées en figure 5.15. On retrouve les relations de phase visibles en figure 5.14. Par ailleurs, l'évolution linéaire des déphasages en fonction de  $\phi_m$  traduit la constance de la vitesse de rotation du plan d'antisymétrie sur l'extrait considéré.

La conclusion tirée de l'étude du screech stable est donc confirmée ici : dans le cas d'un screech antisymétrique, les chocs oscillent autour d'un plan qui est le prolongement à l'intérieur du jet du plan d'antisymétrie existant dans le champ proche acoustique. Lorsque le plan acoustique tourne, le plan aérodynamique fait de même, si bien que ces deux plans ne font qu'un. Cette relation entre oscillations intérieures et extérieures au jet n'est pas surprenante, connaissant les relations entre screech,

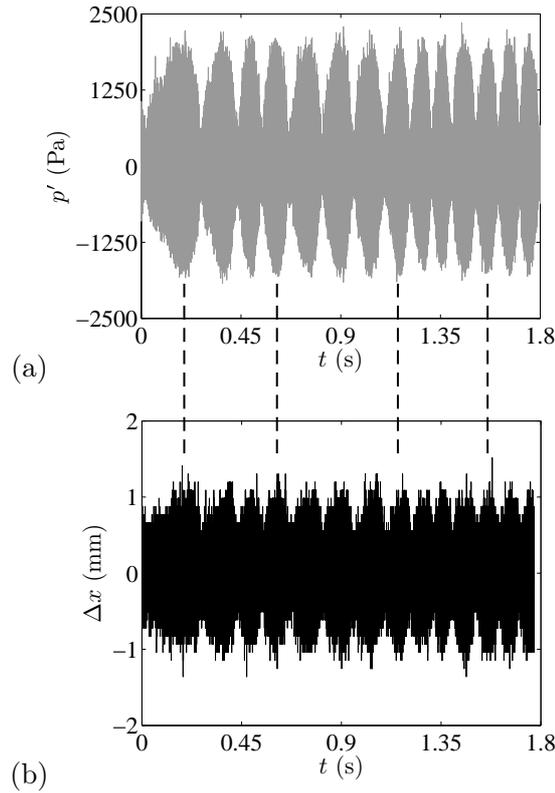


Fig. 5.12 Etude de l'oscillation du premier choc dans le cas  $M_j = 1.50$  et  $M_f = 0$ , screech instable. (a) Signal du microphone à  $\phi_m = 0^\circ$ , (b) position de la pointe 1 au cours du temps. Les lignes verticales servent à démontrer que les bouffées sont en phase entre screech et mouvement du choc.

structures turbulentes et mouvements des chocs. Avec une vue bidimensionnelle de l'écoulement et du champ acoustique, ce qui est le cas lorsqu'on travaille avec un système strioscopique classique et deux microphones diamétralement opposés dans le plan de visualisation (comme en référence [19]), on ne peut observer qu'une projection de la rotation du plan, ce qui ne permet pas d'embrasser les phénomènes dans leur globalité.

On peut donc dire qu'il est important de caractériser les modes antisymétriques existant pour les résultats de la table 5.1. Tant que le plan d'antisymétrie ne tourne pas, on peut calculer l'amplitude par moyenne de phase sur toute la durée du signal et le résultat a du sens, *tant que l'on mesure le niveau du screech dans le même plan azimuthal que le plan de visualisation* (ce qui est fait en table 5.1). A  $M_j = 1.30$ , le plan ne tourne pas, mais est proche de la tranche verticale visualisée par le système Schlieren en Z, ce qui explique les faibles niveaux de screech dans ce plan et la très faible oscillation des chocs. A  $M_j = 1.52$ ,  $M_f = 0$ , le plan est également vertical, mais on observe deux courtes bouffées sur les signaux temporels des microphones situés dans ce plan. Le moyennage par phase, opéré sur la durée complète des signaux, n'est donc pas complètement adéquat ; il faudrait enlever les portions de screech fort, mais le fait que les images moyennes par phase soient propres montre que leur influence doit être marginale. Pour  $M_j = 1.52$ ,  $M_f = 0.39$ , le plan est parfaitement stationnaire, et est situé à environ  $60^\circ$  du plan de visualisation, ce qui explique les forts niveaux de screech, et les fortes oscillations des chocs. On peut déduire de ces précisions que la différence d'amplitude d'oscillation entre les cas  $M_j = 1.52$ ,  $M_f = 0$  et  $M_j = 1.52$ ,  $M_f = 0.39$  ne provient pas uniquement des différences de niveau de screech, mais également des positions relatives des plans de visualisation par rapport au plan d'antisymétrie du screech.

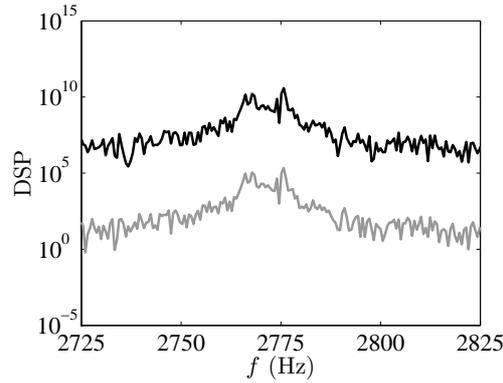


Fig. 5.13 Détail autour de la fréquence fondamentale du screech des densités spectrales de puissance de la position axiale de la pointe 1 et du signal perçu par le microphone à  $\phi_m = 0^\circ$ , pour le cas de la figure 5.12. —  $10^{10} \times \text{DSP}$  de la position du choc en  $\text{mm}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ , — DSP de la pression acoustique en  $\text{Pa}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ .

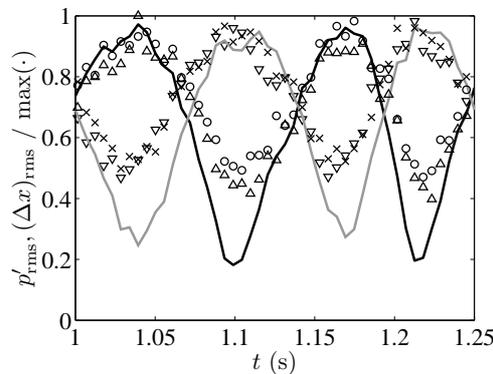


Fig. 5.14 Enveloppes des signaux temporels des grandeurs suivantes (pour les conditions de la figure 5.12) : — pression à  $\phi_m = 0^\circ$ , — pression à  $\phi_m = 100^\circ$ ,  $\Delta$  position de la pointe 1,  $\circ$  position de la pointe 2,  $\times$  position de la pointe 3,  $\nabla$  position de la pointe 4.

### 5.1.2 Battement du jet

Sarohia *et al.* [240] observent qu'un jet supersonique en vol simulé est susceptible de battre latéralement avec une grande amplitude. D'autres images ombroscopiques de Sarohia [237] montrent aussi clairement ce mouvement d'ensemble du jet. De plus, Sarohia *et al.* [240] suppriment le screech en insérant un barreau de 3 mm de diamètre dans la couche de mélange de leur jet supersonique de diamètre 20.5 mm, et observent toujours le battement du jet. Ils en déduisent qu'il est indépendant du screech, et provient de la présence d'un écoulement secondaire. Un tel mouvement d'ensemble a aussi été visualisé dans le présent travail. Il est présenté par le biais d'une séquence d'images en figure 5.16 pour  $M_j = 1.50$  et  $M_f = 0.39$ . Chaque image a été construite par juxtaposition de plusieurs plans décalés axialement (on peut voir les jointures sur les images). Les morceaux ont été choisis de sorte qu'il y ait un bon raccordement du jet à chaque jonction. Une observation à l'œil des films montrent que le battement peut atteindre une amplitude de l'ordre du diamètre du jet supersonique. Par ailleurs, l'application de l'algorithme de suivi des chocs à une frontière du jet en aval a permis de montrer que le battement se fait à la fréquence du screech. Cette coïncidence plaide pour une connexion entre le mouvement d'ensemble du jet et l'émission tonale. Deux arguments laissent penser que c'est l'existence d'un screech fort qui entraîne ce mouvement. En l'absence d'écoulement secondaire, le screech est présent mais moins puissant, comme on l'a vu en 4.6. Dans ce cas, aucun battement flagrant n'est visible. En présence d'écoulement secondaire mais avec un crochet métallique (une *tab*, cf. 5.2.2.3) attaché à la lèvre de la tuyère primaire et pénétrant dans la couche de mélange initiale, le screech est toujours

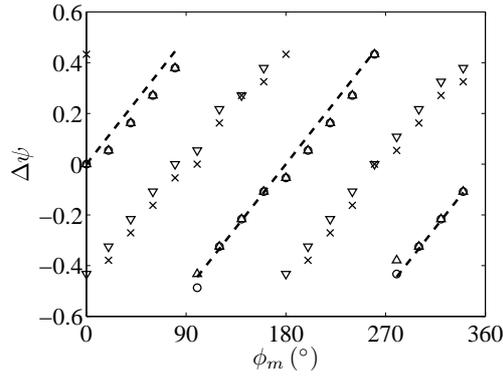


Fig. 5.15 Déphasages entre les enveloppes des quatre pointes par rapport aux enveloppes de tous les microphones, pour les conditions de la figure 5.12 (position caractérisée par  $\phi_m$ ).  $\Delta$  Pointe 1,  $\circ$  pointe 2,  $\times$  pointe 3,  $\nabla$  pointe 4,  $---$  variation de phase linéaire avec périodicité de  $180^\circ$ .  $\Delta\psi$  est exprimé comme une fraction de la période de rotation du plan d'antisymétrie.

présent mais est atténué. Dans ce cas également, aucun battement marqué n'a été repéré.

De ces observations, on peut formuler l'hypothèse suivante : lorsque le niveau du screech est très élevé, la croissance des structures turbulentes dans la couche de mélange est telle qu'après quelques diamètres en aval, elles ont atteint une intensité suffisante pour faire dévier le jet supersonique et entraîner le battement observé. Tam *et al.* [274], dans leur étude du screech émis par un jet en milieu confiné, énoncent de manière équivalente que seule la présence d'une onde d'instabilité de grande amplitude peut induire l'oscillation du jet. D'autres études montrent un mouvement semblable dans le cas d'un jet screechant. On peut citer les visualisations Schlieren de Hammitt [89] et Norum [181], les schémas de Sherman *et al.* [257] ou encore l'étude par PIV d'un jet supersonique rectangulaire de Alkisar *et al.* [11]. Les images Schlieren de Raman *et al.* [226] (voir notamment leur figure 3,  $M_j = 1.30$ ) illustrent clairement que la suppression du screech élimine le battement du jet.

On s'attend à ce que ce mouvement d'ensemble du jet soit à l'image des structures turbulentes : battement plan dans le cas d'un screech antisymétrique, ou bien mouvement en spirale dans le cas d'un screech hélicoïdal. Pour les modes antisymétriques, le battement doit se faire de part et d'autre du plan d'antisymétrie, ce qui explique pourquoi l'amplitude du mouvement visualisé par le système stroboscopique en Z peut être assez variable à une condition fixée : si le plan de visualisation est orthogonal au plan d'antisymétrie, le battement sera maximal, alors qu'il sera faible lorsque les deux plans sont coïncidents. Pour les modes symétriques, aucun réel battement n'est observé. A sa place se développe une oscillation longitudinale de la colonne d'air, accompagnant les mouvements des chocs visualisés au paragraphe 5.1.1.

### 5.1.3 Augmentation du mélange turbulent

Diverses études ont mis en évidence, sans avoir recours à un dispositif de suppression de screech, que la présence de screech était liée à un mélange accéléré du jet. Glass [84] a été le premier à le montrer quantitativement. D'après ses mesures de pression totale et celles de Sherman *et al.* [257], effectuées sur l'axe du jet, il apparaît aussi que l'augmentation du mélange varie en fonction du taux de détente. Pour un jet rectangulaire, Krothapalli *et al.* [113] ont retrouvé cet effet du screech par des mesures de vitesse sur l'axe du jet et de demi-largeurs de l'écoulement. Précisant les conclusions de Glass et Sherman *et al.*, Zaman [330] a trouvé que le mélange était surtout renforcé pour le mode antisymétrique B, plus que pour les modes axisymétriques A et le mode hélicoïdal C. Il explique l'effet du screech par analogie avec le comportement d'un jet incompressible excité artificiellement. Selon lui, l'excitation acoustique

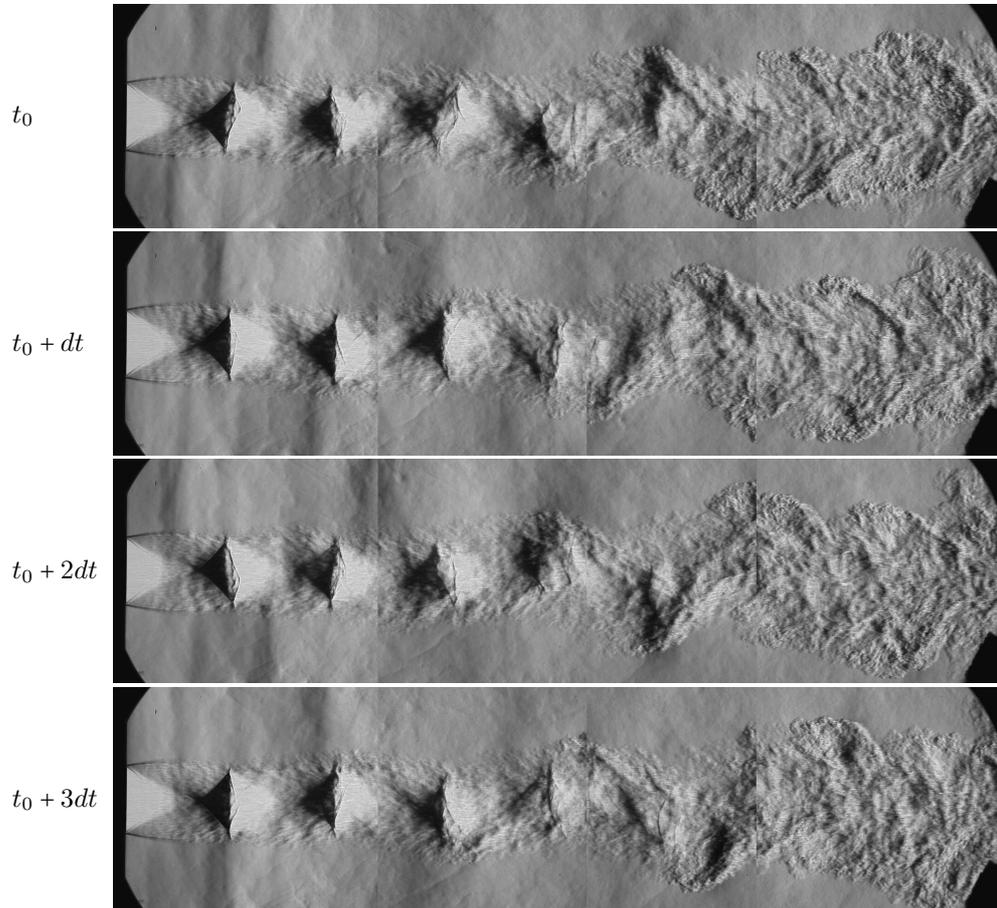


Fig. 5.16 Séquence d'images Schlieren montrant le battement du jet ;  $M_j = 1.50$ ,  $M_f = 0.39$  (tuyère lisse). La fréquence d'acquisition est de 9101 Hz, donc  $dt = 109.9 \mu\text{s}$  ;  $f_s \approx 2130$  Hz. Le temps d'exposition est de  $10 \mu\text{s}$ .

entraîne une organisation des structures turbulentes, qui est associée à une concentration de la vorticité et à une intensification des structures ; suffisamment loin en aval, les structures se morcellent, ce qui engendre une grande augmentation du mélange.

Ainsi, l'oscillation des chocs, les battements du jet et l'augmentation du mélange sont trois conséquences du développement des structures cohérentes, particulièrement fortes en raison de l'excitation acoustique représentée par le screech ; ces trois phénomènes sont donc intimement li es. Même intuitivement, on peut établir des connexions. Le lien entre les deux premiers se conçoit puisque si les chocs se tordent, le jet est bien oblig e de se tordre également, ce qui conduit directement au mouvement de battement. Le lien entre les deux derniers se voit très bien qualitativement sur les visualisations strioscopiques (rep er e dès Hammitt [89]) : lorsque le jet bat, son angle de croissance est fort. Les mêmes relations existent pour les modes axisymétriques, même si elles ne sont pas aussi visibles.

## 5.2 Suppression du screech

### 5.2.1 Problématique

La partie précédente montre que le screech a un effet important sur la dynamique du jet. On sait aussi que le bruit de choc large bande émis par un jet supersonique varie suivant que le jet est screechant ou non, d'après les travaux suivants.

Nagel *et al.* [174] et Norum [180] ont supprimé le screech d'une manière non-intrusive et observent des modifications de la bosse spectrale propre au BBSAN. Les spectres de Norum montrent clairement une augmentation de la fréquence centrale de la bosse, ainsi qu'une augmentation de son amplitude, deux effets qui sont également visibles sur les spectres de la figure 4.1. La corrélation entre atténuation du screech et renforcement du BBSAN est flagrante sur la figure 10 de Norum [180]. Tam [269] suggère également, à partir de comparaisons entre spectres mesurés et prédits, que le screech atténue le BBSAN. L'observation des mesures de pression statique de Norum & Seiner [185] lui fait dire que la présence d'une forte composante tonale entraîne une destruction rapide de la structure de cellules, ce qui pourrait conduire à l'atténuation du BBSAN. Cet effet du screech sur la structure de cellules a également été avancé par Seiner *et al.* [248]. Par ailleurs, Morris & Miller [169] proposent deux jeux de constantes de calibration dans leur modèle de prédiction du BBSAN, destinés respectivement aux cas de jets screechant et non-screechant. Enfin, la bosse principale du BBSAN est quasiment éliminée sur les spectres de la figure 4.26 à fort Mach de vol, ce qui se produit conjointement avec l'augmentation importante du niveau du screech.

Or, le screech ne semble pas être émis par les jets typiquement rencontrés dans l'aviation civile. Dans l'optique d'étudier le bruit de choc large bande pour des applications en aéronautique, on peut donc penser qu'il est préférable de supprimer le screech. Notons qu'il n'a pas toujours été clair que ce soit la meilleure des marches à suivre. Seiner & Norum [250] ont ainsi formulé de sérieux doutes vis-à-vis de la pertinence de supprimer le screech pour étudier le bruit de choc large bande. Les mêmes auteurs ont par la suite travaillé avec et sans technique de suppression de screech [184, 185]. Mais les expériences ultérieures de suppression non-intrusive du screech menées par Nagel *et al.* [174] et Norum [180] assurent que le screech a un effet sur le BBSAN et qu'il est préférable de l'éliminer.

Depuis Powell [215], le screech est considéré comme étant le résultat d'une boucle de résonance acoustique. Une partie de la boucle consiste en la genèse de perturbations au niveau de la lèvre de la tuyère par l'onde acoustique émise au niveau des chocs. Cette portion de la rétroaction est associée à la réceptivité de l'écoulement. Elle a notamment été étudiée par Ahuja [5] et Raman *et al.* [226]. En général, les méthodes de suppression de screech agissent sur son amplitude au niveau de la lèvre de la tuyère ou sur l'état de la couche de cisaillement initiale. En cela, elles tentent de rompre la boucle de résonance en perturbant la réceptivité, qui est le maillon le plus fragile de la rétroaction [280].

Dès 1952, Westley & Lilley [315] étudient différents moyens pour atténuer le bruit de jets subsoniques et choqués. Ils introduisent notamment des géométries de tuyère présentant des lèvres ayant des dents pénétrant dans le jet. Peu de temps après ses travaux fondateurs sur le screech, Powell [216] étudie lui aussi des méthodes de suppression. Plus tard, Harper-Bourne & Fisher [90], pour s'affranchir de l'instabilité du screech dans leur étude portant spécifiquement sur le bruit de choc large bande, atténuent la composante tonale par deux moyens distincts. Ils trouvent que placer un baffle couvert d'un matériau absorbant proche de la sortie de tuyère diminue beaucoup le screech. Ils introduisent par ailleurs un petit obstacle dans le jet au niveau de la sortie de tuyère, qu'on appelle traditionnellement *tab*. Cette technique, très proche des premiers essais de Westley & Lilley et Powell, a été très populaire dans les études du BBSAN [44, 284, 184, 185]. Le problème est qu'elle est intrusive et qu'elle entraîne une modification importante de la structure de cellules. Une perte de symétrie et une réduction de

la longueur des cellules ont été observées dans un jet avec *tab* [44, 184, 174]. Ceci met en exergue la difficulté de supprimer le screech sans trop endommager le jet. Or on cherche à préserver le bruit de choc large bande. Il faut donc parvenir à éliminer le screech en modifiant le moins possible la turbulence dans la couche de mélange et la structure de cellules, à l'origine du BBSAN.

La technique non-intrusive de Nagel *et al.* [174] et Norum [180] citée précédemment consiste en l'utilisation d'un grand baffle en amont de l'éjection. Placé correctement, ce dernier modifie les niveaux du screech au voisinage de la sortie de tuyère de façon à ce que l'excitation de la couche de mélange initiale soit annulée, ce qui entraîne une rupture de la boucle auto-entretenu du screech. Cette méthode est cependant difficile à mettre en œuvre puisque la distance entre baffle et éjection doit être adaptée à chaque fréquence du bruit tonal, donc à chaque point de fonctionnement, sans compter que la présence d'un écoulement secondaire empêche un tel montage.

La confection de longues indentations longitudinales débouchant dans les parois de la tuyère a été proposée par Norum [179] puis la technique a été approfondie par Wlezien & Kibens [320] et Krothapalli *et al.* [114]. Ces travaux font part d'une forte atténuation du screech, mais le BBSAN est sans doute aussi une victime collatérale étant donnée la grande profondeur de leurs indentations. Les visualisations strioscopiques de ces deux dernières références suggèrent en effet une modification importante de la structure de cellules. Une tuyère présentant des créneaux peu profonds est utilisée à la NASA, par exemple par Bridges & Wernet [41], pour étudier le BBSAN spécifiquement. Elle présente l'avantage de ne pas avoir d'effet important sur la structure du jet.

Les diverses techniques de réduction de screech compatibles avec le montage double-flux ont été testées, et les résultats sont présentés ici. On cherche à évaluer ces techniques et à statuer sur les questions suivantes :

- quel est l'effet du screech sur le bruit de choc large bande ?
- est-il préférable d'étudier le BBSAN dans un jet screechant ou dans un jet sans screech, mais avec *tab* ?

On traite de la première question en 5.3. Une réponse au deuxième point sera proposée en 5.4.

## 5.2.2 Essai de différentes techniques de suppression du screech

### 5.2.2.1 Déclenchement de couche limite

La couche limite à l'intérieur de la tuyère a été perturbée à l'aide de papiers abrasifs de différentes rugosités, disposés de manière très variable sur la paroi intérieure de la tuyère, et en insérant des cavités et des obstacles de différentes hauteur et épaisseur en amont de la contraction, à l'intérieur de la buse. Aucun de ces essais n'a eu d'impact significatif sur le screech, l'émergence du premier harmonique à  $90^\circ$  à une distance de 2.40 m du jet et pour  $M_j = 1.21$  étant réduite de 6 dB au maximum en partant d'une émergence de 32 dB pour la tuyère nue. Cette conclusion est en accord avec Bridges & Wernet [41] et Zaman *et al.* [331]. Ceci tend à montrer que l'amplitude du screech est peu sensible à l'état de la couche limite en sortie de tuyère dans notre cas.

### 5.2.2.2 Fil tendu en travers de la tuyère

L'emploi d'un fil tendu en travers d'un jet supersonique imparfaitement détendu a déjà été mis en œuvre par Kweon *et al.* [119] pour supprimer le bruit de choc dans son ensemble, avec un certain succès. Dans leur essai, le fil avait une épaisseur de 2 mm pour une tuyère de 26 mm de diamètre, soit un rapport de diamètres de 0.077. Il est à noter que Lassiter & Hubbard [122] ont aussi utilisé un réseau de fils placé en aval de la sortie de tuyère, en travers du jet. Leur rapport de diamètres était de 0.031.

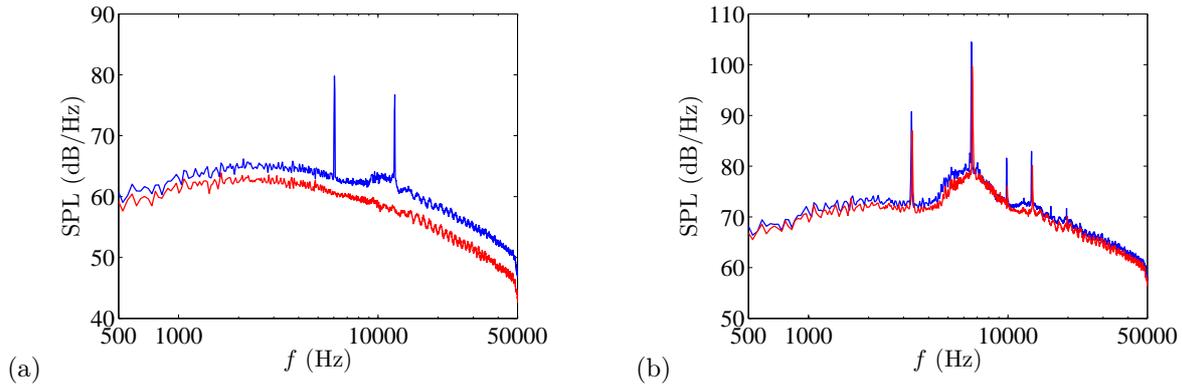


Fig. 5.17 Spectres en champ lointain du bruit émis par un jet libre et un jet présentant un fil de 0.25 mm de diamètre tendu en travers de la tuyère dans le plan de sortie ( $\theta = 90^\circ$ ). (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.35$ . — Sans fil, — avec fil.

	largeur	pénétration
1	1.3	1.3
2	1.3	1.6
3	1.8	2.9
4	2.0	0.4
5	2.4	2.5
6	2.6	1.4
7	2.9	0.8
8	3.0	2.1
9	4.8	2.5
10	5.2	0.7
11	6.0	2.4

Tab. 5.2 Dimensions des *tabs* testées (en mm).

De sorte à limiter au maximum l'effet d'un tel fil sur l'écoulement, des fils de 0.25 mm ont été tendus dans le plan de sortie directement. Ce diamètre correspond à  $0.007D$ . Deux spectres sont présentés en figure 5.17. On remarque que le screech est complètement supprimé à  $M_j = 1.10$ , de même que le bruit de choc large bande par ailleurs. En revanche, le screech revient à plus fort nombre de Mach.

Une configuration avec deux fils tendus a aussi été testée. Bien que la plage de  $M_j$  caractérisée par une absence de screech s'étend, le screech est toujours bien présent à fort nombre de Mach. On a de plus toujours une disparition presque totale de bruit de choc large bande lorsque le screech est supprimé. Cette voie a donc été abandonnée.

### 5.2.2.3 Intrusion d'une *tab* en sortie de tuyère

La géométrie de la *tab* employée par Tanna est donnée dans Norum & Seiner [184] :  $0.125D$  de large et  $0.063D$  de pénétration dans le jet, correspondant à  $4.78\text{ mm} \times 2.41\text{ mm}$  pour notre diamètre de tuyère. Différentes géométries ont été testées pour tenter de réduire au maximum la taille de *tab* nécessaire. La liste des dimensions de *tabs*, taillées à partir de lamelles d'aluminium, est montrée en table 5.2. Les *tabs* pour lesquelles on montre des spectres dans ce paragraphe peuvent être vues en figure 5.18. Au premier abord, le comportement du screech avec *tab* semble assez complexe et n'est pas étudié en détail ici. Mentionnons simplement que les *tabs* ne sont pas également efficaces à tous les nombres de Mach parfaitement détendus  $M_j$ . Le plus souvent, elles commencent par atténuer le screech sur un intervalle intermédiaire de  $M_j$ , correspondant au début du mode B, alors que l'émission tonale est peu affectée pour le mode A et intermittente dans la portion des  $M_j$  les plus élevés ( $M_j \gtrsim 1.30$ ).

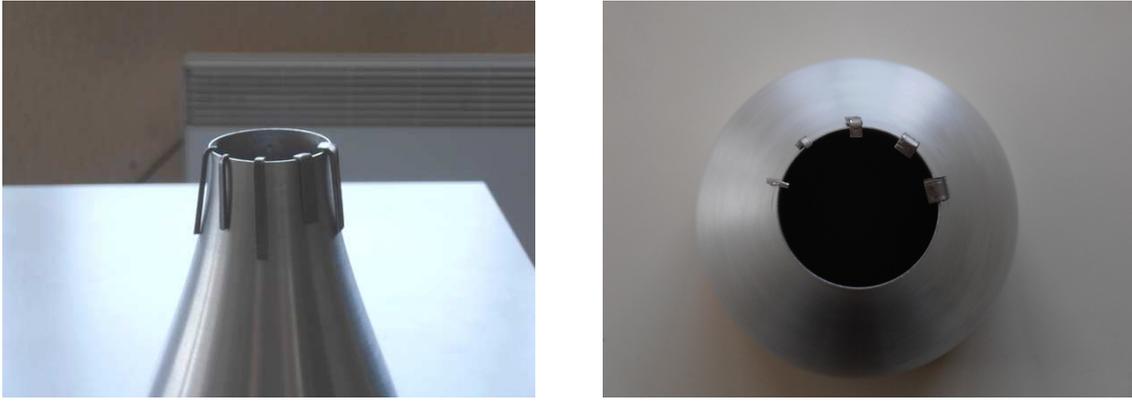


Fig. 5.18 Photographies des *tabs* 1, 4, 8, 9 et 11 (de gauche à droite sur chaque image), montées sur la tuyère lisse.

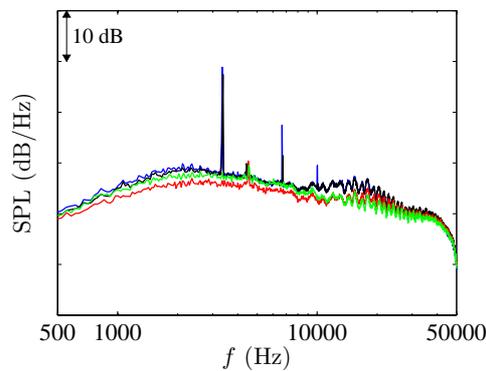


Fig. 5.19 Superposition de spectres acoustiques mesurés en champ lointain, pour un jet avec *tab* à  $M_j = 1.31$  et  $\theta \approx 47^\circ$ . — *Tab* 1, — *tab* 4, — *tab* 8, — *tab* 11. Les niveaux absolus ne sont pas indiqués car le microphone n'était pas situé sur l'antenne polaire de directivité, donc pas à la distance habituelle du jet.

Certains résultats sont présentés en figure 5.19. Les fortes oscillations des spectres au niveau du bruit de choc large bande sont attribuées au microphone utilisé ainsi qu'à des réflexions parasites sur le montage de maintien du microphone. On voit que le screech est encore très largement présent pour les *tabs* 1 et 4, mais quasiment absent pour les *tabs* 8 et 11. Un balayage rapide de la gamme des  $M_j$  accessibles a montré que la *tab* 8 ne supprimait pas le screech à tous les  $M_j$ , contrairement à la *tab* 11.

Des essais plus détaillés ont alors été menés pour comparer la géométrie 11 à la 9 (s'approchant le plus de celle de Tanna), de sorte à diminuer la largeur de la *tab*. Des spectres mesurés à  $130^\circ$  pour  $M_j = 1.17$  et  $1.45$  sont montrés en figure 5.20. On peut voir que le screech est bien supprimé à chaque fois, ce qui est le cas pour tous les nombres de Mach  $M_j$  testés et tous les angles de directivité. Par conséquent, la géométrie 9 a été retenue pour établir des mesures acoustiques et aérodynamiques plus détaillées. Ses dimensions sont  $0.126 D$  de large par  $0.065 D$  de pénétration.

Par ailleurs, des *tabs* non intrusives ont été testées. Des morceaux de mousse, recouverts ou non de papier adhésif en aluminium pour créer des *tabs* réfléchissantes ou absorbantes, ont été collés au-dessus des lèvres, sur la paroi extérieure de la tuyère, pour répliquer une expérience de Kozlowski & Packman [112]. Dans cette référence, il a été montré que de telles irrégularités sur la géométrie de la lèvre éliminaient le screech, sans introduire de distorsion dans les spectres. Cependant, dans le présent travail, tous les essais effectués en s'appuyant sur cette idée ont montré une atténuation nulle du screech, ce qui rejoint la conclusion de Nagel *et al.* [174]. Enfin, trois lamelles régulièrement espacées dans l'azimut du jet et prolongeant la lèvre de la tuyère sur une distance d'environ un centimètre parviennent à supprimer le screech pour toute la gamme des  $M_j$  accessibles. Cependant, des visualisations Schlieren ont montré

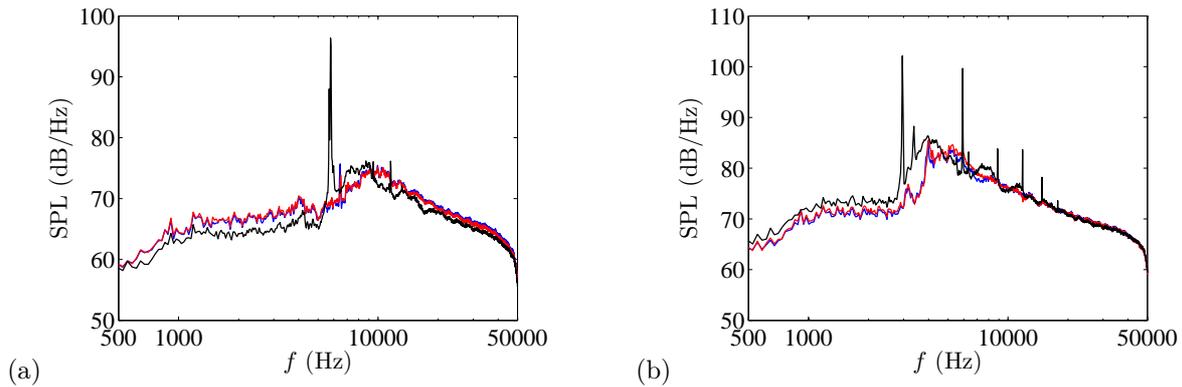


Fig. 5.20 Superposition de spectres acoustiques mesurés en champ lointain pour un jet avec *tab*,  $\theta = 130^\circ$ . (a)  $M_j = 1.17$ , (b)  $M_j = 1.45$ . — Sans *tab*, — *tab* 9, — *tab* 11.

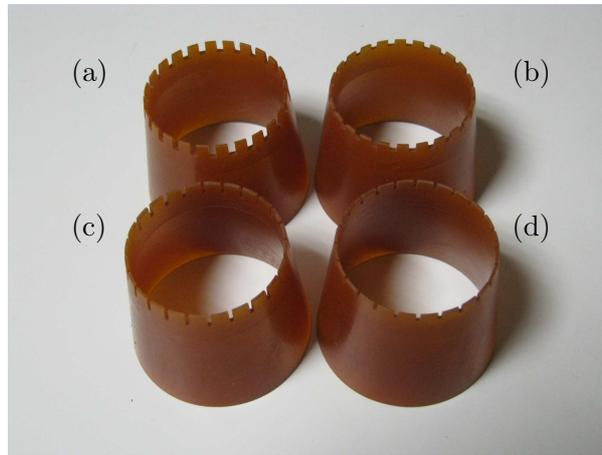


Fig. 5.21 Les quatre embouts en résine testés pour éliminer le screech. Dimension des créneaux (largeur  $\times$  profondeur) : (a) 2 mm  $\times$  4 mm, (b) 2 mm  $\times$  2 mm, (c) 1 mm  $\times$  4 mm, (d) 1 mm  $\times$  2 mm.

qu'elles engendrent des chocs obliques en contraignant l'élargissement du jet dans la première cellule de choc, ce qui a finalement un fort impact sur le développement du jet. Cette piste a donc été abandonnée.

#### 5.2.2.4 Créneaux dans la lèvre de la tuyère

La découpe de créneaux dans la lèvre de la tuyère est proche, dans son principe, de l'utilisation de *tabs* non-intrusives placées dans le prolongement de la buse, mentionnée ci-dessus. Bridges & Wernet [41] ont appliqué cette technique et leur tuyère convergente est réputée produire un screech à peine perceptible. On voit cependant sur leurs spectres que le screech est atténué, mais malgré tout clairement présent pour certains nombres de Mach parfaitement détendus. Par ailleurs, on ne dispose pas de la géométrie qu'ils utilisent.

Différentes géométries de créneaux ont été testées. Pour permettre ces essais paramétriques, des embouts en résine ont été fabriqués pour venir prolonger en ligne droite la tuyère convergente en aluminium. Le prolongement est de 10 mm, dans lesquels quatre types d'indentations de 1 ou 2 mm de large et 2 ou 4 mm de profondeur ont été pratiqués. Au total, 24 créneaux ont été taillés dans l'azimut. L'épaisseur de la lèvre est de 1 mm, donc deux fois plus que les 0.5 mm de la tuyère convergente en aluminium, pour des raisons de solidité. Ces embouts sont visibles en figure 5.21. On vérifie au passage qu'un embout lisse (sans crénelure) et un embout lisse avec lèvre arrondie ont un effet non-significatif sur le screech.

L'effet des créneaux de 2 mm de large et 4 mm de profondeur est montré en figure 5.22. Le screech

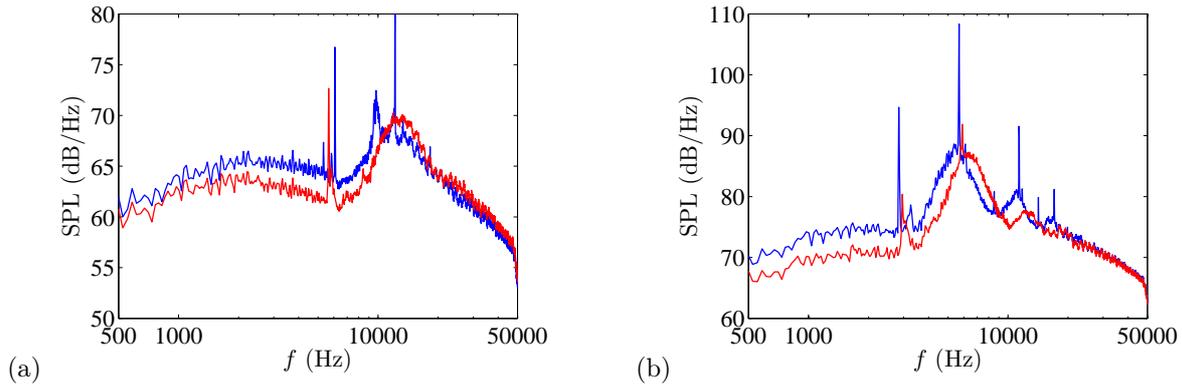


Fig. 5.22 Spectres acoustiques mesurés en champ lointain,  $\theta = 90^\circ$ . (a)  $M_j = 1.15$ , (b)  $M_j = 1.50$ . — Embout lisse, — créneaux  $2 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ .

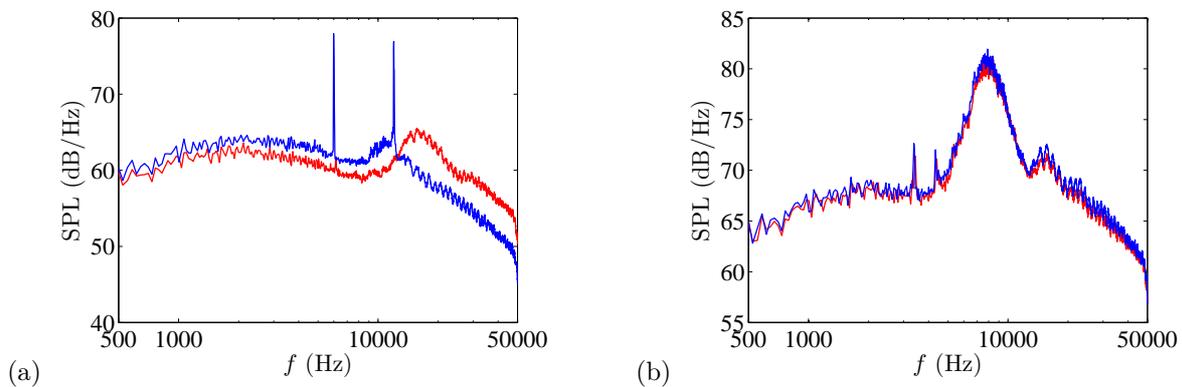


Fig. 5.23 Spectres acoustiques mesurés en champ lointain,  $\theta = 90^\circ$ . (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.35$ . — Créneaux  $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ , — créneaux  $2 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ .

est quasiment inexistant dans le cas  $M_j = 1.50$  alors qu'il est encore bien présent pour  $M_j = 1.15$ , même s'il est suffisamment affaibli pour que la première harmonique ne ressorte pas du bruit large bande. Pour les autres valeurs de  $M_j$ , on voit que les créneaux sont très efficaces à  $M_j = 1.10$  et  $1.35$  (voir la figure 5.23).

La comparaison des créneaux de  $2 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$  avec ceux de  $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ , où on divise par deux la *profondeur*, est montrée en figure 5.23. Alors que l'effet est le même à  $M_j = 1.35$  (ainsi qu'à  $M_j = 1.50$ ), le screech est nettement moins atténué à  $M_j = 1.10$  (ainsi qu'à  $M_j = 1.15$  et  $1.25$ ).

La comparaison des créneaux de  $2 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$  avec ceux de  $1 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ , où on divise par deux la *largeur*, est présentée en figure 5.24. Les créneaux de  $1 \text{ mm}$  de large semblent supprimer le screech au moins aussi bien que les ceux de  $2 \text{ mm}$  de large, mais l'écart entre les deux configurations est minime. Ce constat s'étend à toutes les valeurs de  $M_j$  testées.

On peut conclure de ces essais que :

- tous les types d'indentation testés atténuent fortement et également le screech à  $M_j = 1.35$  et  $1.50$ , alors qu'ils sont moins efficaces à  $M_j = 1.10$  et  $1.15$  ; ceci implique que les créneaux sont très efficaces pour les modes de screech antisymétriques, alors qu'ils le sont moins pour les modes de screech axisymétriques,
- la profondeur des créneaux est le paramètre important de leur géométrie, plus que la largeur,
- la crénelure de dimensions  $1 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$  est la plus efficace de toutes celles testées.

A partir de ces résultats, la tuyère dite *crénelée*, présentée en 2.1.4 et déjà utilisée en 3.2, a été

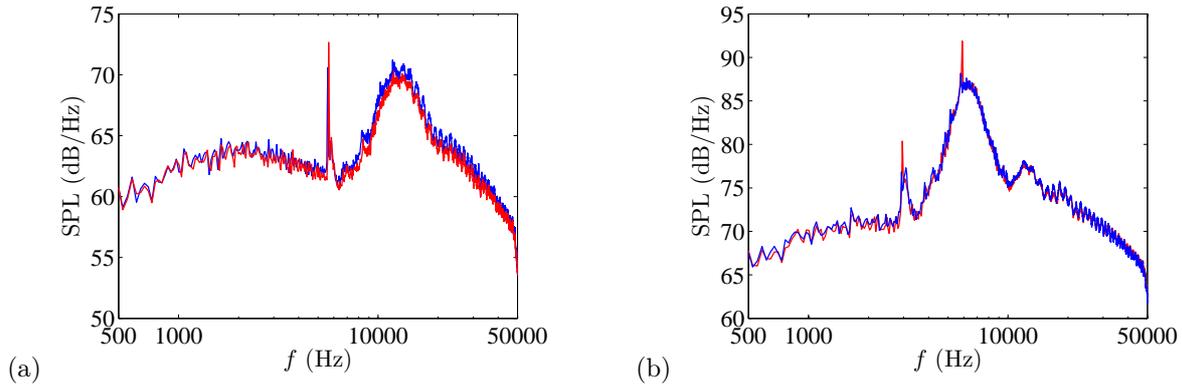


Fig. 5.24 Spectres acoustiques mesurés en champ lointain,  $\theta = 90^\circ$ . (a)  $M_j = 1.15$ , (b)  $M_j = 1.50$ . — Créneaux  $1 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ , — créneaux  $2 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ .

		tuyère crénelée	tuyère lisse avec buse secondaire	tuyère lisse sans buse secondaire
$M_j$	1.10	atténué	fort	fort
	1.15	absent	fort	fort
	1.35	absent	fort	fort
	1.50	absent	fort	très faible

Tab. 5.3 Récapitulation de la force du screech suivant la configuration. La tuyère secondaire complète est considérée (pour la colonne centrale). La tuyère secondaire n'a pas d'influence notable sur le screech émis par les jets issus de la tuyère crénelée, voir la partie 4.3; un effet important est seulement présent pour la tuyère lisse à  $M_j = 1.50$ .

construite avec des créneaux de dimensions  $1 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ . L'efficacité de cette tuyère peut être estimée à partir des spectres représentés en figure 5.25. Curieusement, elle est très efficace à  $M_j = 1.15$ , contrairement à l'embout en résine de même dimension. Il s'avère en fait que l'efficacité pour les faibles  $M_j$  est assez variable entre l'embout de taille  $1 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$  et la tuyère crénelée. On peut y voir la sensibilité du screech à son environnement, déjà montrée en partie 4.2.

La force du screech pour les différentes configurations étudiées dans la suite est indiquée en table 5.3. On rappelle (voir la partie 4.3) que sans tuyère secondaire, le jet issu de la tuyère lisse à  $M_j = 1.50$  n'émet pas de screech.

### 5.2.3 Effet de la tuyère crénelée et du screech sur le jet

Les créneaux et les *tabs* sont les deux techniques de suppression de screech les plus efficaces parmi celles testées, mais la tuyère crénelée semble plus adéquate en raison de la moindre intrusion qu'elle représente par rapport à la *tab*. L'effet de la crénelure sur la structure d'un jet supersonique est étudié maintenant. Il faut garder en tête qu'à la fois la présence des créneaux et la présence de screech peuvent induire des modifications dans le jet. Puisque la tuyère crénelée élimine le screech, ces deux influences sont par construction amalgamées. On doit donc parvenir à les séparer. Cela est fait en remarquant que le screech induit des modifications marquées dans la partie *aval* du réseau de cellules, comme on le verra plus loin. Seule l'influence directe des créneaux est traitée dans ce paragraphe; l'effet du screech sur le jet sera l'objet de la partie 5.3. On compare ici deux jets : le jet issu de la tuyère lisse et le jet issu de la tuyère crénelée. On va les appeler abusivement *jet lisse* et *jet crénelé* dans la suite pour faciliter la discussion.

Des images strioscopiques des jets lisse, lisse avec *tab*, et crénelé, sont présentées pour  $M_j = 1.15$  et 1.35 en figure 5.26 et 5.27. Les terminaisons de la première cellule ont été alignées pour faciliter la comparaison. Les images ont été acquises avec des coupures différentes et ont été traitées numérique-

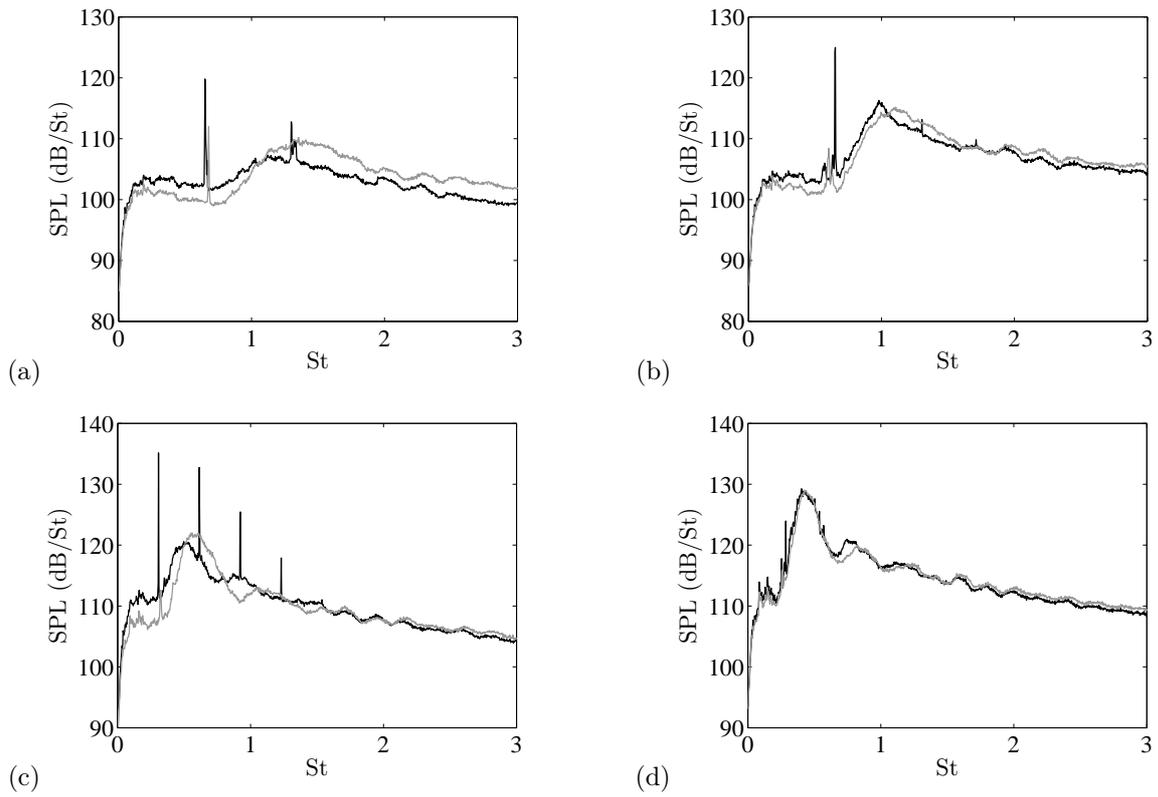


Fig. 5.25 Spectres acoustiques en champ lointain mesurés à  $\theta = 110^\circ$  ;  $St = fD/U_j$ . (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.15$ , (c)  $M_j = 1.35$ , (d)  $M_j = 1.50$ . — Tuyère lisse, - - - tuyère crénelée. La tuyère secondaire n'est pas montée.

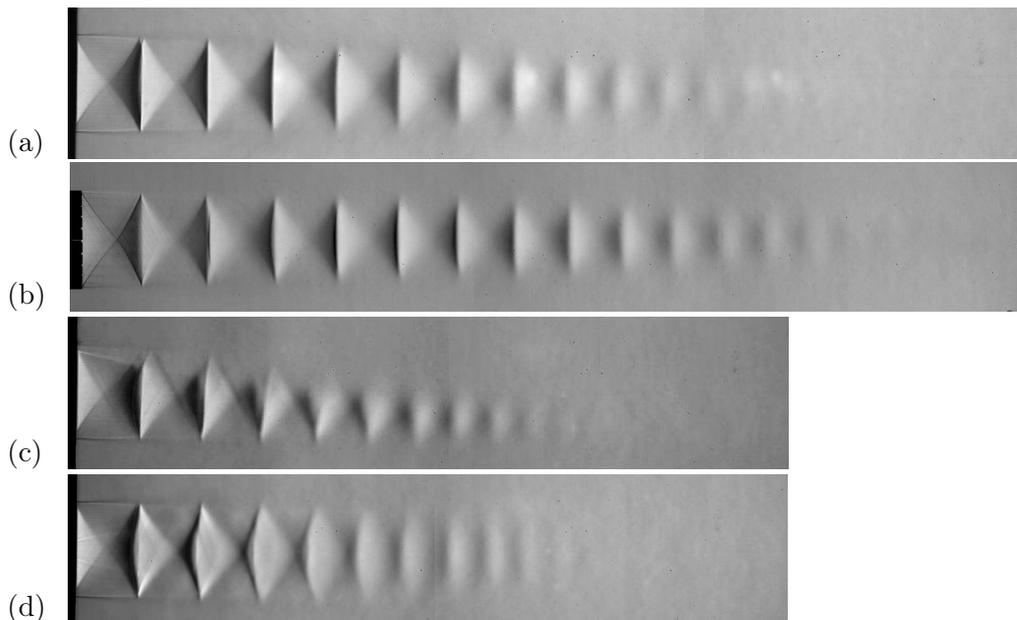


Fig. 5.26 Images Schlieren moyennes,  $M_j = 1.15$ . (a) Tuyère lisse, (b) tuyère crénelée, (c) tuyère lisse + tab en position 4 (voir figure 5.49), (d) tuyère lisse + tab en position 1.

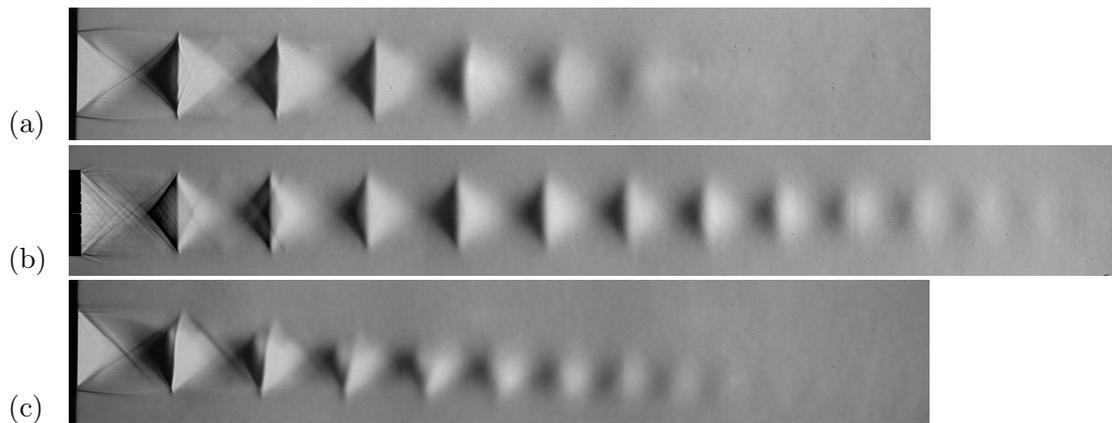


Fig. 5.27 Images Schlieren moyennes,  $M_j = 1.35$ . (a) Tuyère lisse, (b) tuyère crénelée, (c) tuyère lisse + tab en position 4.

ment, si bien qu'on ne peut pas comparer les niveaux de gris entre eux. Si l'on s'attache aux jets lisse et crénelé, il semble que la structure de cellules soit peu modifiée par les créneaux : elle reste axisymétrique et la longueur des cellules est quasiment inchangée, hormis la longueur de la deuxième cellule à  $M_j = 1.35$ . En ce qui concerne la première cellule, l'effet des créneaux est plus clair à  $M_j = 1.35$  qu'à  $M_j = 1.15$ . Ceci provient du plus fort degré de sous-détente, qui engendre une éjection plus marquée au travers des créneaux ainsi qu'un réseau de lignes caractéristiques au sein du jet. La modification de la couche de mélange en sortie de tuyère, visible sur les images Schlieren, est selon toute vraisemblance la cause de la suppression du screech. La différence de longueur entre les deux réseaux de cellules est un effet du screech et sera traitée plus loin.

Des profils de pression statique  $P_s$  sur l'axe des jets lisse et crénelé à  $M_j = 1.10$  et  $1.35$  sont montrés en figure 5.28. Le profil de la tuyère crénelée a été translaté de 4 mm vers l'aval, *i.e.* de la profondeur des créneaux, pour que les premières cellules soient alignées avec celles du jet lisse. Il faut d'abord faire quelques commentaires à propos du caractère intrusif de ces mesures. La présence de la sonde et de son support dans l'écoulement modifie l'émission de screech. Quand la sonde est dans les premières cellules, aucun screech n'est émis, quelle que soit la tuyère. Dans cette région, l'effet direct des créneaux peut donc être estimé, puisque les deux configurations sont équivalentes du point de vue du screech. L'effet limité des créneaux sur la structure de cellules est donc confirmé quantitativement par les mesures de pression statique : la force des premières cellules, qui peut être vue par l'amplitude d'oscillation de la pression statique, semble similaire pour les deux jets. Cela est confirmé en figure 5.29, où l'on montre la force des cellules pour les deux tuyères, calculée de la même manière qu'en partie 3.1.1.4. Il apparaît tout de même que les trois premières cellules sont un peu affaiblies dans le cas de la tuyère crénelée à  $M_j = 1.35$ .

Des cartographies d'écart-types de vitesse sont montrées en figure 5.30 pour les premiers diamètres des jets issus des tuyères lisse et crénelée, à  $M_j = 1.50$  et  $M_f = 0.05$ . Il est délicat de comparer les niveaux de turbulence entre les deux tuyères sachant que le screech a un effet sur les fluctuations, comme on le verra plus loin. On s'intéresse donc ici seulement à l'épaisseur de la couche de mélange. La crénelure entraîne un épaissement de la couche de mélange initiale, que l'on quantifiera plus loin. Au passage, on constate que le jet crénelé possède un disque de Mach plus étroit que le jet lisse, ce qui provient sans doute de la modification de la structure de la première cellule de cellules, et en particulier des lignes caractéristiques visualisées en figure 5.27.

La déflectométrie est utilisée pour comparer le contenu fréquentiel de la turbulence entre les jets lisse et crénelé à  $M_j = 1.50$  et  $M_f = 0$ , dans la configuration où la tuyère secondaire est démontée. On a vu en 4.3 qu'alors, le jet lisse émettait un screech très faible. Ainsi, ce point permet de quantifier l'effet

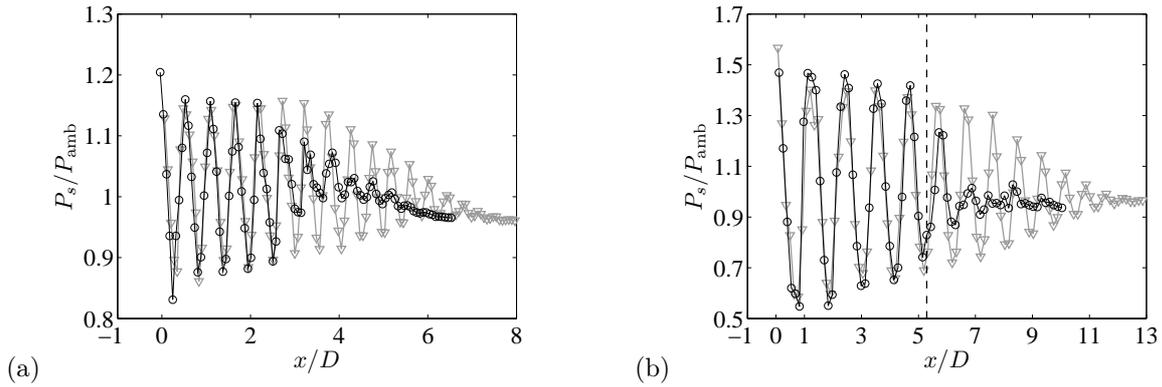


Fig. 5.28 Profils sur l'axe de la pression statique  $P_s$ . (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.35$ .  $\circ$  Tuyère lisse,  $\nabla$  tuyère crénelée.  $P_{amb}$  est la pression ambiante. La ligne brisée en (b) marque la position à partir de laquelle de puissantes composantes tonales ont été émises par le jet lisse.

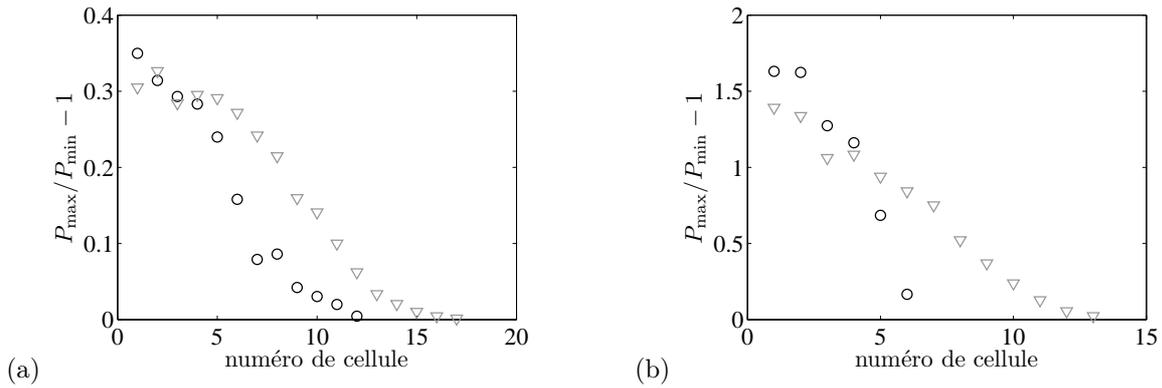


Fig. 5.29 Force des cellules de choc déterminée à partir des profils de pression de la figure 5.28. (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.35$ .  $\circ$  Tuyère lisse,  $\nabla$  tuyère crénelée.  $P_{max}$  et  $P_{min}$  sont les pressions maximales et minimales au sein de chaque cellule; ici, les forces calculées proviennent des mesures grossières de  $P_s$  (cf. le paragraphe 3.1.1.4).

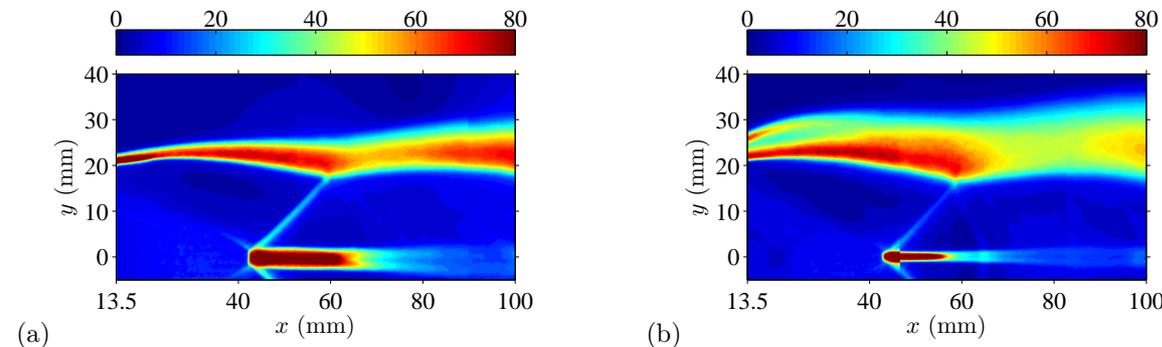


Fig. 5.30 Cartographies de  $v_x^{rms}$  ( $m \cdot s^{-1}$ ),  $M_j = 1.50$  et  $M_f = 0.05$ . (a) Tuyère lisse, (b) tuyère crénelée. La tuyère secondaire complète était toujours montée lors des acquisitions de PIV.

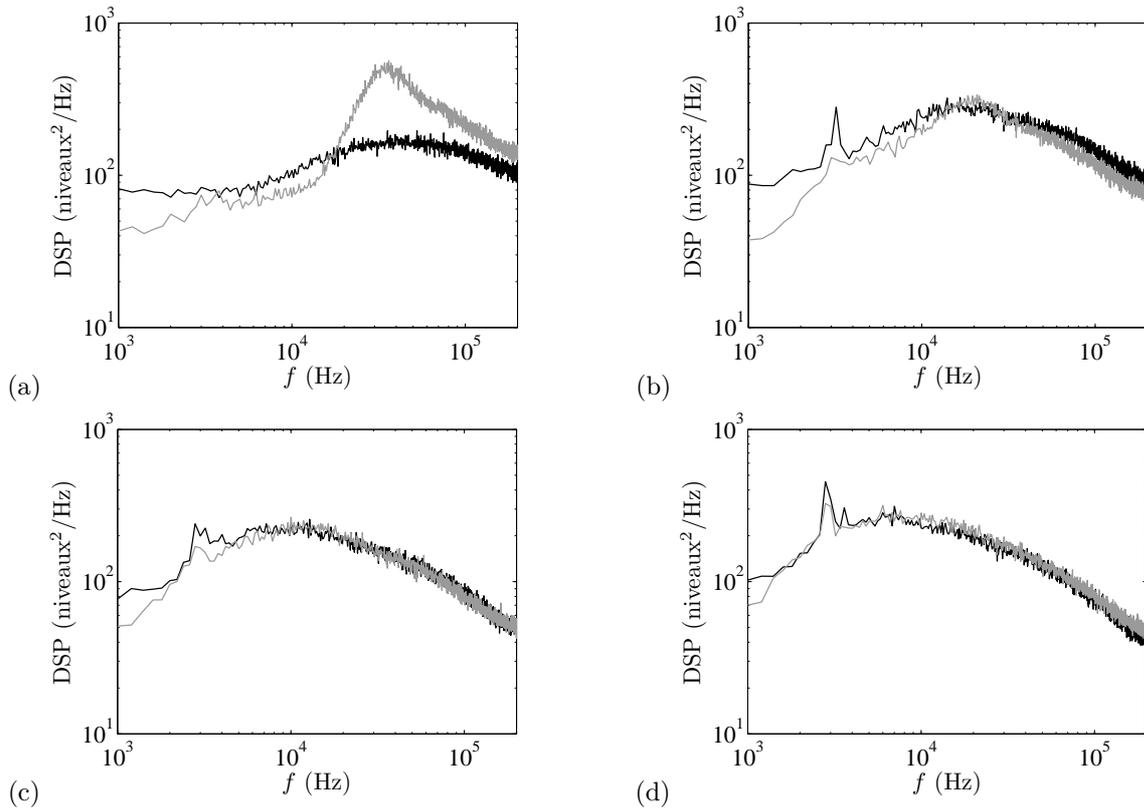


Fig. 5.31 Densités spectrales de puissance de niveaux de gris, calculées à partir des mesures par déflectométrie, pour  $M_j = 1.50$ ,  $M_f = 0$  et  $y/D = 0.5$ . (a)  $x/L_1 = 0.5$ , (b)  $x/L_1 = 1.5$ , (c)  $x/L_1 = 2.5$ , (d)  $x/L_1 = 3.5$ .  $L_1$  est la longueur de la première cellule de choc, et vaut environ  $1.5D$ . — Tuyère lisse, — tuyère crénelée. La tuyère secondaire n'est pas montée.

des créneaux seuls sur la turbulence, sans que le screech ne parasite la discussion. Il faut bien noter que les signaux acquis sont des niveaux de gris traduisant les fluctuations de gradients de masse volumique, intégrés dans la direction perpendiculaire au jet. Les spectres ne peuvent donc que donner une idée qualitative de la turbulence dans ces deux jets. Quelques spectres sont représentés en figure 5.31. Hormis pour la position la plus proche de la sortie de tuyère, la similitude est frappante, ce qui permet de penser que la structure de la turbulence n'est pas modifiée par les créneaux.

Pour finir, on compare les spectres acoustiques émis par les deux jets dans deux cas extrêmes,  $M_j = 1.0$  et  $1.50$ . A  $M_j = 1.0$ , aucune structure de cellules n'existe dans les jets, et le bruit émis est entièrement du bruit de mélange. Ainsi, le screech ne peut pas perturber la comparaison. Des spectres mesurés en champ lointain, en aval et en amont, sont présentés en figure 5.32. Pour chaque angle de directivité, très peu d'écart existe entre les deux spectres. On peut en déduire qu'à la fois les grandes et les petites échelles turbulentes, respectivement responsables du bruit de mélange à ces angles  $\theta = 30^\circ$  et  $110^\circ$  [35, 282], sont peu altérées par les créneaux, ce qui rejoint la conclusion tirée de la figure 5.31. Le caractère intrusif des créneaux augmentant avec  $M_j$ , il est bon de s'intéresser aussi à  $M_j = 1.50$ , et de mettre à profit l'absence de screech avec la tuyère lisse lorsque la tuyère secondaire est démontée. Les spectres en champ lointain sont présentés en figure 5.25 (d) pour  $\theta = 110^\circ$ . On remarque un très faible écart sur toute la gamme de fréquence et en particulier sur le bruit de choc large bande.

On déduit de cette étude que la tuyère crénelée a un effet limité sur le développement du jet supersonique. En particulier, force et longueur des cellules sont conservées par rapport au jet issu de la tuyère lisse, et la turbulence ne semble pas être grandement modifiée non plus. La comparaison des spectres à  $M_j = 1.50$  dans la configuration où la tuyère lisse émet un screech faible permet de confirmer

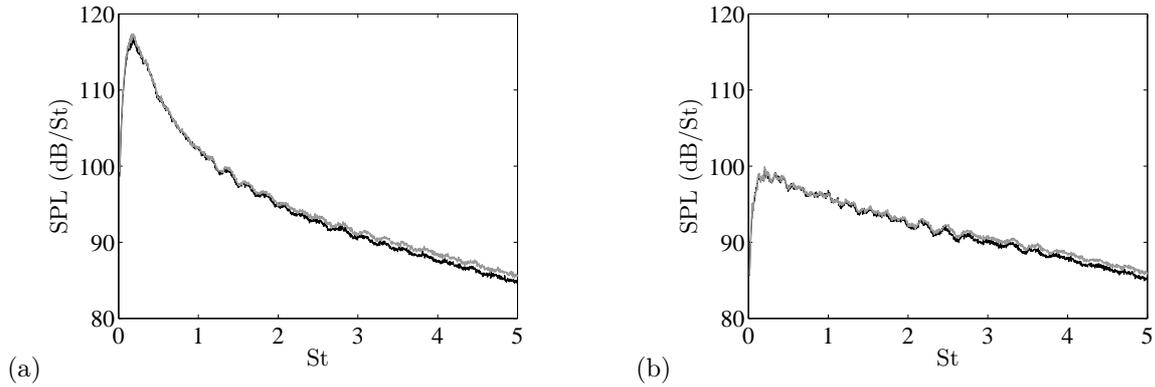


Fig. 5.32 Spectres acoustiques mesurés en champ lointain pour  $M_j = 1.0$ . (a)  $\theta = 30^\circ$ , (b)  $\theta = 110^\circ$ . — Tuyère lisse, — tuyère crénelée.

que la tuyère crénelée est non-intrusive, au moins du point de vue du BBSAN. On estime que cette comparaison suffit quasiment à elle seule à valider la technique de suppression. On peut donc utiliser cette tuyère pour évaluer l'effet du screech sur les jets supersoniques et sur le bruit de choc large bande.

### 5.3 Comparaison de jets screechant et non-screechant

L'effet du screech sur le développement du jet et le bruit de choc large bande est étudié maintenant à partir de comparaisons entre les résultats obtenus avec les tuyères lisse (cas avec screech) et crénelée (cas sans screech). L'effet du screech sur la structure de cellules puis sur le développement de la couche de mélange est traité. Cette étude vient compléter les influences du screech déjà mentionnées en partie 5.1 car directement observables sans mécanisme de suppression. Ensuite, on évalue les modifications du bruit de choc large bande induites par la composante tonale. Une partie des résultats présentés dans la suite est publiée dans [21].

#### 5.3.1 Structure de cellules de choc

Revenons d'abord sur les mesures de pression statiques présentées dans le paragraphe 5.2.3. Nous avons dit que lorsque la sonde est dans les premières cellules, aucun son n'est émis, quelle que soit la tuyère utilisée. En revanche, quand la sonde est plus loin en aval, un bruit tonal est souvent détecté, dont le niveau et la fréquence dépendent de la position longitudinale. Il a été vérifié cependant que la fréquence du screech du jet libre dominait. A  $M_j = 1.10$ , figure 5.28 (a) et 5.29 (a), l'émergence de cette composante tonale est plus faible pour le jet crénelé que pour le jet lisse. A  $M_j = 1.35$ , figure 5.28 (b) et 5.29 (b), aucune composante tonale n'a été enregistrée avec la tuyère crénelée, alors que le jet lisse émet un screech puissant à partir de la position axiale marquée par une ligne brisée sur la figure. En conséquence, l'effet du screech sur la structure de cellules peut être déduit de la partie aval des profils de  $P_s$ .

La partie aval du profil de pression statique à  $M_j = 1.35$  pour le jet lisse montre un fort amortissement de la structure de cellules, qui n'est pas observé dans le jet crénelé. On note d'ailleurs une corrélation entre l'apparition du screech fort lors de la mesure de pression statique et l'atténuation des cellules. A  $M_j = 1.10$ , le screech est beaucoup moins puissant dans le jet lisse, et n'est pas complètement éliminé par la tuyère crénelée, d'où l'écart plus faible entre les deux configurations.

Les mêmes comparaisons apparaissent clairement sur les images Schlieren des figures 5.26 et 5.27. La structure moyenne de cellules est légèrement plus longue à  $M_j = 1.15$  dans le jet crénelé, qui présente

13 cellules contre 11 pour le jet lisse ; elle est en revanche considérablement allongée à  $M_j = 1.35$  (12 cellules contre 6).

On peut donc supposer que le screech est la cause de l'amortissement prématuré de la structure de cellules. Cette hypothèse est corroborée par d'autres travaux. Glass [84] a présenté des images ombroscopiques montrant cet effet du screech, de même que Antonov et al. [22]. Ces derniers complètent leurs visualisations par des mesures de pression d'impact sur l'axe du jet et parlent d'une « désintégration rapide du jet » lorsque le screech est fort. L'extension de la structure de cellules du jet rectangulaire étudié par Norum [181] est beaucoup plus grande dès que le screech cesse d'exister (voir les mesures de pression statique dans sa figure 4 en conjonction avec les mesures acoustiques de ses figures 5 et 6). L'extinction du screech se produit à haut  $M_j$ , ce qui a été expliqué par Raman [223], dont les mesures de pression statique corroborent d'ailleurs l'interprétation avancée. Les images Schlieren instantanées de la figure 3 de Raman *et al.* [226], où le screech est atténué puis renforcé par le positionnement d'un réflecteur en amont de l'éjection, confirment les résultats de Norum [181].

Norum [181] propose que le screech, en faisant battre le jet, est la cause de l'amortissement de la structure de cellules. Les visualisations de la figure 5.16 et de Raman *et al.* [226] soutiennent en effet ce point de vue. On peut observer sur ces images que les structures turbulentes se désintègrent loin en aval, entraînant l'arrêt du battement. Le jet est alors très élargi, et on ne distingue plus clairement les cellules de choc, qui semblent avoir été affaiblies par le mouvement du jet. Cependant, il faut remarquer qu'aucun battement n'existe aux conditions  $M_j = 1.10$  et  $M_j = 1.15$ , qui correspondent aux modes axisymétriques de screech. Il semble donc plus juste de dire que ce sont les structures turbulentes, advectées au travers des cellules et entraînant une forte oscillation des chocs, qui sont la cause de l'affaiblissement de la structure. Le mécanisme impliqué doit être l'augmentation du mélange induit par les fortes structures turbulentes excitées par le screech (on rappelle que l'accroissement du mélange par le screech a été démontré dans plusieurs études, voir le paragraphe 5.1.3), ce qui a déjà été évoqué par Norum & Shearin [186]. Cette formulation généralise l'explication de Norum [181], qui invoquait les battements du jet comme cause de l'atténuation des cellules. Elle permet par exemple d'expliquer l'atténuation dans le cas du jet libre à  $M_j = 1.35$  et  $M_f = 0$ , dans lequel aucun vrai battement n'existe d'après les visualisations Schlieren, mais où les structures turbulentes propres au screech sont très franches.

Notons aussi que s'il existe une portion du jet qui bat avec une amplitude approchant du diamètre de tuyère, les mesures localisées ne sont en fait pas ponctuelles : dans le référentiel lié au jet, la sonde de pression se déplace d'un bord à l'autre de l'écoulement, ce qui doit aussi avoir un effet de moyennage, et accentue peut-être les tendances visibles en figure 5.28 (b).

### 5.3.2 Couche de mélange

On s'intéresse maintenant à l'impact du screech sur la couche de mélange des jets supersoniques. Les forts niveaux de screech excitent la couche de mélange initiale, ce qui peut entraîner une modification de son développement [245, 106]. Dans le cas de la présence d'un battement du jet induit par le screech, tel celui visible en figure 5.16, la prudence est de mise lors de l'interprétation des résultats moyens. Le battement entraîne un élargissement *en moyenne* du jet, et également une augmentation des fluctuations mesurées localement. Ainsi, il semble plus adéquat de calculer les moyennes et fluctuations pour chaque phase de screech, comme le font Alkislal *et al.* [11], pour comparer les résultats avec un cas sans screech. Ceci dit, on peut penser en observant la figure 5.33 et les visualisations Schlieren en figure 5.16 que l'effet du battement ne se fait sentir que pour les cellules de choc aval. Par ailleurs, des images Schlieren montrent bien que le battement est plus important lorsque le screech est renforcé par l'écoulement secondaire, alors qu'on se limite ici au cas où l'écoulement secondaire est le plus

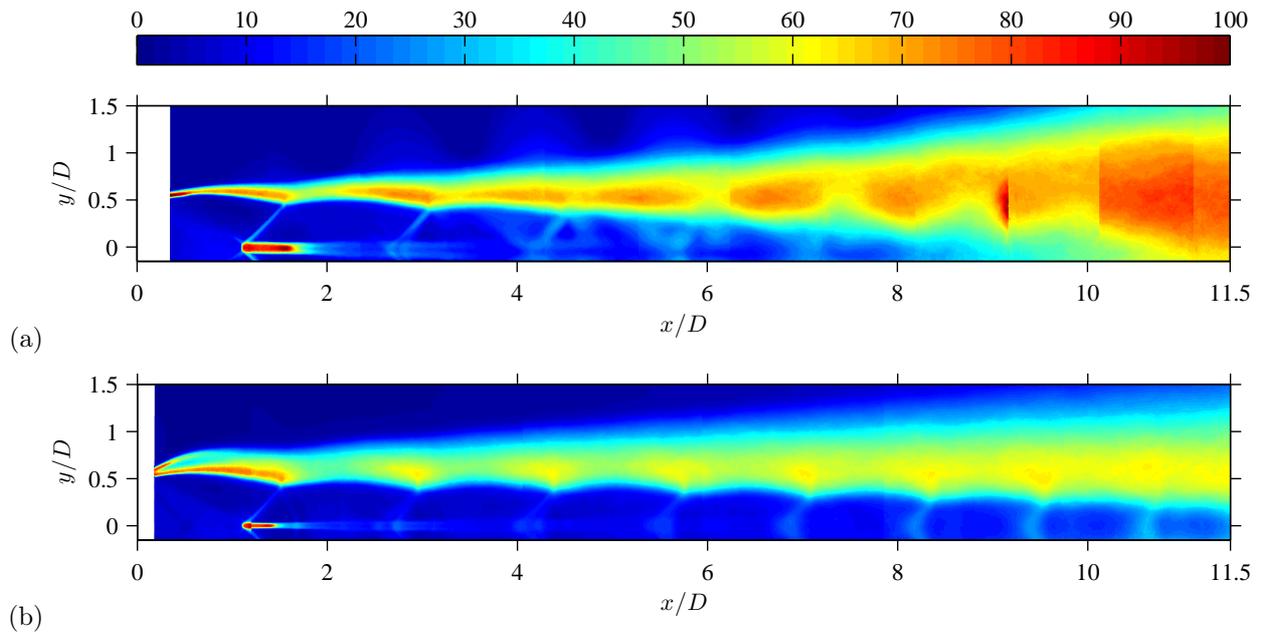


Fig. 5.33 Cartographies de  $v_x^{\text{rms}}$  ( $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ), pour  $M_j = 1.50$  et  $M_f = 0.05$ . (a) Tuyère lisse, (b) tuyère crénelée. L'échelle de couleur est la même pour les deux cartographies. Les mauvais raccordements des plans d'acquisition en (a) sont expliqués par la variabilité du screech, voir 5.3.2.3. La tuyère secondaire est montée.

faible, c'est-à-dire  $M_f = 0.05$  pour les données issues de la PIV,  $M_f = 0$  pour celles provenant de la déflectométrie. Dans ce cas, aucun battement flagrant n'est visible pour  $M_j = 1.35$  et  $1.50$  sur les visualisations Schlieren. On étudie donc ici l'effet du screech sur des résultats moyens.

### 5.3.2.1 Epaisseur de la couche de mélange

L'évolution de l'épaisseur de quantité de mouvement  $\delta_\theta$  en fonction de la position axiale est montrée en figure 5.34 pour les deux cas extrêmes,  $M_j = 1.10$  et  $1.50$ . On quantifie l'épaississement de la couche de mélange en sortie de tuyère dû à la crénelure, déjà noté en 3.2.1.1 et visible en figure 5.33. Cependant, la croissance de la couche est plus rapide avec screech que sans, et ce dès la sortie. Il est intéressant de noter que la croissance reste approximativement linéaire sur toute l'étendue de la mesure. Les valeurs numériques des taux de croissance de la couche de mélange dans les cas avec et sans screech sont données en table 5.4.

Les taux de croissance sont constamment plus élevés pour les jets émettant du screech. Cette tendance est en accord avec d'autres études sur des jets subsoniques excités [245] et supersoniques screechant [226]. Alkislar *et al.* [12] trouvent aussi, dans le cas d'un jet rectangulaire screechant, une croissance linéaire plus rapide que pour une couche non-excitée, mais seulement à partir d'une certaine position en aval, ce qui est en accord qualitatif avec les visualisations Schlieren de Raman *et al.* [226]. Ces résultats rejoignent la conclusion énoncée au paragraphe 5.1.3 sur l'effet du screech sur le mélange turbulent.

Par ailleurs, on remarque que l'évolution de  $d\delta_\theta/dx$  avec  $M_j$  n'est pas monotone pour le jet screechant, contrairement à ce qu'il se passe en l'absence de composante tonale. Ceci peut provenir à la fois d'une augmentation du niveau du screech du mode A2 ( $M_j = 1.15$ ) au mode B ( $M_j = 1.35$ ), et d'une dépendance du mélange envers le mode de screech (Zaman [330] a en effet montré qu'il est plus élevé pour les modes antisymétriques).

	$M_j$			
	1.10	1.15	1.35	1.50
tuyère lisse	0.027	0.021	0.027	0.022
tuyère crénelée	0.020	0.018	0.016	0.014

Tab. 5.4 Taux de croissance de la couche de mélange, calculé comme  $d\delta_\theta/dx$ , avec et sans screech (par PIV : la tuyère secondaire était montée lors des acquisitions et  $M_f = 0.05$ ).

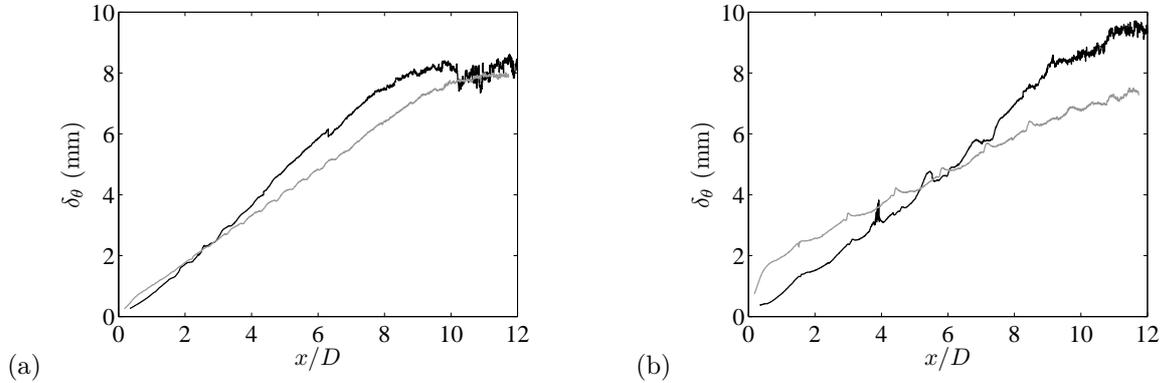


Fig. 5.34 Épaisseur de quantité de mouvement de la couche de mélange, par PIV ( $M_f = 0.05$ ). (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.50$ . — Tuyère lisse, — tuyère crénelée.

### 5.3.2.2 Echelles de la turbulence

On s'intéresse maintenant aux échelles de turbulence, calculées comme au paragraphe 3.2.1.3 à partir de corrélations spatiales des champs de vecteurs-vitesse issus de la PIV. Les échelles  $L_{11}^{(2)}$  et  $L_{22}^{(1)}$  sont montrées pour  $M_j = 1.10$  et  $1.50$  en figure 5.35. Pour ces résultats, la limite en niveau de corrélation pour l'intégration est fixée à 0.5 (voir 3.2.1.3). Modifier la limite d'intégration permet de s'affranchir du bruit éventuel aux faibles niveaux de corrélation et de s'assurer que les tendances observées sont bien pertinentes ; pour  $M_j = 1.50$ , cela permet aussi de compléter un peu la courbe de  $L_{22}^{(1)}$ , qui souffre de nombreuses lacunes si la limite est maintenue à 0.1. Les courbes de  $L_{11}^{(1)}$  sont semblables à celles de  $L_{11}^{(2)}$  et ne sont pas montrées ici, alors que celles de  $L_{22}^{(2)}$  sont souvent bruitées et ne sont pas incluses dans l'analyse. Dans tous les cas, les structures grossissent plus vite avec la tuyère lisse qu'avec l'autre, ce qui est en accord avec le développement plus rapide de la couche de mélange avec screech.

Il semble que les jets screechant à ces deux taux de détente se comportent de façon différente des jets sans screech. Notons que pour chaque tuyère, le jet à  $M_j = 1.15$  se comporte de façon similaire au cas  $M_j = 1.10$ , alors que celui à  $M_j = 1.35$  est plus proche du cas à  $M_j = 1.50$ , si bien que les comportements peuvent se regrouper par mode de screech (axisymétrique et antisymétrique).

Pour  $M_j = 1.50$ ,  $L_{11}^{(2)}$  et  $L_{22}^{(1)}$  montrent de fortes oscillations qui sont absentes du cas sans screech. On vérifie que les minima de  $L_{11}^{(2)}$  sont situés exactement au niveau des chocs, alors que ceux de  $L_{22}^{(1)}$  semblent un peu décalés. Il se peut que le fait d'intégrer axialement au travers des chocs perturbe un peu les calculs de  $L_{22}^{(1)}$ .

A  $M_j = 1.10$ ,  $L_{11}^{(2)}$  croît linéairement, en première approximation, pour les deux jets.  $L_{22}^{(1)}$  avec screech montre par contre une croissance bien plus rapide en sortie de tuyère, avant d'atteindre un maximum ; en aval de celui-ci, la croissance des structures s'aligne sur celle du cas où le screech est atténué. Il se trouve qu'à l'endroit de la rupture de pente dans la courbe de  $L_{22}^{(1)}$  (c), vers  $x/D = 3$ , le coefficient de corrélation  $R_{22}$  montre des niveaux négatifs très importants. Pour illustrer ceci, trois profils de  $R_{22}$  selon  $\xi_1$  sont présentés en figure 5.36. En (b), les creux de corrélation sont flagrants. Le minimum que prend  $R_{22}$  dans la direction longitudinale  $\xi_1$  (voir 3.2.1.3) est tracé le long de la couche

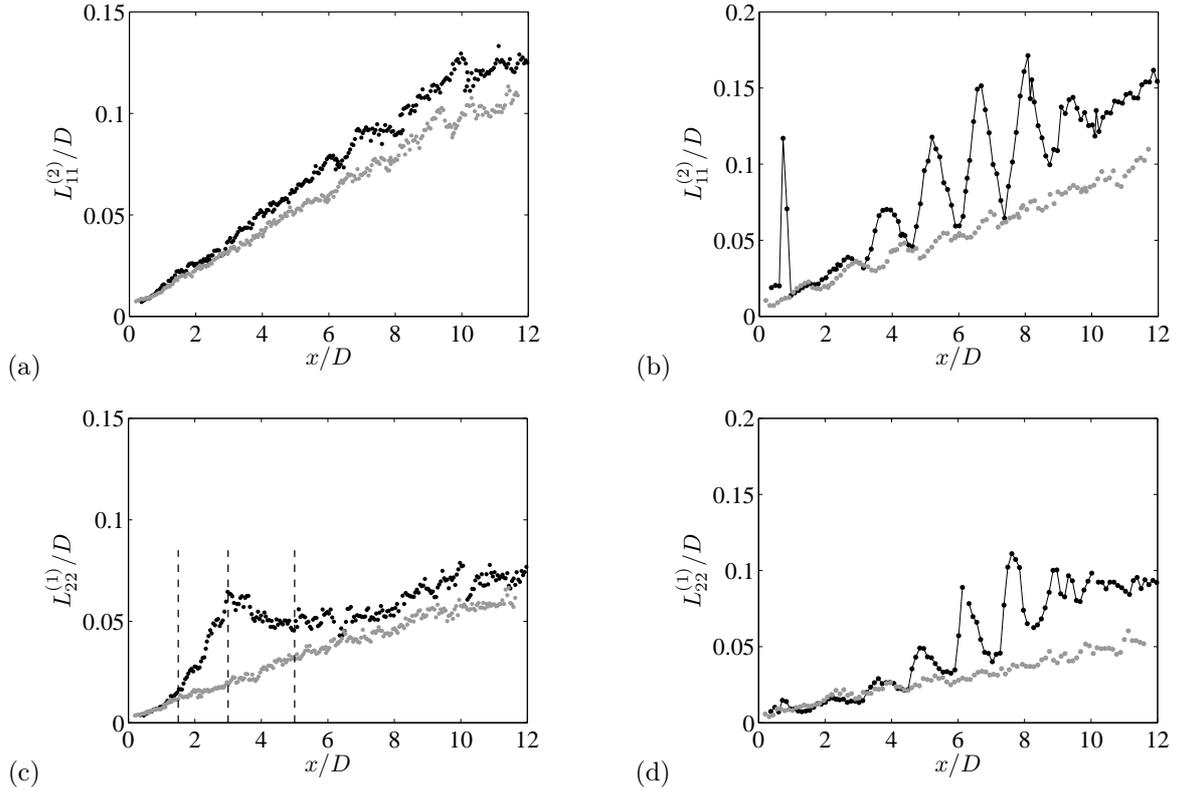


Fig. 5.35 Effet du screech sur les échelles intégrales des structures turbulentes, (par PIV,  $M_f = 0.05$ ). (a)  $L_{11}^{(2)}/D$ ,  $M_j = 1.10$ , (b)  $L_{11}^{(2)}/D$ ,  $M_j = 1.50$ , (c)  $L_{22}^{(1)}/D$ ,  $M_j = 1.10$ , (d)  $L_{22}^{(1)}/D$ ,  $M_j = 1.50$ . • Tuyère lisse, • tuyère crénelée. Les lignes pointillées en (c) marquent la position des tracés de la figure 5.36.

de mélange en figure 5.37 pour  $M_j = 1.10$  et  $1.50$ . On remarque que pour  $M_j = 1.50$  également, des pics négatifs de corrélation apparaissent, qui répondent aux oscillations de  $L_{11}^{(2)}$  et  $L_{22}^{(1)}$ . Dans les cas sans screech en revanche, rien de tel n'est visible.

L'existence de pics de corrélations négatifs semble indiquer qu'il existe à cet endroit de grandes structures cohérentes. On peut se faire une idée de leur taille, que l'on va appeler  $\lambda_R$ , en relevant l'écart existant entre les deux creux de part et d'autre du point de référence où  $R_{22} = 1$ , ou en multipliant par deux l'écart entre un creux et la position de référence. La longueur d'onde des structures turbulentes liées au screech peut s'estimer quant à elle par  $\lambda_h = U_c/f_s$ , voir le paragraphe 4.4.1. La confrontation de ces deux échelles est faite en table 5.5 pour toutes les valeurs de  $M_j$ . L'accord est assez bon, surtout si l'on considère l'incertitude sur  $\lambda_R$  (de l'ordre de 10% suivant à quelle position on la relève) et sur  $U_c$ , qui doit varier au travers des cellules, voir la partie 3.2.1.4. Pour  $M_j = 1.10$ , il faudrait par exemple prendre  $U_c = 0.61 U_j$  pour avoir un accord parfait, ce qui est tout à fait dans la gamme classique de  $\alpha U_c$ .

En conclusion, on peut dire que  $\lambda_R \equiv \lambda_h$ . On interprète donc la rupture de pente remarquée sur  $L_{22}^{(1)}$  pour  $M_j = 1.10$  de la manière suivante. Dès la sortie de tuyère, l'onde d'instabilité excitée par le screech gagne rapidement en intensité, ce qui entraîne l'épaississement plus rapide de la couche de mélange par rapport au cas sans screech. Suffisamment loin en aval, l'onde atteint son amplitude maximale. On repère cette position par les pics négatifs du coefficient de corrélation  $R_{22}$ . En aval de cette position, elle se désagrège et les structures turbulentes reprennent une croissance correspondant à une couche de mélange non-excitée. Le schéma de croissance, saturation puis déclin de l'onde d'instabilité est conforme à la littérature [166, 170, 171, 249]. D'après McLaughlin [170, 291, 99], la désintégration des ondes d'instabilité est une source intense de bruit. Cela placerait la source principale du screech

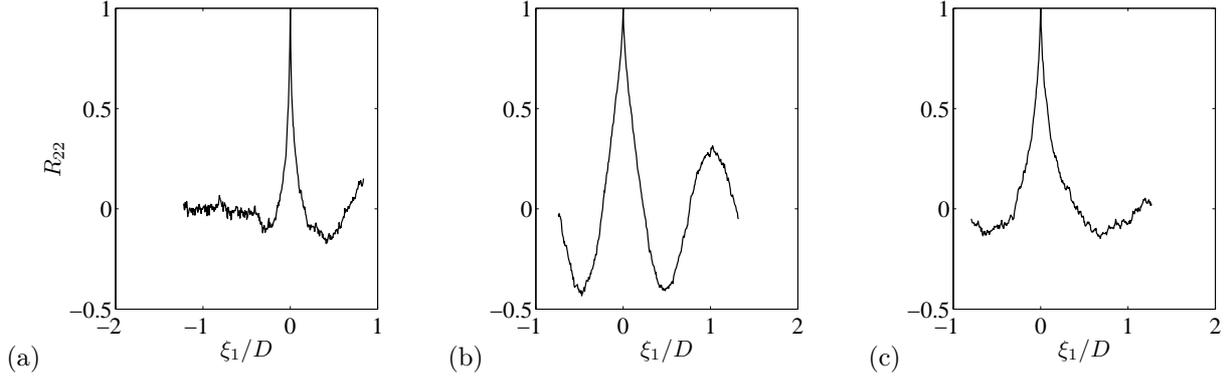


Fig. 5.36 Coefficient de corrélation  $R_{22}$  dans la direction longitudinale (séparation axiale notée par  $\xi_1$ ); tuyère lisse,  $M_j = 1.10$  (par PIV,  $M_f = 0.05$ ). (a)  $x/D = 1.5$ , (b)  $x/D = 3$ , (c)  $x/D = 5$ .

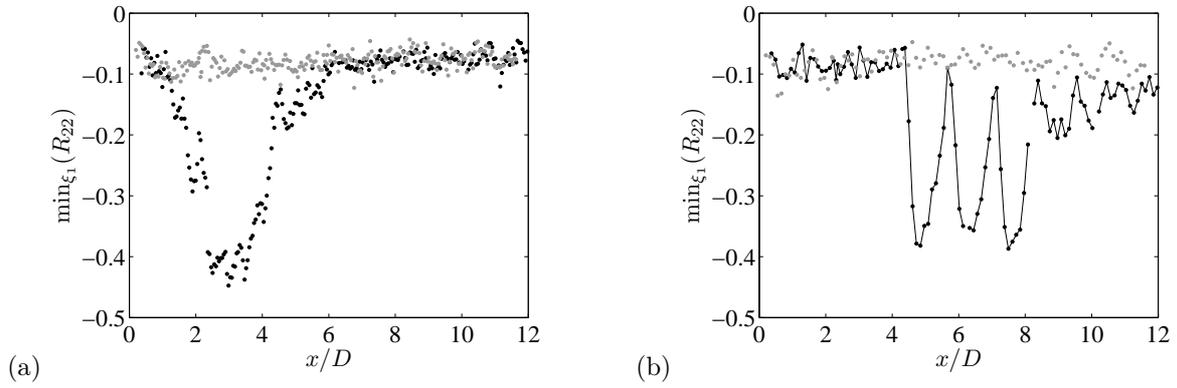


Fig. 5.37 Minima de  $R_{22}$  dans la direction longitudinale (par PIV,  $M_f = 0.05$ ). (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.50$ . • Tuyère lisse, • tuyère crénelée.

approximativement au niveau du maximum de l'amplitude de l'onde, soit dans les cellules 6 à 4 pour  $M_j$  croissant de 1.10 à 1.50 d'après la table 5.5. Ce n'est pas incompatible avec la littérature sur le screech, voir 1.2.3.5. Les oscillations importantes des courbes de la figure 5.35 (b) et (d) pour  $M_j = 1.50$  sont en revanche plus difficiles à comprendre. Tout se passe comme si l'amplitude de l'onde d'instabilité propre au screech était grandement modulée par les cellules.

### 5.3.2.3 Taux de turbulence

Si l'hypothèse de croissance puis déclin des ondes d'instabilité est correcte, on devrait percevoir une augmentation des fluctuations dans la couche de mélange au niveau des minima de  $R_{22}$ . On rappelle que  $R_{22}$  correspond aux corrélations des vitesses fluctuantes *transverses*. On présente donc les

	$M_j = 1.10$	$M_j = 1.15$	$M_j = 1.35$	$M_j = 1.50$
position du minimum	$3D$	$2.9D$	$5D$	$4.9D$
numéro de cellule	6	5	5	4
longueur de cellule	$0.57D$	$0.66D$	$1.06D$	$1.41D$
$\alpha_{U_c}$	0.67	0.67	0.58	0.58
$\lambda_R$	$0.95D$	$0.90D$	$2.0D$	$2.9D$
$\lambda_h$	$1.04D$	$1.04D$	$1.93D$	$2.40D$

Tab. 5.5 Comparaison entre  $\lambda_R$  et  $\lambda_h$ . Les lignes contiennent : la position axiale du minimum de  $R_{22}$  dans la direction longitudinale; le numéro de la cellule dans laquelle se trouve ce minimum; la longueur de cette cellule; le coefficient  $\alpha_{U_c}$  dans  $U_c = \alpha_{U_c} U_j$  (pris de [197]); enfin, les échelles  $\lambda_R$  mesurées et  $\lambda_h$  calculées. Pour  $M_j = 1.35$  et 1.50, les minima de  $R_{22}$  pris en compte sont ceux situés le plus en amont dans le jet.

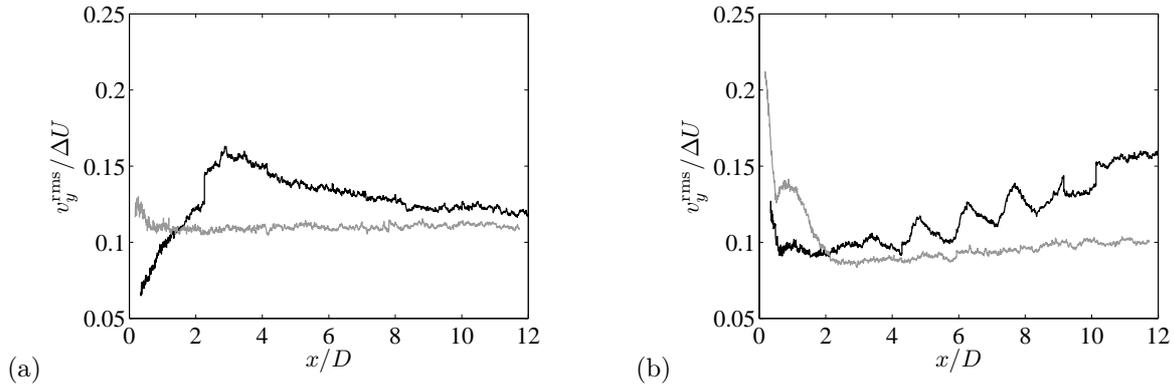


Fig. 5.38 Taux de turbulence transverses sur la ligne des fluctuations maximales de  $v_y$  dans la couche de mélange. (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.50$ . — Tuyère lisse, — tuyère crénelée.

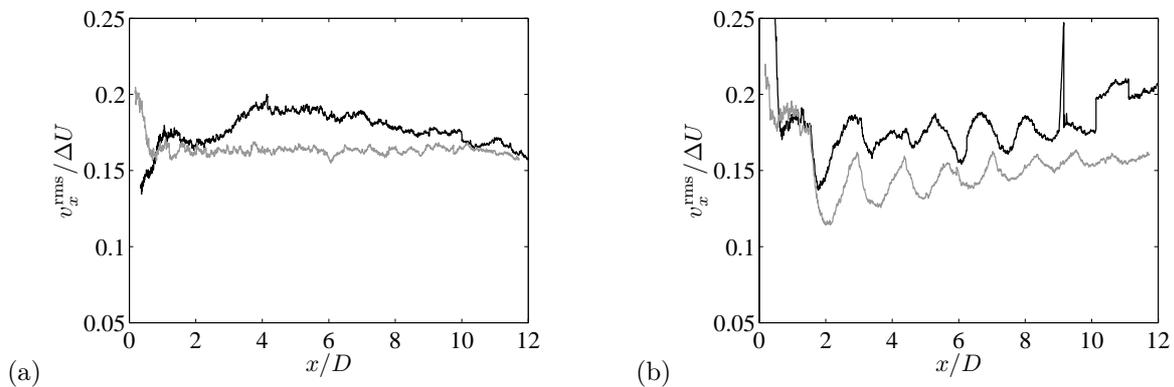


Fig. 5.39 Taux de turbulence longitudinaux sur la ligne des fluctuations maximales de  $v_x$  dans la couche de mélange. (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.50$ . — Tuyère lisse, — tuyère crénelée.

taux de turbulence pour cette composante en figure 5.38, sous la même forme qu’au chapitre 3 : les fluctuations sont divisées par la différence de vitesse  $\Delta U$  entre les deux écoulements. En  $M_j = 1.10$  (a), le jet screechant possède un maximum de fluctuation vers  $x/D = 3$ , ce qui correspond parfaitement à la position du minimum de  $R_{22}$ , voir la table 5.5. En revanche, le taux de turbulence est plat pour le jet crénelé, comme on l’a vu en 3.2.1.2. Pour  $M_j = 1.50$  (b), de façon similaire, l’intensité turbulente atteint un maximum local à chaque creux de  $R_{22}$ .

Pour être complet, on présente les fluctuations longitudinales en figure 5.39. A  $M_j = 1.10$  (a), la courbe des fluctuations pour le jet lisse a un aspect bombé qui contraste avec la constance de la courbe correspondant au jet crénelé. Le maximum des fluctuations pour le jet lisse apparaît en aval du maximum de  $v_y^{\text{rms}}$ . Pour  $M_j = 1.50$  (b), le taux de turbulence pour le jet screechant est constamment supérieur à celui du jet non screechant, mais possède sinon la même évolution.

On note de plus que le jet screechant possède des taux de turbulence supérieurs à ceux d’un jet sans excitation tonale, après une courte région en aval de la sortie de tuyère où la présence des créneaux se fait sentir. On peut également le voir en figure 5.33. Cet effet du screech est en accord avec la littérature sur les jets excités [245, 106].

Pour conclure sur ces courbes, mentionnons que le screech rend la répétabilité des mesures difficile à atteindre. Les acquisitions PIV ayant été réalisées par morceaux et les conditions d’écoulement ayant été réglées à chaque nouvelle position, des écarts sur l’intensité du screech peuvent apparaître, voir la partie 4.2. Comme on l’a vu, le screech a un fort impact sur le développement des jets et en particulier sur les taux de turbulence, donc des variations de niveaux de screech au sein d’une même configuration

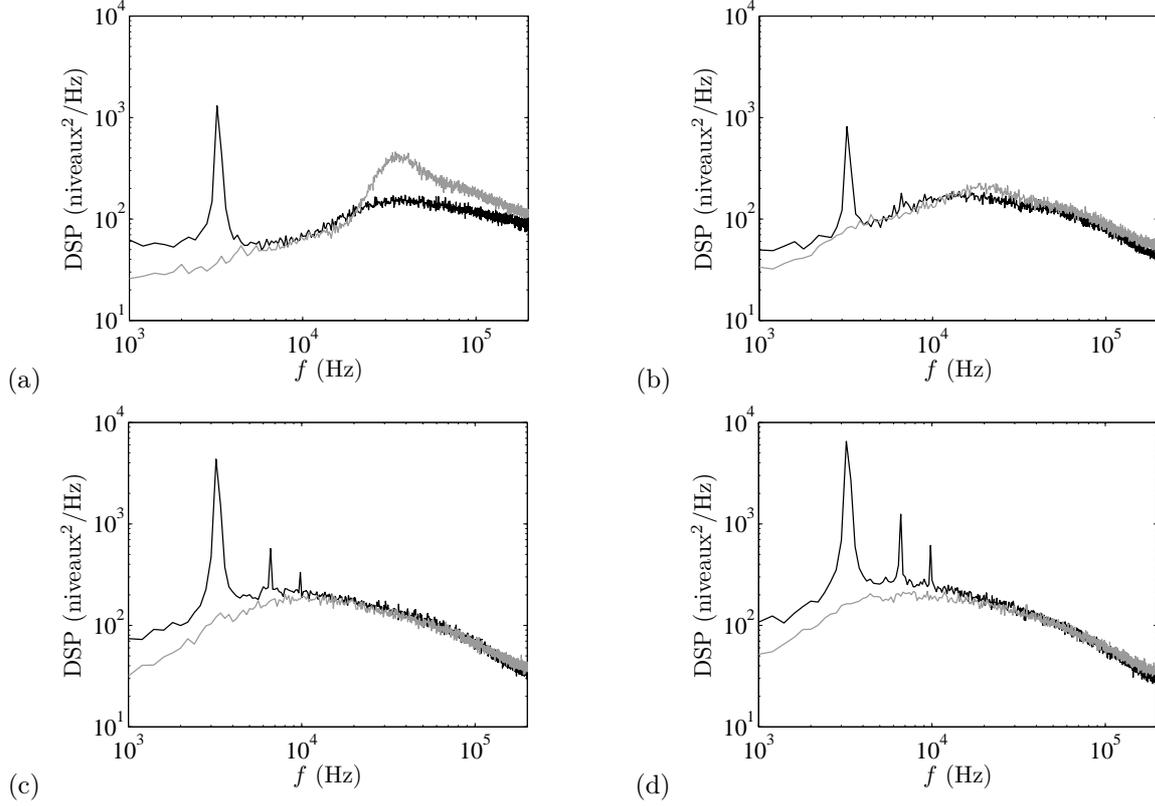


Fig. 5.40 Densités spectrales de puissance des niveaux de gris, calculées à partir des mesures par déflectométrie pour  $M_j = 1.35$ ,  $M_f = 0$  et  $y/D = 0.5$ . (a)  $x/L_1 = 0.5$ , (b)  $x/L_1 = 1.5$ , (c)  $x/L_1 = 2.5$ , (d)  $x/L_1 = 3.5$ . — Tuyère lisse, — tuyère crénelée.  $L_1$  est la longueur de la première cellule de choc, et vaut environ  $1.2D$ . La résolution fréquentielle de ces spectres est de 200 Hz. La tuyère secondaire n'était pas montée pour les acquisitions de déflectométrie.

( $M_j$  et  $M_f$  fixés) peuvent abîmer les raccordements entre morceaux. Par exemple, le saut de  $v_y^{\text{rms}}$  en figure 5.38 pour  $M_j = 1.10$  à  $x/D \approx 2$  correspond à un renforcement du screech entre le premier et le deuxième champ (respectivement une et trois harmoniques sont perceptibles en amont et en aval de la jonction, bien que le fondamental ait environ la même amplitude). De manière générale, les raccordements se passent beaucoup mieux lorsque le screech est absent. Les cartographies de la figure 5.33 en sont aussi témoin.

### 5.3.2.4 Analyse spectrale par déflectométrie

Des spectres calculés à partir des mesures par déflectométrie sont représentés en figure 5.40 pour  $M_j = 1.35$ . A ce point de fonctionnement, le jet lisse émet une forte composante tonale, qui est bien visible dans les spectres de turbulence. Le caractère large de ces pics provient de la résolution des spectres (200 Hz). Le screech est en revanche complètement supprimé par la tuyère crénelée, ce qui explique l'absence d'une telle composante dans les spectres. Hormis les pics, l'écart entre les deux types de spectres n'est pas considérable. Il semble toutefois que le screech fasse augmenter les niveaux de fluctuation en basse fréquence ( $f < 10$  kHz), de manière croissante lorsqu'on se déplace vers l'aval. Cette amplification est en accord avec les résultats PIV présentés ci-dessus, et permet de les préciser.

### 5.3.2.5 Vitesse de convection

On cherche maintenant à retrouver l'effet du screech sur la vitesse de convection des structures. En effet, on a vu en 3.2.1.4 que  $U_c$  dépendait du mode de screech. Les vitesses de convection, calculées par

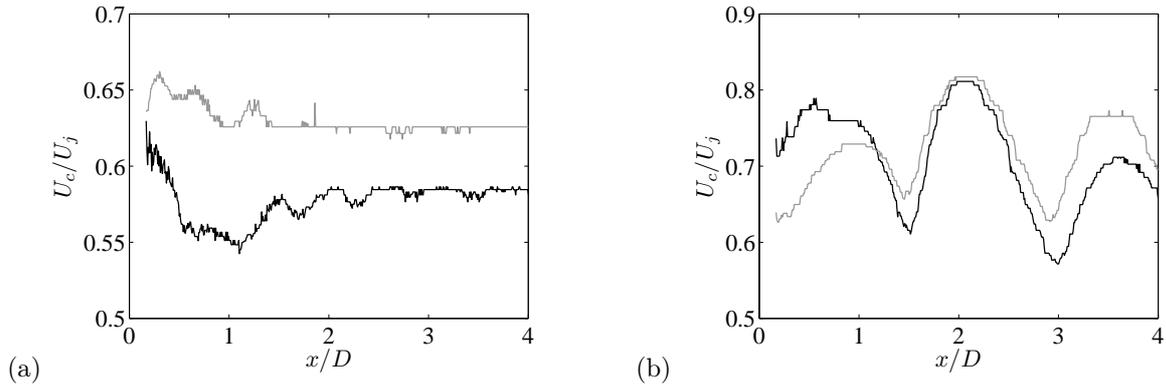


Fig. 5.41 Vitesses de convection adimensionnées, calculées à partir des acquisitions de déflectométrie ( $y/D = 0.5$ ,  $M_f = 0$ ). (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.50$ . — Tuyère lisse, — tuyère crénelée. La tuyère secondaire n'est pas montée.

la procédure expliquée dans ce même paragraphe, sont proposées pour  $M_j = 1.10$  et  $1.50$  en figure 5.41. On s'aperçoit que  $U_c$  tend à augmenter lorsque le screech est atténué. Les vitesses de convection moyennes, obtenues par l'équation (3.13), sont consignées en table 5.6. On obtient invariablement une vitesse de convection plus faible avec la tuyère lisse qu'avec la buse crénelée, mais l'écart n'est pas très grand (de l'ordre de  $0.05 U_j$ ).

On analyse d'abord les résultats pour le jet screechant. Pour les modes A1 et A2 ( $M_j = 1.10$  et  $1.15$ ), les vitesses de convection des jets screechant sont les mêmes, de même que chez Panda *et al.* [197]. Ils donnent cependant  $U_c/U_j = 0.67$ , ce qui est largement plus grand que ce que l'on trouve ici.  $U_c/U_j$  augmente lorsqu'on passe au mode B ( $M_j = 1.35$ ), ce qui est l'évolution contraire à celle de Panda *et al.*, qui annoncent  $U_c/U_j = 0.58$  pour le mode B. On rappelle que  $U_c$  dépend de la fréquence. Or, leur méthode de détermination de  $U_c$  est telle que leur estimation doit être essentiellement valable pour la fréquence du screech, alors que notre estimation est large bande. Ceci pourrait expliquer les désaccords.

Lorsque le screech est supprimé, la vitesse de convection semble peu varier selon  $M_j$ , au moins jusqu'à  $M_j = 1.35$ . L'écart entre les jets lisse et crénelé à  $M_j = 1.50$  est troublant, puisqu'aucun des deux jets n'émet de screech à cette condition (la déflectométrie est réalisée sans tuyère secondaire). On s'attend à obtenir des estimations approximativement égales, mais ce n'est pas le cas. Soit la méthode de calcul de  $U_c$  est trop incertaine pour pouvoir conclure, soit les créneaux ont un effet sur la vitesse de convection, mais les spectres montrés en figure 5.25 (d) indiquent plutôt le contraire. On rappelle par ailleurs la sensibilité de  $U_c$  à la position radiale dans la couche de mélange, mentionnée en 3.2.1.4. Comme l'épaisseur de la couche n'est pas la même entre les deux tuyères, il est possible que des écarts apparaissent par le fait que l'on se concentre sur une ligne droite à  $y/D = 0.5$ .

Ainsi, il semble difficile de déterminer à partir de ces mesures l'effet du screech sur la vitesse de convection, car les tendances ne sont pas suffisamment claires.

### 5.3.3 Bruit de choc large bande

On cherche à évaluer l'effet du screech sur le bruit de choc large bande. Comme il a été noté en partie 5.2.1, les deux composantes de bruit de choc ne sont pas indépendantes [174, 180], mais les résultats de ces deux références apparaissent trop partiels; on veut ici obtenir des conclusions quantitatives pour plusieurs points de fonctionnement et une large gamme d'angles de directivité.

Des spectres en champ lointain pour les deux tuyères ont été présentés en figure 5.25 pour  $M_j = 1.10$ ,  $1.15$ ,  $1.35$  et  $1.50$ . Ces quatre points de fonctionnement correspondent à quatre modes de screech

	tuyère	cellule 2	cellule 3	cellule 4	cellule 5
$M_j = 1.10$	lisse	0.56	0.57	0.58	0.58
	crénelée	0.64	0.63	0.63	0.63
$M_j = 1.15$	lisse	0.56	0.56	0.57	0.57
	crénelée	0.63	0.63	0.61	0.60
$M_j = 1.35$	lisse	0.63	0.61	0.62	0.62
	crénelée	0.71	0.67	0.66	0.65
$M_j = 1.50$	lisse	0.71	0.66	0.62	
	crénelée	0.74	0.71	0.69	

Tab. 5.6 Vitesses de convection moyennes adimensionnées ( $\overline{U_c}/U_j$ ). Les moyennes sont calculées sur chaque cellule, de la 2<sup>e</sup> à la 5<sup>e</sup>, pour les jets issus des tuyères lisse et crénelée. La tuyère secondaire n'est pas montée.

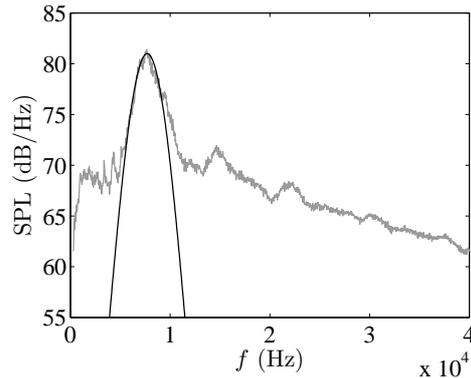


Fig. 5.42 Méthode d'analyse de la bosse principale du bruit de choc large bande. — Spectre acoustique en champ lointain mesuré pour  $M_j = 1.35$ , à  $\theta = 90^\circ$ , avec la tuyère crénelée; — superposition de la courbe Gaussienne (5.2).

différents (voir 4.4). Pour tous les résultats de cette partie,  $M_f = 0$  et la tuyère secondaire n'est pas montée. Ceci veut dire que le jet issu de la tuyère lisse à  $M_j = 1.50$  émet un screech très faible, voir la table 5.3. Les effets fondamentaux de la suppression du screech sont déjà perceptibles sur ces spectres : la bosse principale du BBSAN est en général d'amplitude plus importante et est décalée vers les hautes fréquences. Les modifications du bruit de choc large bande sont examinées de façon plus précise ici, à partir de mesures acoustiques en champ lointain et proche.

### 5.3.3.1 Effet du screech sur la fréquence centrale du BBSAN

On analyse d'abord des mesures acoustiques en champ lointain. Pour caractériser d'une manière objective et systématique la bosse principale du bruit de choc large bande, une courbe Gaussienne s'écrivant

$$A \exp(-(f - f_p)^2 / (2\sigma^2)) \quad (5.2)$$

est superposée à chaque spectre mesuré, conformément à la remarque de la partie 1.2.4.3. Dans l'expression (5.2),  $f$  est la fréquence et  $A$ ,  $f_p$  et  $\sigma$  sont l'amplitude maximale, la fréquence centrale et une mesure de la largeur de la bosse. Un exemple d'application de cette procédure est proposé en figure 5.42.

Pour chacune des tuyères, les spectres acoustiques en champ lointain ont été mesurés pour  $M_j$  compris entre 1.0 et 1.55. La fréquence centrale de la bosse principale du BBSAN de chaque spectre à  $\theta = 90^\circ$  a été relevée et l'évolution du nombre de Strouhal  $St_p = f_p D / U_j$  est présentée en figure 5.43. Bien entendu,  $St_p$  décroît lorsque  $M_j$  croît, ce qui vient de l'allongement des cellules. Dans la plupart des cas,  $St_p$  est plus grand sans screech qu'avec. Cette propriété est en accord avec l'expérience du baffle réalisée par Norum [180]. Mais la caractéristique la plus intéressante est la grande similitude

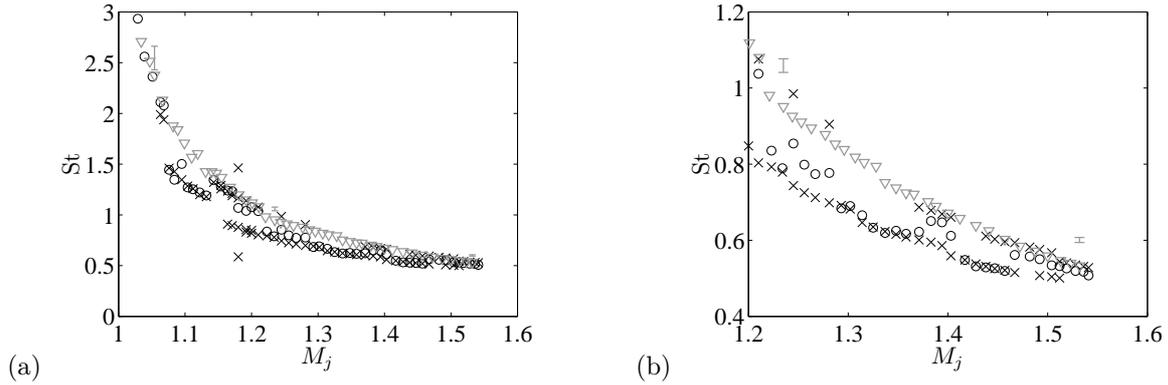


Fig. 5.43 Nombre de Strouhal en fonction de  $M_j$ . (a) Vue d'ensemble, (b) détail aux forts  $M_j$ .  $\circ$   $St_p(\theta = 90^\circ)$  pour la tuyère lisse,  $\nabla$   $St_p(\theta = 90^\circ)$  pour la tuyère crénelée;  $\times$   $2St_s$ , tuyère lisse. Les barres au-dessus de  $M_j = 1.05, 1.24$  et  $1.53$  dénotent l'incertitude sur  $St_p$ , estimée sur la tuyère crénelée. La tuyère secondaire n'est pas montée.

qu'il existe entre  $St_p$  et  $2St_s$  pour le cas screechant, où  $St_s = f_s D / U_j$  est le nombre de Strouhal du screech. La courbe de  $St_p$  pour la tuyère lisse suit clairement la répartition en modes propre au screech, alors qu'avec la tuyère crénelée,  $St_p$  évolue de manière continue au travers de la gamme de  $M_j$  (le saut perceptible au-dessus de  $M_j = 1.20$  dans ce dernier cas est dû à un changement d'interprétation d'une bosse évoluant continûment). Cette synchronisation peut être reliée à une modification de longueur de cellules ou de vitesse de convection provenant du caractère modal du screech (voir 3.2.1.4), qui ne peut bien sûr être présente dans un jet non screechant. On observe de plus que dans des gammes de  $M_j$  où deux fréquences de screech coexistent (autour de  $M_j = 1.25$  et  $1.40$ ), la bosse principale du BBSAN semble hésiter entre les deux modes. L'existence d'un effet du screech sur le BBSAN est donc clairement démontrée par la figure 5.43.

L'évolution de la fréquence centrale du BBSAN a été estimée pour tous les microphones de l'antenne en champ lointain à  $M_j = 1.10, 1.15, 1.35$  et  $1.50$ . La longueur d'onde adimensionnée correspondante,  $\lambda_p / D$ , est tracée en fonction de  $\cos \theta$  en figure 5.44.

Premièrement, il est évident que  $f_p$  est plus grande dans le cas sans screech, pour toutes les valeurs de  $\theta$  et de  $M_j$ . Il est important de noter que les longueurs d'onde adimensionnées sont très proches entre les deux tuyères à  $M_j = 1.50$  pour toutes les valeurs de  $\theta$ , ce qui est un argument supplémentaire pour dire que les créneaux sont peu intrusifs.

Par ailleurs, toutes les courbes de la figure 5.44 sont approximativement linéaires. Ceci traduit l'effet Doppler apparaissant sur la fréquence centrale du BBSAN. On rappelle (voir le paragraphe 1.2.4.4) qu'Harper-Bourne & Fisher [90] et Tam & Tanna [281] ont obtenu l'expression suivante pour  $f_p$ , par deux démarches théoriques distinctes

$$f_p = \frac{U_c}{L_s (1 - M_c \cos \theta)}$$

Seiner & Yu [252] utilisent cette relation pour estimer la vitesse de convection, en notant que

$$\lambda_p(\theta) / \lambda_p(\theta = 90^\circ) = 1 - M_c \cos \theta$$

La même procédure a été appliquée ici pour les deux tuyères. Les valeurs résultant du rapport  $U_c / U_j$  sont indiquées en table 5.7. Il existe une différence flagrante entre les deux configurations. Alors que  $U_c / U_j$  dans le cas sans screech est constant avec  $M_j$ , ce rapport augmente avec screech. A  $M_j = 1.50$ , les deux cas livrent des valeurs identiques étant donné la similitude des spectres, provenant de l'absence

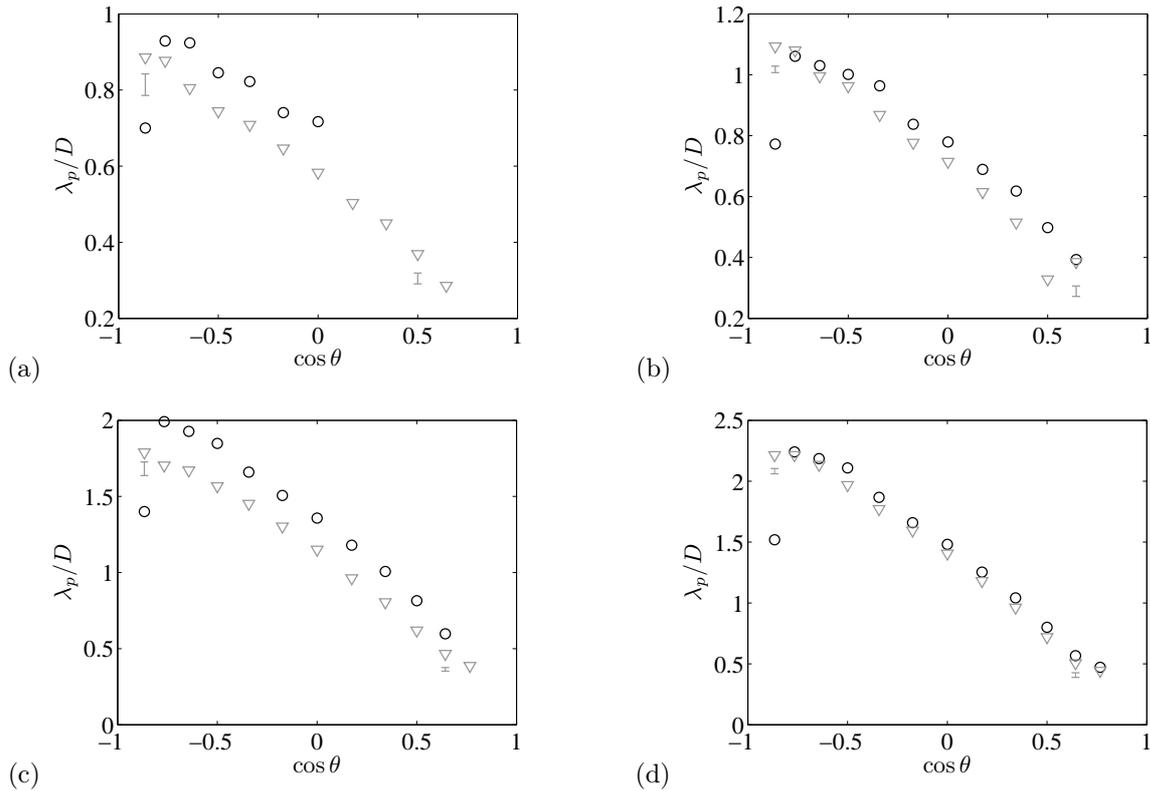


Fig. 5.44 Evolution de la longueur d'onde adimensionnée  $\lambda_p/D$  en fonction de  $\cos \theta$ . (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.15$ , (c)  $M_j = 1.35$ , (d)  $M_j = 1.50$ .  $\circ$  Tuyère lisse,  $\nabla$  tuyère crénelée. Les barres d'incertitude sont estimées pour la tuyère crénelée. La tuyère secondaire n'est pas montée.

de screech avec la tuyère lisse. Les valeurs du cas screechant ne sont pas en bon accord avec les mesures de Panda *et al.* [197]. On rappelle que les présentes estimations (respectivement, celles de Panda) sont fondées sur les modèles prédisant la fréquence centrale du BBSAN (respectivement, du screech), et non sur des mesures directes de  $U_c$ . La valeur de 0.42 obtenue pour  $M_j = 1.10$  avec screech semble très faible par rapport aux valeurs habituellement citées, voir 3.2.1.4 et 5.3.2.5. Ceci pourrait provenir en partie du nombre limité de points disponibles, et de la faible émergence du BBSAN au-dessus du bruit de mélange à cette condition, qui rend la détection de la bosse plus délicate. Notons qu'il existe un bon accord entre ces estimations et celles indiquées en table 5.6, hormis pour la tuyère lisse,  $M_j = 1.10$  et, dans une moindre mesure, la tuyère crénelée à  $M_j = 1.15$ . Le point important ici est qu'avec screech,  $U_c/U_j$  varie avec  $M_j$ ; au contraire, sans screech,  $U_c/U_j$  est indépendant de  $M_j$ , ce qui doit provenir directement de la disparition des modes.

		$M_j$			
		1.10	1.15	1.35	1.50
$U_c/U_j$	tuyère lisse	0.42	0.58	0.61	0.65
	tuyère crénelée	0.66	0.65	0.65	0.65
	Panda <i>et al.</i> [197]	0.67	0.67	0.58	0.58

Tab. 5.7 Estimations de  $U_c/U_j$  à partir d'une régression linéaire de  $\lambda_p(\theta)/\lambda_p(\theta = 90^\circ)$ .

### 5.3.3.2 Effet du screech sur l'amplitude du BBSAN

L'effet du screech sur l'amplitude du bruit de choc large bande perçue en champ lointain est étudié maintenant. La méthodologie développée par Viswanathan [302, 306] est appliquée ici. On suppose pour cela que le bruit de mélange n'est pas modifié par les cellules. Viswanathan montre l'existence

d'un spectre universel pour le bruit de mélange, pour chaque angle de directivité et chaque valeur de température totale. Ce spectre universel est obtenu en traçant

$$\text{SPL} - 10 \log_{10}(A_j/A_{\text{ref}}) - 10 n \log_{10}(U_j/c_0) - 10 \log_{10}(D_j/U_j) \quad (5.3)$$

en fonction du nombre de Strouhal. Dans l'expression (5.3),  $A_j$  est l'aire de la section de sortie du jet parfaitement détendu ( $\pi D_j^2/4$ ),  $A_{\text{ref}}$  est une surface de référence prise à  $1 \text{ m}^2$ ,  $n$  est l'exposant de la vitesse dépendant de  $\theta$  et de la température totale (voir [302]) et  $c_0$  est la vitesse du son dans le milieu ambiant. Dans le cas présent, les spectres universels ont été estimés pour chaque angle et chaque tuyère en considérant les spectres de bruit de mélange pur émis à  $M_j = 1.0$ . Ensuite, on peut déduire de l'expression (5.3) le bruit de mélange pour n'importe quelle valeur de  $M_j$ , et soustraire cette composante aux spectres mesurés. Le bruit de choc total a été finalement obtenu par intégration selon le nombre de Strouhal. Lorsqu'il était présent, le screech a été éliminé numériquement pour obtenir une estimation du niveau du BBSAN seulement. Les résultats pour  $M_j = 1.10, 1.15, 1.35$  et  $1.50$  sont présentés en figure 5.45.

On s'attarde d'abord sur la directivité du bruit de choc large bande. L'omnidirectionnalité du BBSAN est bien ancrée dans la littérature, voir 1.2.4.6. Le BBSAN semble pourtant seulement approximativement omnidirectionnel pour les deux nombres de Mach les plus élevés. Une ondulation significative du niveau total, similaire pour les deux valeurs de  $M_j$ , est observée. Viswanathan *et al.* trouvent le même comportement pour un jet froid à  $M_j = 1.36$  (voir leur figure 15); ils semblent dire cependant que cela vient du screech, ce qui ne peut pas être le cas ici. Aucune explication n'est avancée pour ce comportement. Lorsque le screech est supprimé à  $M_j = 1.35$ , le BBSAN devient véritablement omnidirectionnel pour  $\theta \gtrsim 100^\circ$ . A  $M_j = 1.10$  et  $1.15$ , une unique tendance se dessine pour les deux tuyères : le niveau total du BBSAN augmente clairement vers l'amont. Pour la tuyère lisse, il se stabilise à partir de  $100^\circ$  environ alors que pour la tuyère crénelée, il continue à augmenter légèrement. La directionnalité du BBSAN à faibles valeurs de  $M_j$  avaient déjà été reconnue par Norum & Seiner [185], voir 1.2.4.6.

Maintenant, on compare les niveaux entre les deux tuyères. Les très faibles écarts entre les deux tuyères à  $M_j = 1.50$  confirment que les créneaux seuls ont un faible impact sur le BBSAN. Pour  $M_j = 1.10, 1.15$  et  $1.35$ , les niveaux de BBSAN sont plus élevés lorsque le screech est supprimé. Cependant, cette tendance est moins prononcée pour  $M_j = 1.35$  que pour  $M_j = 1.10$ , bien que dans le premier cas, les niveaux de screech soient de loin les plus forts. Pour  $M_j = 1.15$ , l'écart est beaucoup plus limité, ce qui est en accord avec la figure 5.25 (b). En résumé, il semble que le screech réduise les niveaux de BBSAN avec une efficacité qui dépend de  $M_j$  et  $\theta$ . Il est frappant que les deux modes axisymétriques A1 ( $M_j = 1.10$ ) et A2 ( $M_j = 1.15$ ) se comportent de façon très différente sur ce point.

### 5.3.3.3 Origine des effets du screech sur le BBSAN

Nous avons vu dans les parties précédentes que le screech entraînait une augmentation de la fréquence centrale du BBSAN et une diminution de son amplitude. Pour déterminer l'origine de ces effets, les cas  $M_j = 1.10$  et  $1.35$  ont été étudiés dans le champ proche acoustique. Seulement  $M_j = 1.10$  est mentionné ici, puisque  $M_j = 1.35$  conduit à des conclusions similaires.

Des microphones GRAS de  $3.175 \text{ mm}$  de diamètre ont été placés à  $4.9 \text{ mm}$  de la frontière géométrique du jet ( $y = D/2$ ) et déplacés longitudinalement, parallèlement à l'axe. En guise d'illustration, des spectres mesurés pour les deux jets peuvent être vus en figure 5.46. L'amplitude de la bosse principale du BBSAN est plus faible pour la tuyère lisse que pour l'autre. L'émergence du BBSAN est par ailleurs beaucoup plus élevée avec la tuyère crénelée (l'émergence est définie comme la différence en décibels de l'amplitude maximale et du niveau du bruit de mélange à gauche de la bosse). L'évolution en champ

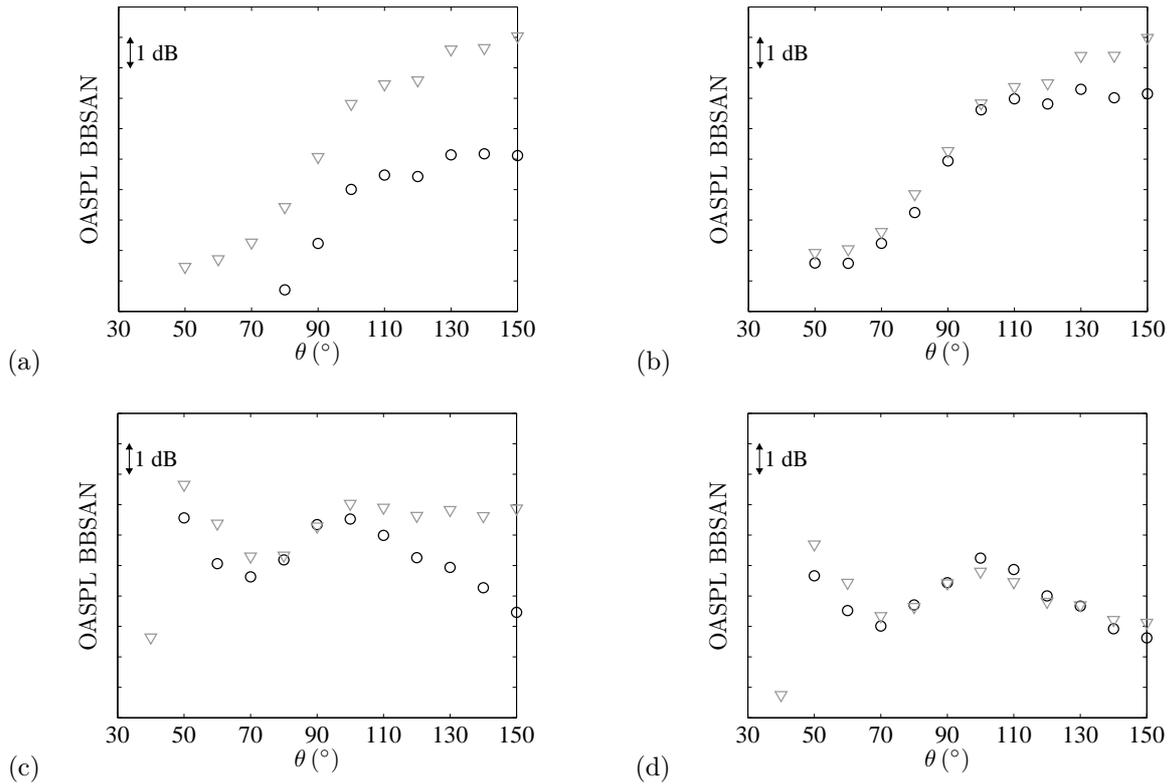


Fig. 5.45 Niveau de bruit intégré du BBSAN, après soustraction du bruit de mélange et du screech. (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.15$ , (c)  $M_j = 1.35$ , (d)  $M_j = 1.50$ .  $\circ$  Tuyère lisse,  $\nabla$  tuyère crénelée. La tuyère secondaire n'est pas montée.

proche le long du jet de ces deux propriétés de la bosse est présentée en figure 5.47. Conformément aux travaux sur la localisation des sources du BBSAN (voir 1.2.4.7), les cellules aval semblent être des sources de BBSAN plus intenses que les premières. Mise à part une petite région autour de  $x/D = 4$  où les spectres de la tuyère crénelée se sont affaiblis dans leur ensemble de manière inexplicée, le bruit de choc large bande émis par le jet non screechant domine celui émis par le jet avec screech, *surtout pour les cellules aval*. Cette propriété peut être reliée aux visualisations Schlieren et aux mesures de pression montrées en partie 5.2.3. On a dit qu'un screech fort entraînait un amortissement prématuré de la structure de cellules, si bien que moins de cellules étaient visibles avec la tuyère lisse. Il est donc logique que les cellules aval émettent plus de bruit de choc dans le cas sans screech, ce qui induit naturellement une augmentation du niveau total du BBSAN lorsque le screech est supprimé. Pour les émergences montrées en (b), la domination de la tuyère crénelée sur la tuyère lisse est encore plus flagrante que sur les amplitudes absolues. Cela provient de la diminution du bruit de mélange accompagnant la suppression du screech, qui peut être également vue sur les spectres en champ lointain de la figure 5.25. Le screech est ainsi responsable d'une amplification large bande du bruit de mélange, en plus d'atténuer le BBSAN. L'effet sur le bruit de mélange a déjà été relevé, notamment en références [174, 180, 302]. De manière plus générale, l'amplification large bande du bruit de mélange occasionnée par une excitation tonale *basse fréquence* est un phénomène qui a été étudié pour des jets subsoniques [163, 28, 245] et supersoniques, par Jubelin [106]. Ce dernier mentionne en revanche qu'une excitation à un nombre de Strouhal supérieur à 1.5 entraîne une atténuation du bruit de mélange, ce qui est également en accord avec Moore [163].

L'évolution de la fréquence centrale du BBSAN en champ proche est présentée en figure 5.48. Un décalage progressif vers les hautes fréquences se produit lorsque les microphones sont déplacés vers

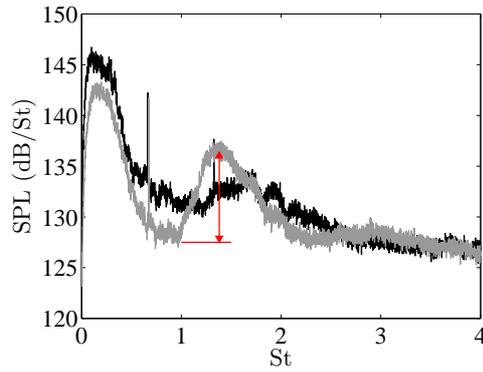


Fig. 5.46 Spectres acoustiques en champ proche, acquis à  $M_j = 1.10$ ,  $x/D = 5.8$ ,  $y = D/2 + 4.9$  mm. — Tuyère lisse, — tuyère crénelée. L'émergence de la bosse principale du BBSAN est définie par la double-flèche rouge.

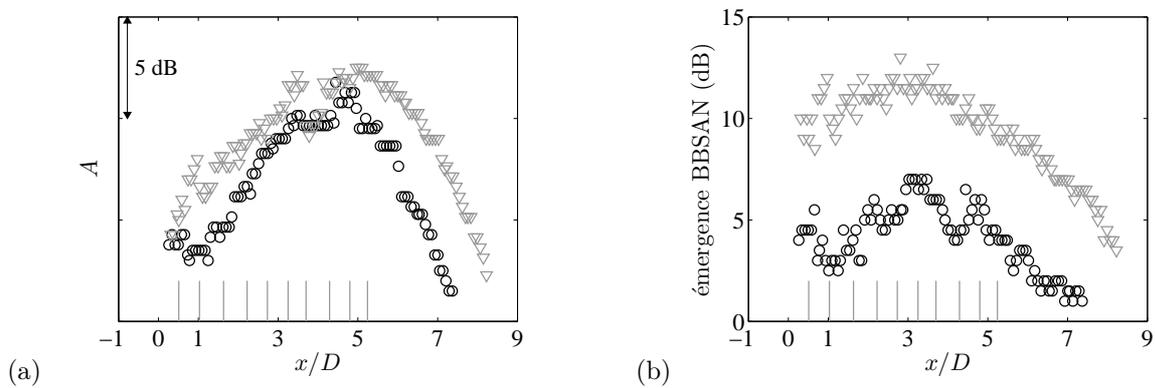


Fig. 5.47 (a) Amplitude maximale et (b) émergence de la bosse principale du BBSAN dans le champ proche acoustique à  $M_j = 1.10$  et  $y = D/2 + 4.9$  mm.  $\circ$  Tuyère lisse,  $\nabla$  tuyère crénelée. Les lignes verticales marquent les positions approximatives des dix premiers chocs, obtenues à partir de visualisations Schlieren du jet issu de la tuyère crénelée.

l'aval. Ce phénomène a déjà été observé par Norum & Seiner [184]. Il semble que la partie aval de la structure de cellules émette du BBSAN de plus haute fréquence. En conjonction avec l'extension de la région source de BBSAN lorsque le screech est supprimé, ce décalage pourrait expliquer l'augmentation de  $f_p$  dans ce cas : quand le screech est plus fort, les cellules aval sont affaiblies si bien que la contribution de ces cellules à l'émission de BBSAN est plus petite, ce qui se traduit par une plus faible fréquence centrale de cette composante de bruit.

Le fait que la source du BBSAN soit rejetée en aval lorsqu'on supprime le screech est en accord avec les résultats de Zaman & Podboy [332] : ils observent un décalage de la source de bruit à 10 kHz (ce qui correspond environ à la fréquence centrale du BBSAN) de deux diamètres vers l'aval pour un jet à  $M_j = 1.27$  et  $M_d = 1.0$ , lorsque le screech est éliminé par injection par microjets.

### 5.3.3.4 Conclusions

Avec cette comparaison entre les tuyères lisse et crénelée, on a pu confirmer que le bruit de choc large bande n'est pas du tout indépendant du screech. Les sauts de mode de screech induisent des changements dans le jet, par exemple sur la vitesse de convection [197] et également sur la longueur des cellules [187], qui entraînent à leur tour une modification du BBSAN. Ceci se voit particulièrement sur l'évolution de la fréquence centrale de la bosse principale en fonction de  $M_j$ , montrée en figure 5.43. Sans parler de modes, l'excitation du jet créée par les niveaux intenses du screech perturbe la structure de cellules de choc, ce qui a aussi une incidence sur le BBSAN.

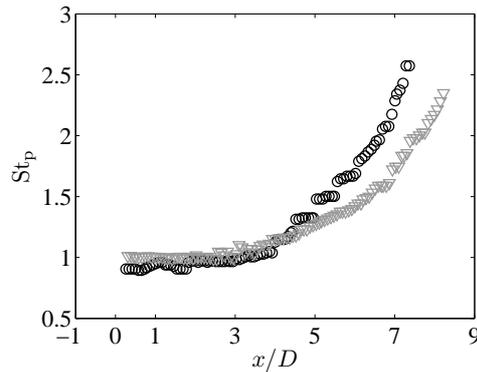


Fig. 5.48 Nombre de Strouhal  $St_p$  du bruit de choc large bande en champ proche pour  $M_j = 1.10$  et  $y = D/2 + 4.9$  mm.  $\circ$  Tuyère lisse,  $\nabla$  tuyère crénelée.

Plus précisément, une réponse à la première des deux questions posées en 5.2.1 peut être avancée. Le screech fait diminuer la fréquence centrale du BBSAN et son amplitude, de manière systématique. Des interprétations de ces phénomènes ont été proposées, en se fondant sur les mesures aérodynamiques analysées en 5.2.3. D'autres études ont déjà montré ces effets, sans les expliquer de manière satisfaisante. Nagel *et al.* [174] et Norum [180] l'ont observé, alors que Tam [269] l'a déduit de comparaisons entre mesures et prédictions. Notons par ailleurs que dans Jubelin [106], le bruit de choc large bande est amplifié sous excitation à un nombre de Strouhal de 0.47 (ce qui est du même ordre de grandeur que notre nombre de Strouhal du screech). Il est possible que les conclusions dépendent du niveau de l'excitation.

Deux résultats peuvent paraître surprenants dans ce qu'on a obtenu ci-dessus : le fait que le BBSAN soit à ce point atténué par le screech à  $M_j = 1.10$  alors que dans ce cas, le screech n'est pas très puissant, étant le moins fort parmi les quatre valeurs de  $M_j$  étudiées ; le fait que l'effet du screech sur le BBSAN soit si différent entre  $M_j = 1.10$  et 1.15. Les résultats de la figure 5.43 peuvent nous ouvrir une nouvelle voie qui n'a pas été mentionnée jusqu'à présent. Dans le cas d'un jet sans screech, la fréquence du BBSAN évolue comme indiqué par les triangles gris, alors qu'avec screech, le BBSAN est forcé de suivre les croix. On remarque que l'écart entre croix et triangles est le plus important pour le mode A1 du screech, parmi tous les modes, alors qu'il est très faible pour le mode A2. L'ampleur de l'effet du screech sur le BBSAN semble donc être corrélée avec la « distance » existant entre le BBSAN naturel et le BBSAN forcé.

## 5.4 Etude de l'effet d'une *tab* sur le jet et le bruit de choc large bande

On cherche maintenant à évaluer la pertinence de l'utilisation d'une *tab* pour étudier le bruit de choc large bande sans screech. Le caractère intrusif de cette technique est d'abord évalué. Ensuite, on compare le BBSAN émis par le jet avec *tab* à celui émis par le jet issu de la tuyère crénelée.

### 5.4.1 Mesures aérodynamiques

La position azimutale de la *tab* un paramètre de l'étude. Quatre configurations, définies en figure 5.49, ont été testées.

Considérons à nouveau les images strioscopiques présentées en figures 5.26 et 5.27 ; le montage Schlieren conduit à un plan de vue vertical, c'est-à-dire contenant les positions 3 et 4. Nous avons vu au paragraphe précédent que le niveau du screech avait une forte influence sur l'extension de la structure de cellules. Il est donc plus judicieux de comparer les visualisations du jet avec *tab* avec le jet crénelé

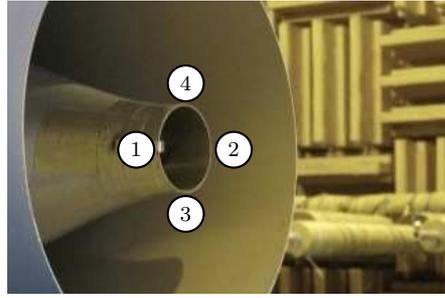


Fig. 5.49 Définition des positions de la *tab* autour de la tuyère. L'antenne polaire de microphones en champ lointain est visible au fond, sur la droite.

plutôt qu'avec le jet lisse, puisque les deux premiers n'émettent pas de fortes composantes tonales. Trois effets de la *tab* peuvent être repérés. Premièrement, l'extension de la structure de cellules est réduite. De 13 et 12 cellules visibles à  $M_j = 1.15$  et  $1.35$  avec la tuyère crénelée, on passe à 9 et 8 avec *tab*. Par ailleurs, la longueur des cellules est également réduite, ce qui a déjà été observé [44, 184, 174]. Enfin, les cellules apparaissent penchées lorsque la *tab* est contenue dans le plan de visualisation (figures 5.26 (c) et 5.27 (c)), alors que visualisées dans un plan orthogonal à la *tab* (figure 5.26 (d)), elles apparaissent droites. L'axisymétrie du jet est donc détruite par la *tab*. Notons qu'elle pourrait être recouverte en ajoutant d'autres *tab* sur le pourtour de la tuyère. Mais le caractère intrusif serait encore supérieur, à moins de diminuer leur pénétration. On aboutirait alors finalement à une géométrie proche de celle de la tuyère crénelée.

Les deux premiers points cités trouvent des explications dans la littérature. Ahuja & Brown [6] ont mesuré des profils de pression d'impact et température totale dans un jet supersonique. Ils montrent que le mélange augmente considérablement lorsqu'une *tab* est montée, ce qui conduit à une décroissance accélérée de la vitesse sur l'axe. A partir de cela, ils ont suggéré que la *tab* pouvait engendrer une réorganisation des grandes structures turbulentes dans la couche de mélange. Samimy *et al.* [236] ont visualisé l'évolution d'une couche de mélange de jet supersonique dans des sections transverses par diffusion de Mie. Ils en ont déduit que l'effet d'une *tab* persiste loin en aval dans les jets sous-détendus, en raison des paires de tourbillons longitudinaux contrarotatifs qu'elle génère. On peut ainsi penser que les réductions de la longueur et du nombre de cellules découlent vraisemblablement de l'augmentation du mélange induite par la *tab* (voir également Zaman [330] pour l'effet d'une *tab* sur le mélange d'un jet).

Des profils de pression statique sur l'axe sont montrés en figure 5.50 pour les jets lisses avec et sans *tab*. On rappelle que dans les premières cellules, aucun des deux jets n'émet de screech en raison de l'intrusion de la sonde dans l'écoulement si bien que les éventuels écarts doivent provenir de l'effet propre à la *tab*. On retrouve la diminution de la longueur des cellules et on constate qu'avec *tab*, les oscillations de pression statique perdent leur symétrie au sein d'une cellule et sont atténuées. Ces conclusions sont en accord avec les visualisations stroboscopiques présentées précédemment ainsi qu'avec Bryce & Pinker [44] et Norum & Seiner [184].

Des profils axiaux et transverses de la vitesse moyenne longitudinale, acquis par LDV à  $M_j = 1.15$ , dans les jets lisses, avec et sans *tab*, sont montrés en figures 5.51 et 5.52. Les résultats sur l'axe sont en complet accord avec les profils de  $P_s$ . Les trois positions axiales des profils radiaux correspondent à la zone de détente, au milieu et à la zone de compression de la première cellule. Le sillage de la *tab* est clairement visible sur ces profils, sous la forme d'une diminution de la vitesse mesurée en aval de la *tab*. Ces profils confirment donc que l'axisymétrie du jet est détruite. On vérifie qu'à  $y/D \approx 0.5$ , à l'opposé de la *tab*, les vitesses sont coïncidentes entre les deux jets. Notons que le petit écart de vitesses sur l'axe visible en figure 5.52 (a), qui n'apparaît pas sur le tracé de la figure 5.51, peut s'expliquer par un petit

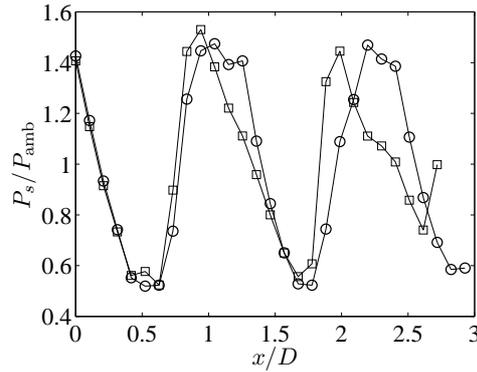


Fig. 5.50 Profils sur l'axe de la pression statique,  $M_j = 1.35$ .  $\circ$  Tuyère lisse,  $\square$  tuyère lisse + *tab*.

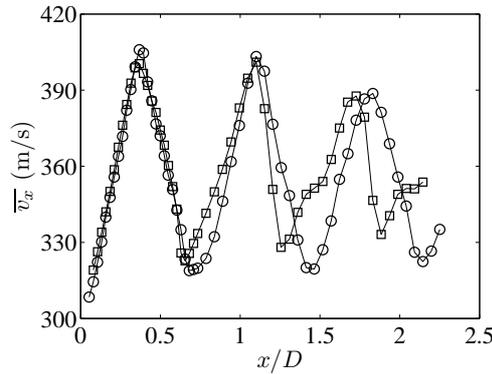


Fig. 5.51 Profils sur l'axe de la vitesse longitudinale moyenne mesurée par LDV,  $M_j = 1.15$ .  $\circ$  Tuyère lisse,  $\square$  tuyère lisse + *tab*.

écart de positionnement axial entre les deux traversées radiales. Les profils radiaux des écarts-types des vitesses longitudinales sont présentés en figure 5.53. Les fluctuations augmentent logiquement dans le sillage de la *tab*. L'épaississement de la couche de mélange en aval de celle-ci est flagrant.

## 5.4.2 Mesures acoustiques

### 5.4.2.1 Comparaison entre *tab*, créneaux et tuyère lisse

On compare les spectres acoustiques en champ lointain du bruit émis par les jets lisses sans et avec *tab* et le jet crénelé pour  $M_j = 1.10, 1.15, 1.35$  et  $1.50$ , présentés en figure 5.54. Pour disposer d'une configuration où le screech est présent à tous les  $M_j$  avec la tuyère lisse, la buse secondaire était montée lors des acquisitions, bien que  $M_f = 0$ . La *tab* est localisée en position 1, c'est-à-dire à l'opposé de l'antenne de microphones en champ lointain.

Les deux méthodes de suppression de screech fonctionnent également bien à tous les  $M_j$  étudiés, hormis peut-être à  $M_j = 1.10$  mais le screech émis par le jet crénelé est faible. Ainsi, les différences spectrales entre jet crénelé et jet avec *tab* ne peuvent pas provenir de l'existence d'une composante de screech résiduelle.

On observe que si la présence d'une *tab* fait augmenter la fréquence centrale du BBSAN, de manière similaire à ce que l'on a obtenu avec la tuyère crénelée, elle est aussi responsable d'une diminution de son amplitude.

Une analyse de la bosse principale du BBSAN similaire à celle menée en 5.3.3 est réalisée ici. Les évolutions de la longueur d'onde centrale  $\lambda_p$ , de l'amplitude  $A$  et de la largeur  $\sigma$  de la bosse selon  $\theta$  sont présentées en figure 5.55, 5.56 et 5.57 respectivement. Ces courbes quantifient les conclusions tirées

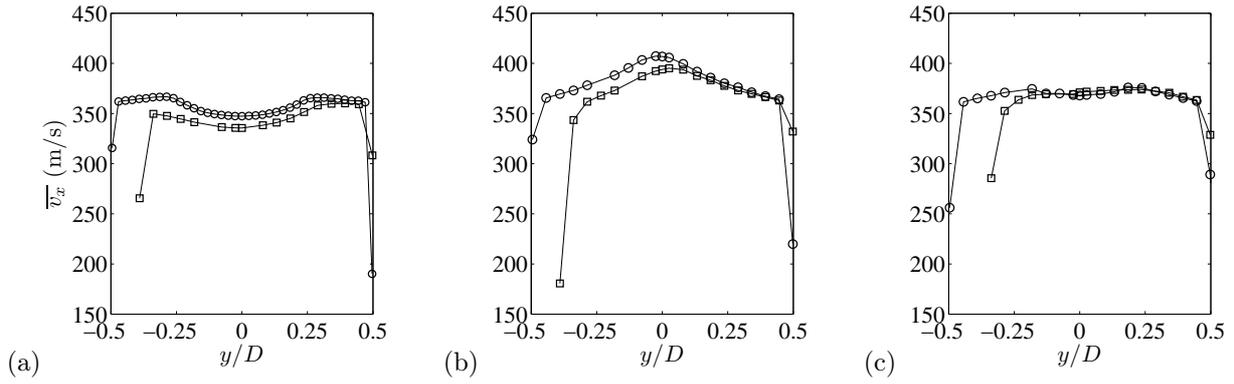


Fig. 5.52 Profils radiaux de la vitesse longitudinale moyenne mesurée par LDV,  $M_j = 1.15$ . (a)  $x/D = 0.16$ , (b)  $x/D = 0.34$ , (c)  $x/D = 0.52$ .  $\circ$  Tuyère lisse,  $\square$  tuyère lisse + *tab*. La *tab* est localisée en  $x/D \approx 0$ ,  $y/D = -0.5$ .

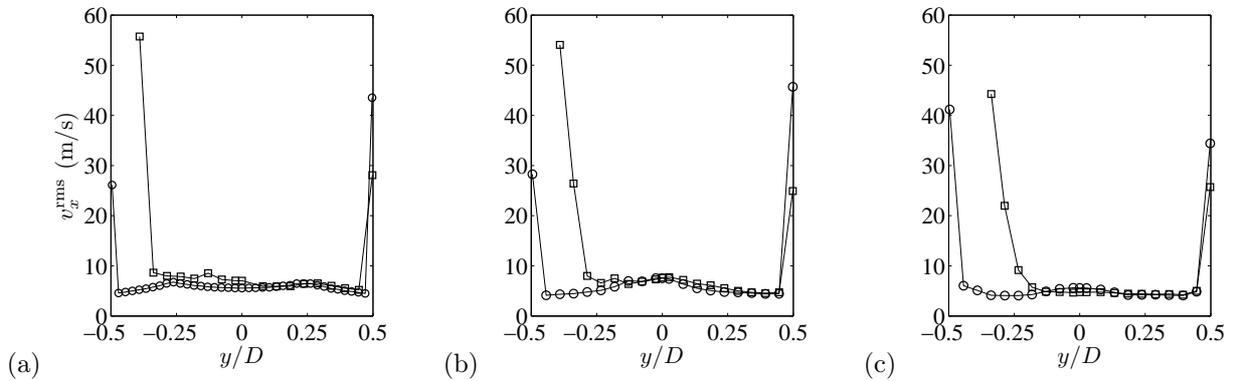


Fig. 5.53 Profils radiaux des écarts-types de vitesse longitudinale par LDV,  $M_j = 1.15$ . (a)  $x/D = 0.16$ , (b)  $x/D = 0.34$ , (c)  $x/D = 0.52$ .  $\circ$  Tuyère lisse,  $\square$  tuyère lisse + *tab*. La *tab* est localisée en  $x/D \approx 0$ ,  $y/D = -0.5$ .

de l'observation directe des spectres.  $\lambda_p$  est légèrement plus faible pour le jet avec *tab* que pour le jet crénelé, ce qui correspond à une fréquence centrale de la bosse plus élevée. Si l'on compare leurs  $\lambda_p$  avec celles du jet lisse, l'accord entre les deux techniques de suppression de screech est remarquablement bon. Il semble cependant que cet accord soit fortuit, en ceci que deux causes distinctes doivent être responsables de l'augmentation de  $f_p$  pour les deux jets. Dans le cas du jet avec *tab*, elle provient probablement du raccourcissement des cellules induit par la *tab*, alors que pour le jet crénelé, on a dit qu'elle avait pour origine l'extension vers l'aval de la source de BBSAN.

L'amplitude de la bosse (en figure 5.56) est réduite par la *tab* pour tous les  $M_j$  et tous les angles de directivité considérés, ce qui contraste avec l'augmentation de  $A$  lorsque la tuyère crénelée est employée. Cette diminution est probablement issue de l'affaiblissement des cellules induit par la *tab*.

Pour chaque jet, les évolutions de  $\sigma$  (en figure 5.57) sont similaires à celles de la fréquence  $f_p$  :  $\sigma$  décroît lorsque  $\theta$  croît, ce qui traduit le caractère de plus en plus étroit de la bosse lorsqu'on se déplace vers l'amont. De plus,  $\sigma$  est plus élevée pour le jet avec *tab* que pour le jet crénelé, alors que les  $\sigma$  sont semblables entre les jets lisse sans *tab* et crénelé. Tout se passe pour le BBSAN comme si  $M_j$  était plus petit pour le cas avec *tab*, par rapport aux conditions régnant lors des acquisitions avec la tuyère crénelée. En effet, pour une angle  $\theta$  donné, l'amplitude de la bosse est plus faible, sa largeur est plus grande, de même que la fréquence du pic spectral. Cette analogie est cohérente avec l'observation établie en 5.4.1, selon laquelle les cellules sont raccourcies et affaiblies lorsqu'une *tab* est introduite dans le jet.

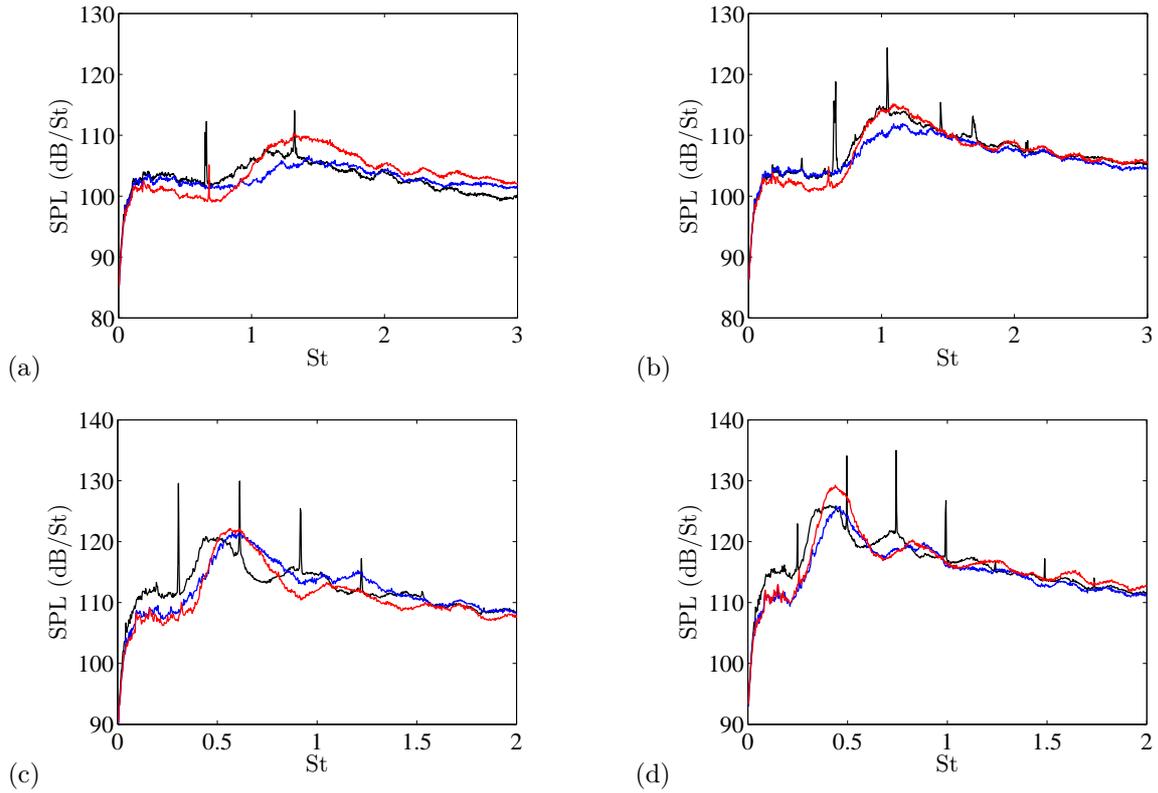


Fig. 5.54 Spectres acoustiques mesurés en champ lointain à  $\theta = 110^\circ$  ( $St = fD/U_j$ ). (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.15$ , (c)  $M_j = 1.35$ , (d)  $M_j = 1.50$ . — Tuyère lisse, — tuyère lisse + *tab*, — tuyère crénelée. La tuyère secondaire est montée.

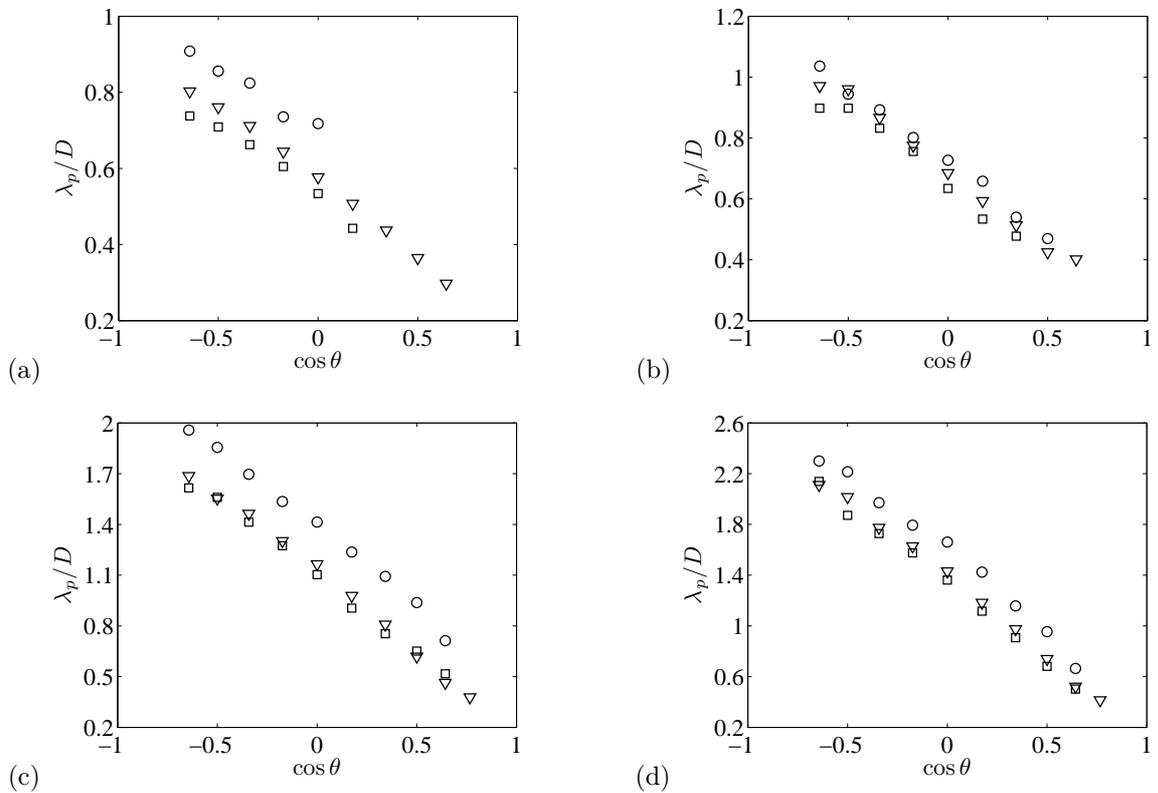


Fig. 5.55 Evolution de  $\lambda_p/D$  selon  $\cos\theta$ . (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.15$ , (c)  $M_j = 1.35$ , (d)  $M_j = 1.50$ .  $\circ$  Tuyère lisse,  $\square$  tuyère lisse + *tab*,  $\nabla$  tuyère crénelée. La tuyère secondaire est montée.

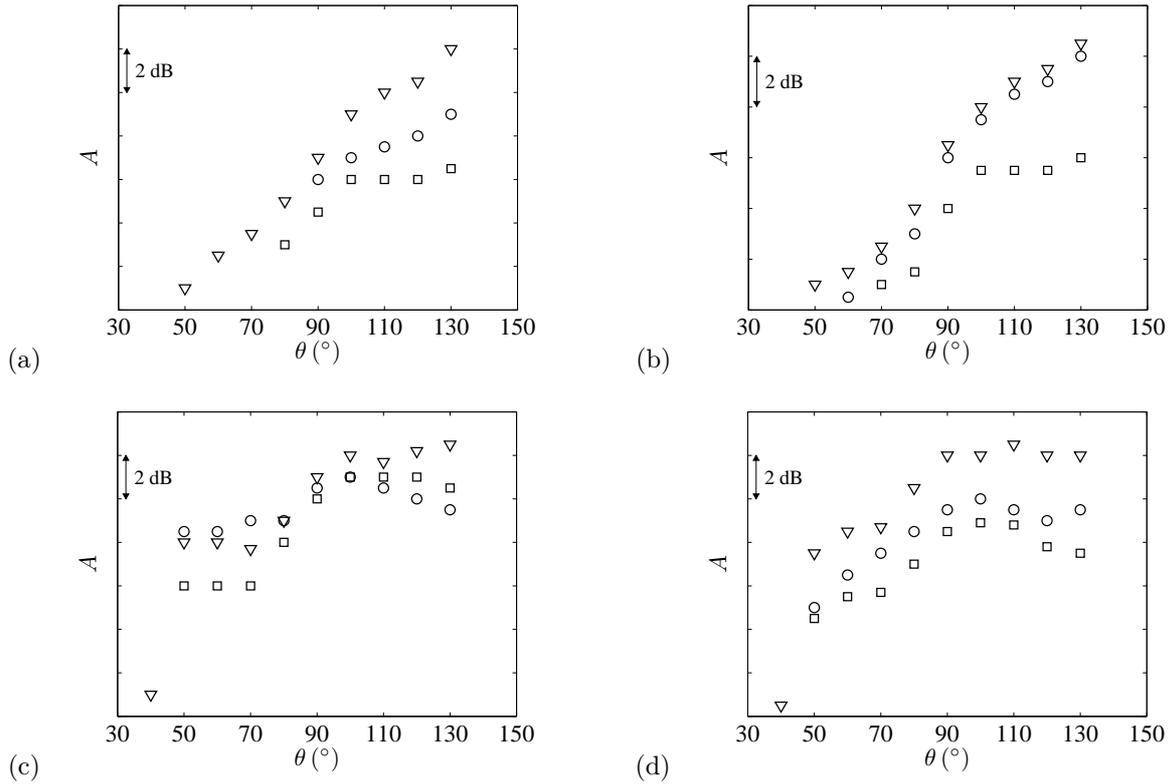


Fig. 5.56 Evolution de l'amplitude maximale  $A$  de la bosse principale du BBSAN avec  $\theta$ . (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.15$ , (c)  $M_j = 1.35$ , (d)  $M_j = 1.50$ .  $\circ$  Tuyère lisse,  $\square$  tuyère lisse + *tab*,  $\nabla$  tuyère crénelée. La tuyère secondaire est montée.

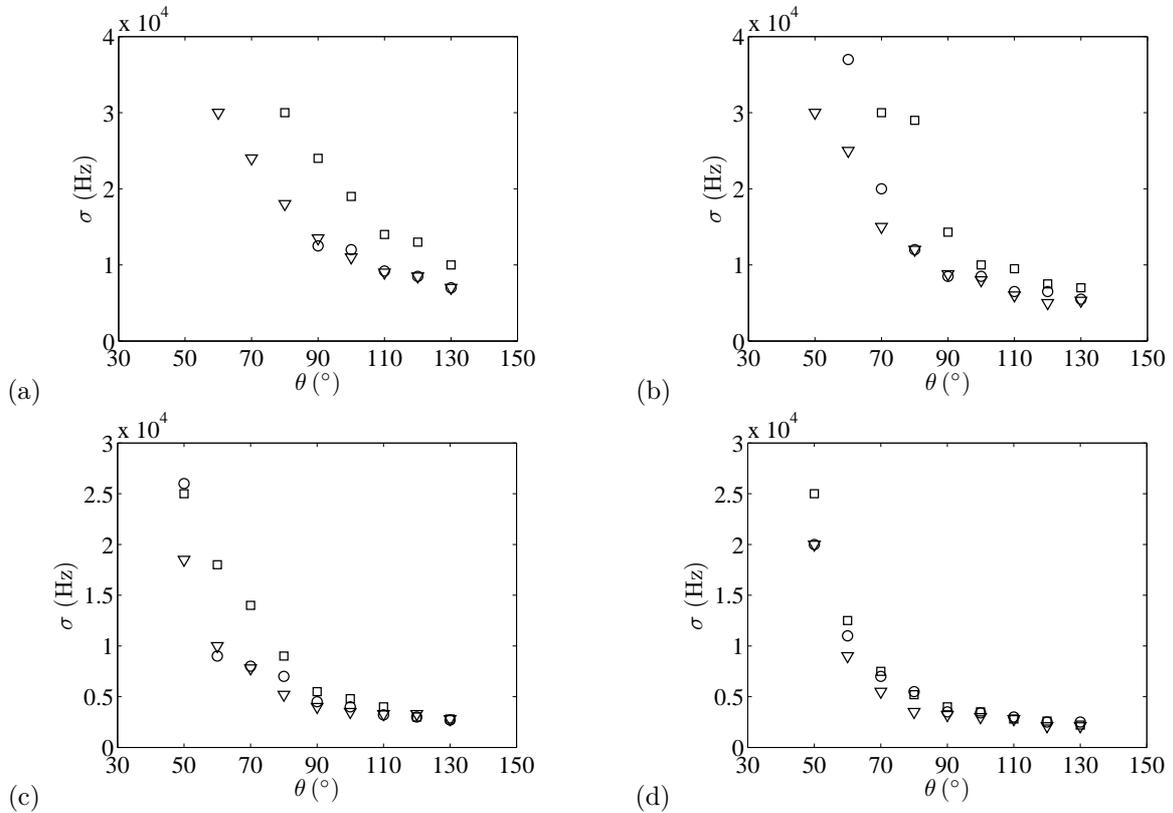


Fig. 5.57 Evolution de la largeur  $\sigma$  de la bosse principale du BBSAN avec  $\theta$ . (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.15$ , (c)  $M_j = 1.35$ , (d)  $M_j = 1.50$ .  $\circ$  Tuyère lisse,  $\square$  tuyère lisse + *tab*,  $\nabla$  tuyère crénelée. La tuyère secondaire est montée.

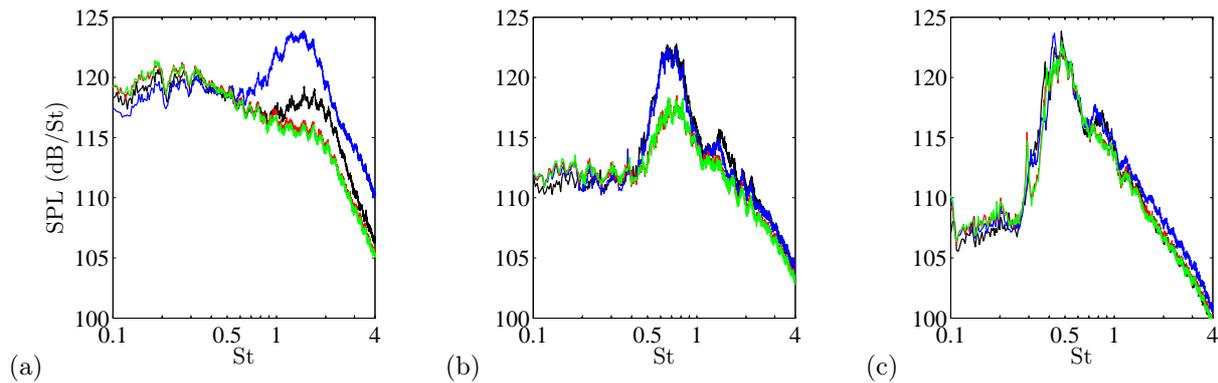


Fig. 5.58 Effet de la position de la *tab* sur le BBSAN, vu au travers des spectres acoustiques en champ lointain,  $M_j = 1.40$ . (a)  $\theta = 50^\circ$ , (b)  $\theta = 90^\circ$ , (c)  $\theta = 130^\circ$ . — *Tab* en 1, — *tab* en 2, — *tab* en 3, — *tab* en 4. La tuyère secondaire est montée.

#### 5.4.2.2 Influence de la position de la *tab*

L'influence de la position de la *tab* relativement aux microphones en champ lointain a été étudiée à  $M_j = 1.40$ . Certains spectres sont montrés en figure 5.58. La bosse principale du BBSAN et son évolution avec l'angle de directivité dépendent beaucoup de la position de la *tab*, comme il a déjà été mentionné par Ahuja *et al.* [7]. Par exemple, l'amplitude évolue faiblement avec  $\theta$  lorsque la *tab* est en position 2, alors qu'elle augmente de façon importante vers l'amont pour les positions 3 et 4. Notons que les spectres pour ces deux dernières positions sont quasiment identiques quel que soit  $\theta$ , ce qui est logique compte tenu de leur caractère symétrique vis-à-vis de l'antenne de microphones. Pour finir, les différences entre spectres s'estompent vers l'amont (c), ce qui est similaire aux observations que font Wlezien & Kibens [320] dans leur étude de l'émission acoustique de jets issus de tuyères asymétriques.

Les spectres acquis à ce point de fonctionnement pour les différents angles ont été analysés de la même manière que précédemment. Seules la longueur d'onde adimensionnée  $\lambda_p/D$  et l'amplitude maximale  $A$  de la bosse principale sont montrées en figure 5.59, sachant qu'aucune tendance claire ne ressort des comparaisons des largeurs des bosses ( $\sigma$ ). On constate que la longueur d'onde centrale du BBSAN est peu dépendante de la position de la *tab*, les écarts visibles en (a) n'étant pas significatifs. On peut expliquer cette propriété par le fait que la longueur des cellules n'est pas influencée par la position de la *tab* (voir les images Schlieren 5.26). Par ailleurs, les amplitudes maximales de la bosse (b) pour les positions symétriques 3 et 4 sont très proches pour tous les angles, ce qui est en accord avec les spectres de la figure 5.58. En revanche, il existe un écart important sur l'amplitude du BBSAN, atteignant environ 4 dB sur une large gamme d'angles polaires autour de  $\theta = 90^\circ$ . Les écarts sur  $A$  diminuent très en amont, comme on l'a vu sur les spectres, mais également dans la direction aval (au passage, on remarque que l'écart entre les positions 1 et 2 repéré sur le spectre de la figure 5.58 (a) est exceptionnel et ne reflète pas les différences entre ces deux configurations).

#### 5.4.3 Conclusions sur l'emploi de la *tab*

Il a été montré qu'une *tab* modifiait considérablement les jets choqués et leur émission acoustique. En effet, les cellules rapetissent, elles faiblissent et leur nombre diminue. Par ailleurs, l'axisymétrie du jet est perdue, et la couche de mélange est très épaissie derrière la *tab*, avec des niveaux de fluctuation largement supérieurs à ceux que l'on rencontre naturellement. Les caractéristiques de la bosse principale du bruit de choc large bande émis par le jet avec *tab* ont été comparées à celles observées avec la tuyère crénelée. La diminution de la longueur des cellules entraîne une augmentation de la fréquence centrale de la bosse, ce qui reproduit par hasard l'effet réel de la suppression du screech. L'affaiblissement

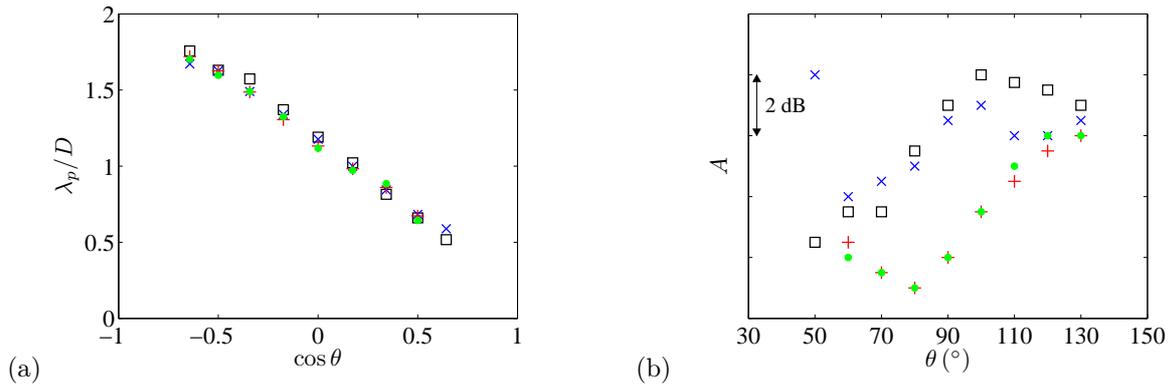


Fig. 5.59 Analyse de l'effet de la position de la *tab* sur le BBSAN,  $M_j = 1.40$ . (a)  $\lambda_p/D$ , (b)  $A$ .  $\square$  *Tab* en 1,  $\times$  *tab* en 2,  $+$  *tab* en 3,  $\bullet$  *tab* en 4. La tuyère secondaire est montée.

des cellules induit par contre une diminution de l'amplitude du BBSAN. Le problème capital dans l'utilisation d'une *tab* est toutefois que la bosse large bande mesurée dépende de la position de la *tab* relativement aux microphones en champ lointain. Ceci rend toute conclusion sur le BBSAN dépendant du montage lorsque le screech est supprimé par une *tab*.

On estime donc que l'utilisation d'une tuyère crénelée est plus adaptée que celle d'une *tab* pour supprimer le screech dans l'optique d'étudier le bruit de choc large bande, et qu'il serait même préférable d'étudier le BBSAN avec screech que de l'éliminer avec cette seconde méthode.

## Chapitre 6

# Effet du vol d'avancement sur le bruit de choc large bande

### 6.1 Introduction

Dans ce chapitre, l'effet du vol d'avancement sur le bruit de choc large bande est étudié. Une synthèse bibliographique sur cette composante de bruit en l'absence d'écoulement secondaire a été proposée en partie 1.2.4.

On l'a dit, le premier modèle de bruit de choc large bande est dû à Harper-Bourne & Fisher [90]. Peu de temps après, Bryce & Pinker [44] ont étudié l'effet du vol sur les deux composantes du bruit de choc. Ils ont étendu au cas de vol la formule de la fréquence centrale du BBSAN ( $f_p$ ) énoncée par Harper-Bourne & Fisher, et ont trouvé que cette formule prédit correctement l'évolution de  $f_p$  en prenant comme longueur de cellule et vitesse de convection les expressions (3.4) et (3.22). Ils ont en outre observé une faible variation du niveau total du BBSAN à  $90^\circ$  du jet, de l'ordre de 1 dB jusqu'à  $U_f = 90 \text{ m.s}^{-1}$ .

Drevet *et al.* [71] ont utilisé l'aérotrain de Bertin pour mesurer l'effet du vol sur le bruit de jets subsoniques et supersoniques, issus de tuyères convergentes et convergentes-divergentes, *en mouvement par rapport aux microphones*. Ils ont mesuré une nette amplification en vol du BBSAN vers l'amont, et ont par ailleurs montré que celle-ci pouvait être assez bien retrouvée en appliquant le terme d'amplification convective de  $(1 + M_f \cos \theta)^{-4}$  aux spectres mesurés en conditions statiques [172], ce qui laisse penser que la force des sources acoustiques du BBSAN n'est pas modifiée en vol. Ahuja *et al.* [8] ont abouti aux mêmes conclusions, bien que dans leur cas, les microphones étaient fixes par rapport à la tuyère.

Norum & Shearin [186, 187, 188] ont étudié l'effet du vol sur le screech et le BBSAN, par des mesures acoustiques en champ lointain. Des relevés de pression statique dans le jet ont également été réalisés. Dans la première référence, ils ont exprimé, comme Bryce & Pinker [44], la fréquence  $f_p$  en vol à partir du modèle d'Harper-Bourne & Fisher [90]. Cette expression peut être réécrite

$$f_p = \frac{U_c}{L_s(1 - M_c \cos \theta_r)} \quad (6.1)$$

où  $\theta_r$  est l'angle du rayon acoustique après réfraction par la couche de mélange externe entre l'écoulement secondaire et le milieu ambiant, dont on peut trouver la définition en annexe C. Ils ont mis en évidence que cette formule prédit une croissance de  $f_p$  à  $90^\circ$  du jet, ce qui est contraire à la tendance mesurée. De plus, ils ont montré l'importance de prendre en compte l'allongement des cellules de choc en vol pour améliorer la prédiction. Dans la deuxième référence, ils ont utilisé la formule de Tam [265] pour prédire  $f_p$  et ont obtenu un bon accord à 10% près. Ils ont également montré que l'amplitude maximale de la bosse principale du BBSAN et le niveau acoustique total, sans le screech mais sans

soustraire le bruit de mélange, évoluaient peu (de l'ordre de 2 dB), mais dans des sens contraires : l'amplitude maximale augmente en vol, alors que le niveau intégré du BBSAN diminue. Ils en ont déduit que la force de la source de BBSAN ne doit pas fondamentalement changer en vol. Ils ont également noté une diminution de la largeur de la bosse du BBSAN avec simulation de vol.

Ces résultats sur  $f_p$ , l'amplitude du BBSAN et la largeur de la bosse sont conformes à ceux de Krothapalli *et al.* [115], qui se sont intéressés au bruit de jets chauffés, enfermés dans un tunnel anéchoïque, et ont utilisé des microphones placés *dans l'écoulement* ; il faut noter qu'ils ne semblent pas appliquer de correction de l'amplification convective du bruit, ce qui fait que leurs mesures ne sont pas directement comparables à celles de Norum & Shearin.

Brown *et al.* [43] ont effectué des mesures acoustiques avec un écoulement secondaire pouvant atteindre un nombre de Mach  $M_f = 0.8$ , représentatif des conditions rencontrées en vol de croisière. L'adéquation entre les fréquences centrales mesurées et le modèle de Tam [265] est assez mauvaise dans ce travail, la décroissance de  $f_p$  en vol étant largement surestimée. En observant le jet depuis un angle d'émission fixé, ils ont mis en évidence une augmentation approximativement linéaire du niveau du BBSAN avec  $M_f$ , atteignant 8 dB environ à  $M_f = 0.8$  et  $M_j \approx 1.45$ .

Tam a étendu au cas de vol sa théorie portant sur la genèse du bruit de choc large bande par interaction entre ondes d'instabilités et réseau quasi-périodique de cellules [281, 267]. Ce travail, publié en référence [270], reprend sans doute la substance du rapport [265]. Il a mis en évidence trois modifications du jet supersonique induites par la présence d'un écoulement secondaire, qui influencent la source du BBSAN : l'allongement du cône potentiel, qui induit une modification de la longueur de croissance des ondes d'instabilité, la variation de  $U_c$ , et l'augmentation de la longueur des cellules de choc. Il a également insisté sur la distinction à faire entre les modifications liées à une altération de la source de bruit et celles provenant purement de la propagation acoustique dans l'écoulement secondaire ; on reviendra plus loin sur ce point. D'après lui, chacun de ces deux types de modification engendre une diminution de  $f_p$  et de la largeur de la bosse principale. Il a proposé la formule suivante pour la fréquence centrale du BBSAN

$$f_p = \frac{U_c}{L_s \left[ 1 + M_c \left( \frac{M_f}{1 - M_f^2} + \frac{\cos(\pi - \theta_c)}{(1 - M_f^2)\sqrt{1 - M_f^2 \sin^2(\pi - \theta_c)}} \right) \right]} \quad (6.2)$$

où  $\theta_c$  est l'angle du rayon acoustique convecté (voir annexe C). L'élaboration de cette nouvelle théorie est justifiée dans [271] par l'incapacité de la formule (6.1), découlant du modèle d'Harper-Bourne & Fisher [90], à prédire la décroissance de  $f_p$  en vol, comme l'ont avancé Norum & Shearin [186]. Des comparaisons numériques montrent pourtant que ces deux formules donnent *les mêmes* valeurs de  $f_p$  (à 2 Hz près sur toute la gamme des conditions étudiées dans ce travail), du moment que l'on prend les mêmes expressions pour  $U_c$  et  $L_s$ .

Norum & Brown [182] ont trouvé que jusqu'à  $M_f = 0.6$ , les spectres à un angle d'émission  $\theta_e = 90^\circ$  étaient peu modifiés : pour  $M_j = 1.65$  et  $M_d = 1.5$ , la fréquence centrale diminue de 13% et l'amplitude du BBSAN n'est quasiment pas modifiée.

Récemment, Rask *et al.* [227] ont étudié l'effet d'un écoulement secondaire sur le bruit d'un jet supersonique avec chevrons, par mesures aérodynamiques (pression statique et vitesse) et acoustiques, aussi bien en champ proche qu'en champ lointain. Leurs spectres en champ lointain montrent une très légère réduction de la fréquence centrale entre  $M_f = 0$  et 0.50, à  $M_j = 1.19$  et  $\theta = 70^\circ$  (angle de positionnement du microphone, proche de l'angle d'émission). En revanche, l'amplitude de leurs spectres baisse uniformément (de 4 dB environ à  $M_f = 0.50$ ) sur l'ensemble de la gamme fréquentielle étudiée. Ceci implique qu'à la fois l'amplitude maximale du BBSAN et son niveau total doivent diminuer en

vol d'après ces mesures. Ce résultat est en désaccord avec les travaux cités ci-dessus.

Enfin, Viswanathan & Czech [307] et Shur *et al.* [259] s'accordent à dire que la présence d'un écoulement secondaire ne modifie quasiment pas le bruit de choc large bande en champ lointain.

En résumé, les études passées montrent que l'effet du vol sur le bruit de choc large bande est très limité, et que la source de bruit peut être considérée comme étant indépendante de  $M_f$ . Généralement, seulement l'amplitude et la fréquence centrale du BBSAN ont été étudiées. Peu de résultats concernent la diminution de la largeur de la bosse et la directivité du bruit de choc notamment. Par ailleurs, la plupart des études se sont restreintes à des angles proches de  $90^\circ$  et l'étude systématique des modifications à angles d'émission et convecté constants ne semble pas avoir été faite. Le but de ce chapitre est d'apporter des résultats complémentaires et de relier les modifications observées aux mesures aérodynamiques présentées au chapitre 3, à l'aide des modèles existants du bruit de choc en vol.

## 6.2 Techniques d'analyse

Pour déterminer l'effet du vol sur le BBSAN, les spectres acoustiques mesurés en champ lointain sont exploités par la technique décrite en 5.3.3.1 : une courbe Gaussienne est superposée à chaque bosse principale du BBSAN et son amplitude maximale  $A$ , sa fréquence centrale  $f_p$  et sa largeur  $\sigma$  sont relevées (voir formule (5.2)). Cette procédure a été réalisée manuellement pour chaque spectre.

Par ailleurs, le niveau acoustique global du BBSAN, noté  $OASPL_{BBSAN}$ , est estimé en intégrant les spectres acoustiques entre la fréquence basse de la bosse principale et une fréquence arbitraire de 45 kHz. Les pics liés au screech sont gommés numériquement avant intégration pour considérer seulement le BBSAN. On fait l'hypothèse qu'à droite de la bosse principale du BBSAN, le bruit de mélange est négligeable, si bien que la composante de bruit de mélange n'est pas soustraite aux niveaux intégrés, de même que chez Norum & Shearin [187]. Considérant l'allure des spectres (voir figures 6.1 et 6.2), cette hypothèse ne doit pas entraîner une grande erreur sur l'estimation du niveau total du BBSAN. La part résiduelle du bruit de mélange doit diminuer lorsque  $M_j$  et  $M_f$  augmentent et qu'on se déplace vers l'amont.

Les corrections d'Amiet en angle et en amplitude, présentées en annexe C, sont utilisées. On rappelle que travailler avec l'angle d'émission  $\theta_e$  permet d'isoler l'effet de la modification de la source acoustique liée à l'écoulement secondaire [182], alors que considérer l'angle convecté  $\theta_c$  inclut les effets de propagation : lorsque  $M_f$  augmente, le bruit parvenant à une valeur particulière de  $\theta_c$  a été émis dans des directions de plus en plus éloignées vers l'amont par rapport à la direction d'observation, ce qui fait que les modifications spectrales observées sont dues en partie à la directivité particulière du BBSAN. On étudiera d'abord les modifications de la source à  $\theta_e$  fixé, avant de s'intéresser dans un second temps à ce qu'il se passe à une valeur fixe de  $\theta_c$ . Cette dernière situation est importante dans le cas d'un avion en vol : les passagers sont assis à un angle  $\theta_c$  fixe.

## 6.3 Suppression de screech par la tuyère crénelée avec écoulement secondaire

La tuyère crénelée parvient à supprimer le screech en l'absence d'écoulement secondaire (voir la figure 5.25). Son efficacité en situation de vol simulé peut être estimée sur les spectres présentés en figures 6.1 et 6.2 pour  $M_j = 1.10, 1.15, 1.35$  et  $1.50$ . On constate que l'on ne dispose donc d'aucune condition de jet primaire pour laquelle le screech est absent sur toute la gamme de  $M_f$ . A  $M_j = 1.10$ , le screech est tout d'abord renforcé lorsque  $M_f$  augmente, mais finit par s'estomper. Il semble modifier

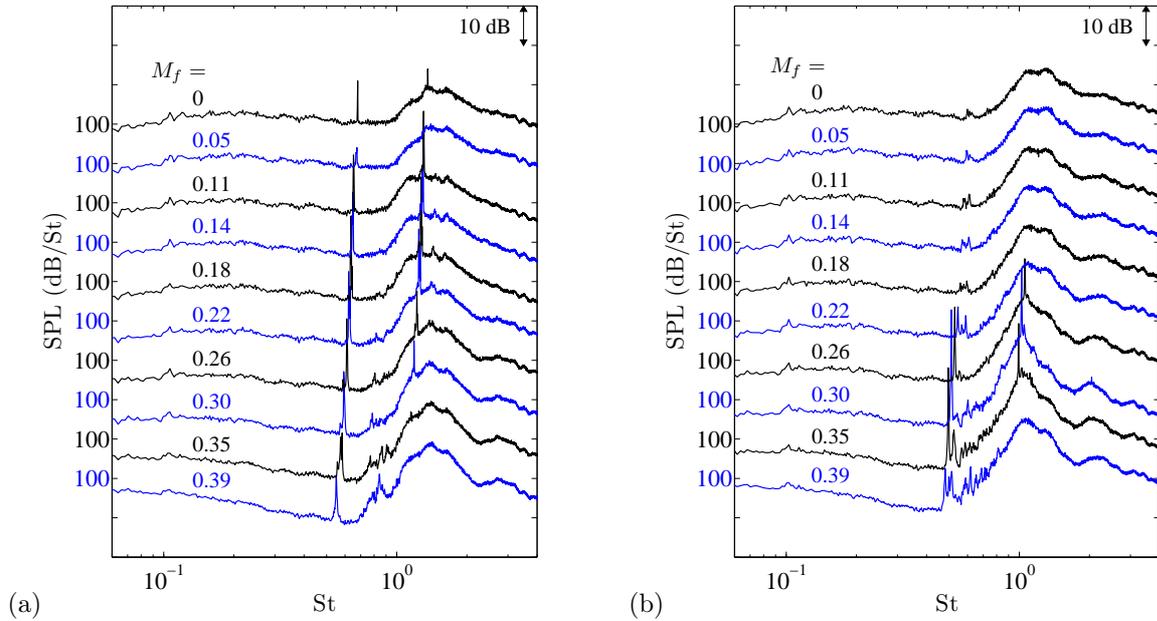


Fig. 6.1 Superposition de spectres acoustiques mesurés en champ lointain à différentes valeurs de  $M_f$ ,  $\theta_e = 100^\circ$ , tuyère crénelée;  $St = fD/U_j$ . (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.15$ .

le BBSAN pour les valeurs de  $M_f$  comprises entre 0.11 et 0.18. A  $M_j = 1.15$ , il est seulement présent à  $M_f = 0.26, 0.30$  et  $0.35$ . Pour  $M_j = 1.35$ , l'influence de la composante tonale se fait sentir à partir de  $M_f = 0.26$ , ce qui permet tout de même d'étudier la gamme des faibles  $M_f$ . Enfin, le cas  $M_j = 1.50$  est le plus perturbé, si bien que ne seront exploitées dans la suite que les mesures acoustiques pour les trois plus faibles valeurs de  $M_j$ . Le renforcement du screech en vol pour  $M_j = 1.35$  et  $1.50$  est en accord avec l'étude du screech présentée en 4.6.

L'efficacité de la *tab* est montrée en figure 6.3 pour  $M_j = 1.10$  et  $1.50$ . Pour  $M_j = 1.10$  (ainsi que  $M_j = 1.15$  et  $1.35$ ), le screech ne réapparaît pas en vol, contrairement à ce que l'on observe pour  $M_j = 1.50$ . Considérer un jet avec *tab*, au lieu du jet issu de la tuyère crénelée, ne résoudrait donc qu'en partie les complications liées au screech. Conformément aux conclusions de la comparaison entre *tab* et tuyère crénelée réalisée en partie 5.4, on se limite ici à l'étude des jets issus de la tuyère crénelée.

La résurgence du screech en vol malgré l'utilisation de techniques de suppression n'a pas été élucidée. Il faut noter toutefois que se poser cette question revient à se demander pourquoi le screech est amplifié avec vol d'avancement, phénomène mis en évidence en partie 4.6. Le fait que d'autres études aient montré que le screech disparaissait en situation de vol simulé laisse penser que ce comportement est lié à notre installation.

## 6.4 Effet du vol sur le BBSAN à angle d'émission constant

Pour faciliter la lecture des évolutions de  $f_p$ ,  $\sigma$ ,  $A$  et  $OASPL_{\text{BBSAN}}$ , on compare les valeurs à chaque  $M_f$  à celles obtenues pour le plus faible  $M_f$  pour lequel le BBSAN apparaît dans les spectres, que l'on note  $M_f^{\text{min}}$ .

### 6.4.1 Fréquence centrale de la bosse principale

L'évolution avec  $M_f$  de la fréquence centrale de la bosse principale du BBSAN est montrée en figure 6.4 (a) pour  $M_j = 1.10$  et diverses valeurs de  $\theta_e$ . On observe nettement la diminution de  $f_p$  lorsque  $\theta_e$  augmente. L'évolution de  $f_p/f_p(M_f^{\text{min}})$  est présentée en figures 6.4 (b) et 6.5.

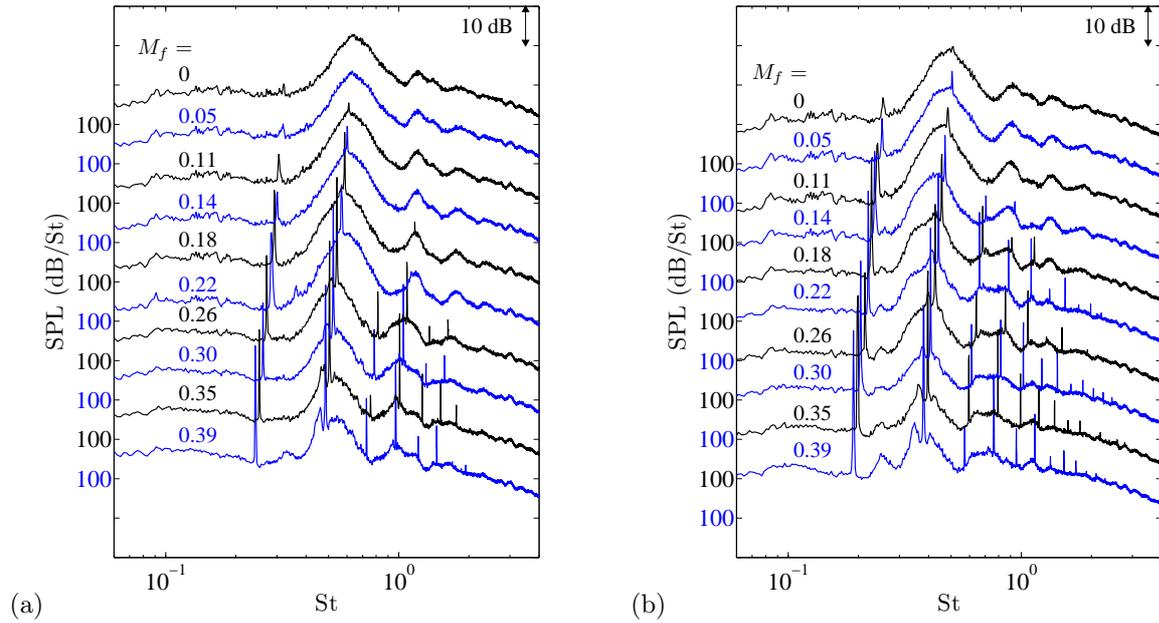


Fig. 6.2 Superposition de spectres acoustiques mesurés en champ lointain à différentes valeurs de  $M_f$ ,  $\theta_e = 100^\circ$ , tuyère crénelée. (a)  $M_j = 1.35$ , (b)  $M_j = 1.50$ .

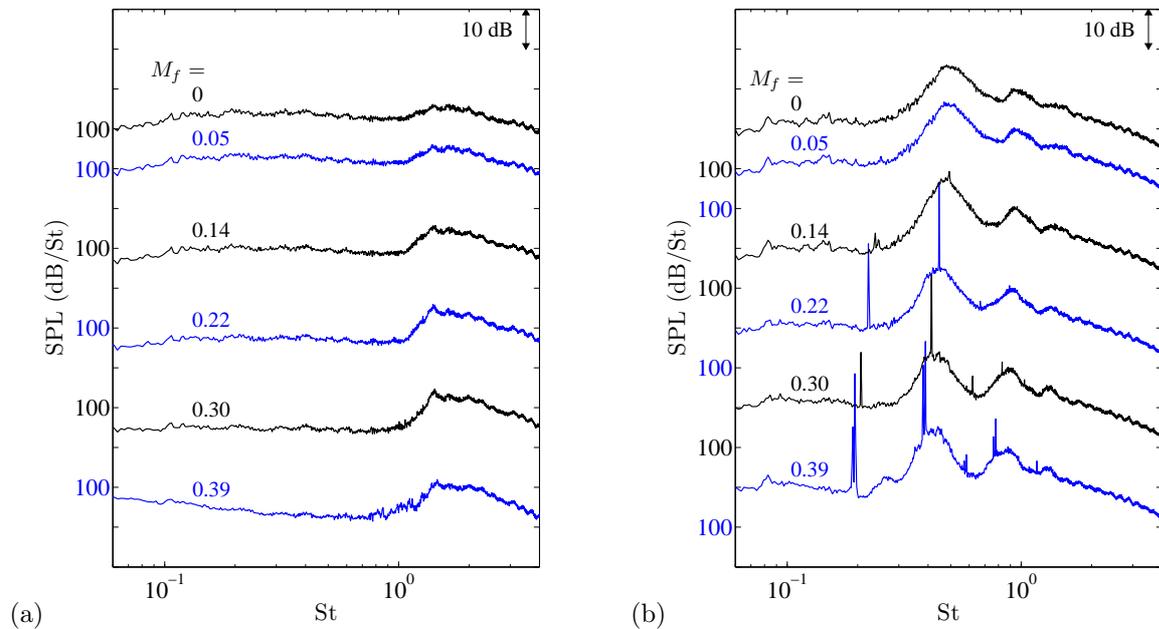


Fig. 6.3 Superposition de spectres acoustiques mesurés en champ lointain à différentes valeurs de  $M_f$ ,  $\theta_e = 100^\circ$ , tuyère lisse avec *tab*. (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.50$ .

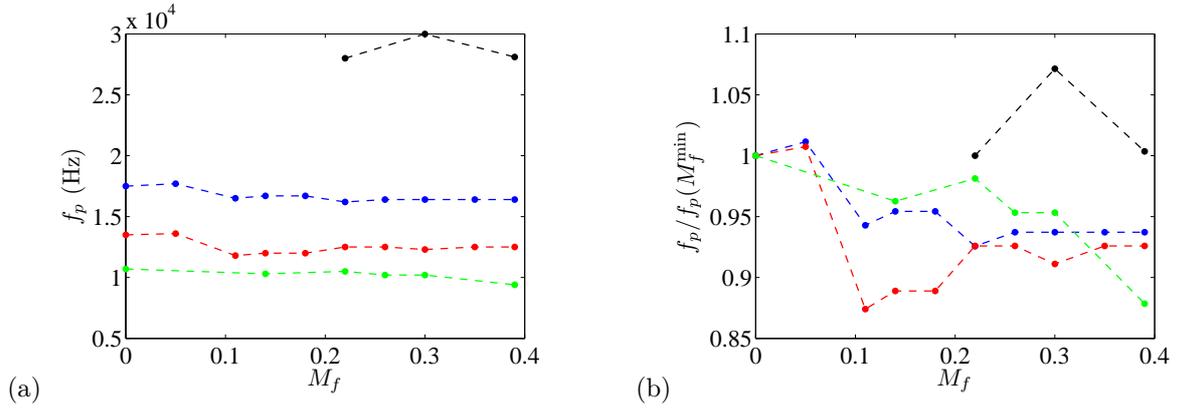


Fig. 6.4 Variation de la fréquence centrale de la bosse principale du BBSAN avec  $M_f$ ,  $M_j = 1.10$ . (a)  $f_p$ , (b)  $f_p/f_p(M_f^{\min})$ , où  $f_p(M_f^{\min})$  est la fréquence centrale de la bosse pour la plus petite valeur de  $M_f$  montrant du BBSAN. —●—  $\theta_e = 37.5^\circ$ , —●—  $\theta_e = 80^\circ$ , —●—  $\theta_e = 100^\circ$ , —●—  $\theta_e = 130.5^\circ$ .

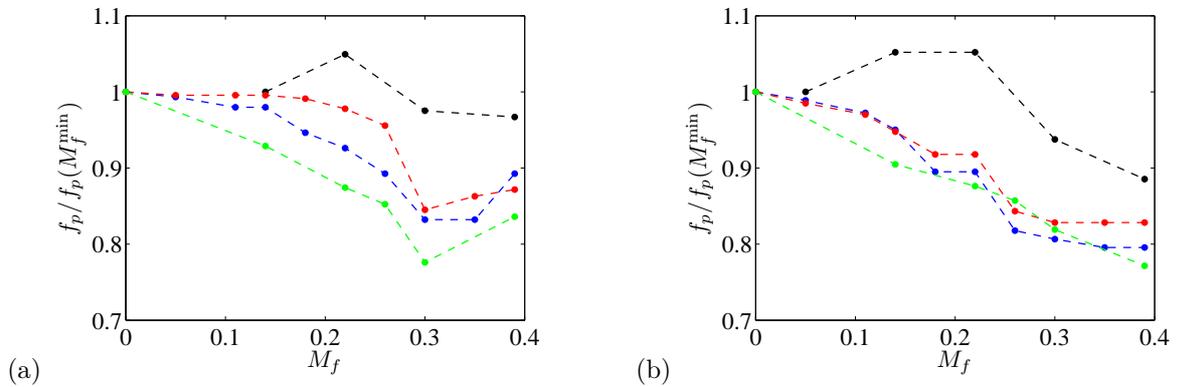


Fig. 6.5 Variation de  $f_p/f_p(M_f^{\min})$  avec  $M_f$ . (a)  $M_j = 1.15$ , (b)  $M_j = 1.35$ . —●—  $\theta_e = 37.5^\circ$ , —●—  $\theta_e = 80^\circ$ , —●—  $\theta_e = 100^\circ$ , —●—  $\theta_e = 130.5^\circ$ .

On constate que pour tous les  $M_j$  et  $\theta_e > 37.5^\circ$ ,  $f_p$  diminue lorsque  $M_f$  augmente, alors qu'à  $\theta_e = 37.5^\circ$ ,  $f_p$  semble augmenter avant de diminuer. Proportionnellement à  $f_p(M_f^{\min})$ , la décroissance est plus rapide lorsque  $\theta_e$  augmente et  $M_j$  augmente.

Notons que l'effet du screech est visible sur ces courbes. La chute brusque de  $f_p$  entre  $M_f = 0.05$  et  $0.11$  (2<sup>e</sup> et 3<sup>e</sup> points) pour  $M_j = 1.10$  est liée au renforcement du screech, visible en figure 6.1 (a). Cet effet de la composante tonale est identique à celui cité en partie 5.3.3. Mais l'atténuation du screech aux plus forts  $M_f$  assure que la décroissance relevée sur  $f_p$  entre  $M_f = 0$  et  $0.39$  est représentative d'un jet sans screech pour  $M_j = 1.10$ . On peut dresser un constat identique pour  $M_j = 1.15$ , à  $M_f = 0.26$ ,  $0.30$  et  $0.35$ . Enfin, la décroissance de  $f_p$  est monotone à  $M_j = 1.35$ , mais irrégulière, ce qui peut être relié à l'apparition d'un screech fort à  $M_f = 0.26$ .

## 6.4.2 Largeur de la bosse principale

L'évolution de la largeur  $\sigma$  de la bosse avec  $M_f$  est montrée en figure 6.6 (a) pour  $M_j = 1.10$ .  $\sigma$  diminue vers l'amont, ce qui est une propriété bien connue du BBSAN. Les rapports  $\sigma/\sigma(M_f^{\min})$  sont présentés en figures 6.6 (b) et 6.7. Comme pour  $f_p$ ,  $\sigma$  diminue en vol. Bien qu'il soit difficile de déterminer une tendance unique pour tous les  $M_j$  et  $\theta_e$ , sa décroissance semble être plus franche que celle de  $f_p$ , puisque le rapport  $\sigma/\sigma(M_f^{\min})$  atteint typiquement 0.5 à  $M_f = 0.39$  pour  $M_j = 1.10$  et  $1.15$ .

Ici encore, l'influence du screech est visible à  $M_j = 1.15$  et  $M_f = 0.30$  sous la forme d'un minimum local, et également à  $M_j = 1.35$  pour  $\theta_e = 130.5^\circ$ .

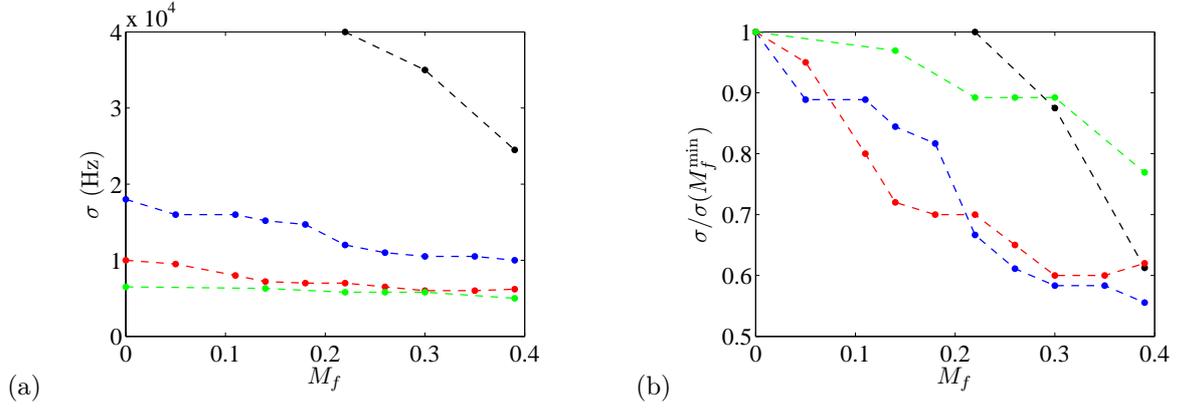


Fig. 6.6 Variation de la largeur de la bosse principale du BBSAN avec  $M_f$ ,  $M_j = 1.10$ . (a)  $\sigma$ , (b)  $\sigma/\sigma(M_f^{\min})$ , où  $\sigma(M_f^{\min})$  est la largeur de la bosse pour la plus petite valeur de  $M_f$  montrant du BBSAN. —●—  $\theta_e = 37.5^\circ$ , —●—  $\theta_e = 80^\circ$ , —●—  $\theta_e = 100^\circ$ , —●—  $\theta_e = 130.5^\circ$ .

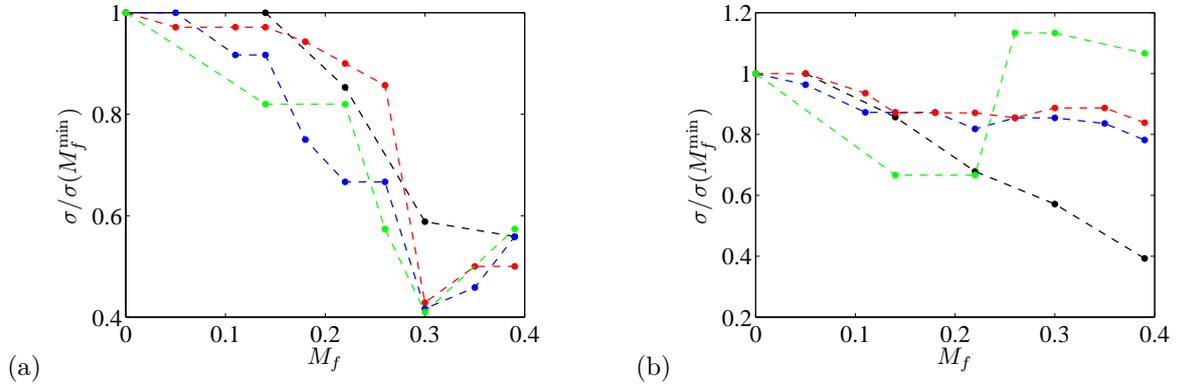


Fig. 6.7 Variation de  $\sigma/\sigma(M_f^{\min})$  avec  $M_f$ . (a)  $M_j = 1.15$ , (b)  $M_j = 1.35$ . —●—  $\theta_e = 37.5^\circ$ , —●—  $\theta_e = 80^\circ$ , —●—  $\theta_e = 100^\circ$ , —●—  $\theta_e = 130.5^\circ$ .

### 6.4.3 Amplitude du BBSAN

#### 6.4.3.1 Amplitude maximale de la bosse principale

La variation de l'amplitude maximale de la bosse,  $A$ , avec  $M_f$  pour  $M_j = 1.10$ , est reportée en figure 6.8 (a). L'amplitude absolue augmente vers l'amont, conformément aux résultats présentés en figure 5.56. L'évolution de  $\Delta A = A - A(M_f^{\min})$  est montrée en figures 6.8 (b) et 6.9. A  $M_j = 1.10$  et  $1.15$ , l'amplitude maximale varie à peine pour  $\theta_e < 130.5^\circ$ . Pour  $\theta_e = 130.5^\circ$ , la variation est supérieure à 5 dB entre  $M_f = 0$  et  $0.39$ ; cette valeur provient essentiellement de la correction de 3.4 dB appliquée sur les spectres à  $M_f = 0.39$ , qui semble donc perturber l'interprétation des mesures. Pour  $M_j = 1.35$  et  $M_f \leq 0.22$ ,  $A$  augmente légèrement pour les angles extrêmes alors qu'elle reste constante pour  $\theta_e = 80$  et  $100^\circ$ . Au-delà de  $M_f = 0.22$ , le renforcement important du screech entraîne une diminution flagrante de l'amplitude de la bosse, ce qui est en accord avec l'analyse proposée en partie 5.3.3. En résumé, la variation de l'amplitude maximale du BBSAN n'est pas significative et on considère qu'elle est nulle.

#### 6.4.3.2 Niveau global

L'effet du vol sur le niveau global du BBSAN est présenté en figure 6.10 (a) pour  $M_j = 1.10$ . L'angle  $\theta_e = 37.5^\circ$  n'est pas incli ici en raison des faibles niveaux d'émergence du BBSAN au-dessus du bruit de mélange. L'amplitude intégrée augmente vers l'amont, conformément à la directivité du BBSAN

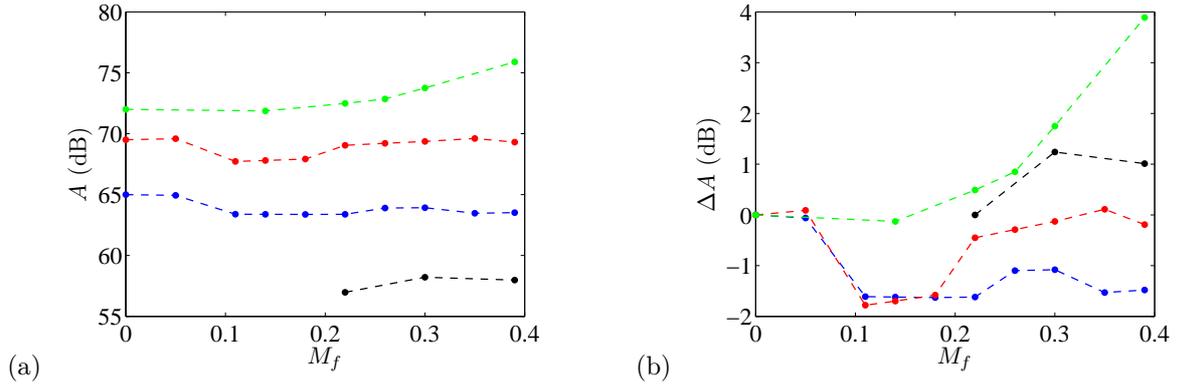


Fig. 6.8 Variation de l'amplitude de la bosse principale du BBSAN avec  $M_f$ ,  $M_j = 1.10$ . (a)  $A$ , (b)  $\Delta A = A - A(M_f^{\min})$ , où  $A(M_f^{\min})$  est l'amplitude de la bosse pour la plus petite valeur de  $M_f$  montrant du BBSAN. —●—  $\theta_e = 37.5^\circ$ , —●—  $\theta_e = 80^\circ$ , —●—  $\theta_e = 100^\circ$ , —●—  $\theta_e = 130.5^\circ$ .

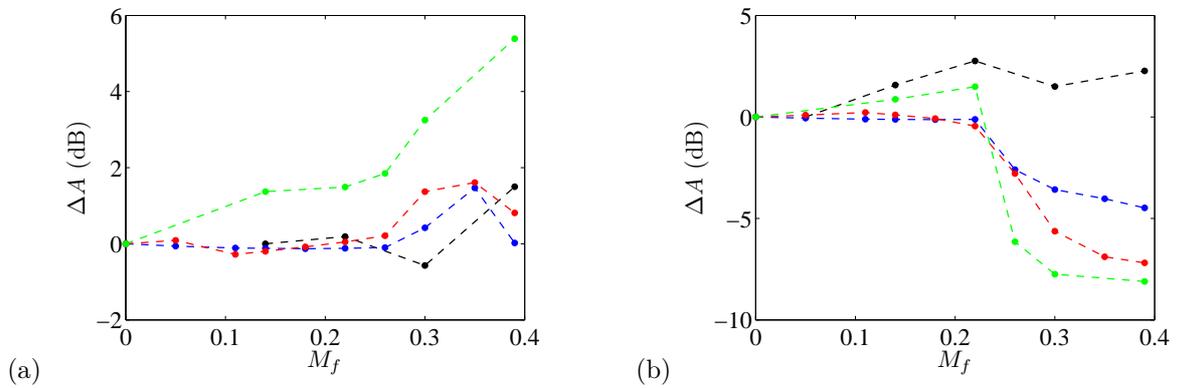


Fig. 6.9 Variation de  $\Delta A = A - A(M_f^{\min})$  avec  $M_f$ . (a)  $M_j = 1.15$ , (b)  $M_j = 1.35$ . —●—  $\theta_e = 37.5^\circ$ , —●—  $\theta_e = 80^\circ$ , —●—  $\theta_e = 100^\circ$ , —●—  $\theta_e = 130.5^\circ$ .

montrée au paragraphe 5.3.3.2. La variation avec  $M_f$  de

$$\Delta \text{OASPL}_{\text{BBSAN}} = \text{OASPL}_{\text{BBSAN}} - \text{OASPL}_{\text{BBSAN}}(M_f^{\min})$$

est reportée en figures 6.10 (b) et 6.11. Analysons d'abord les résultats pour les deux plus faibles valeurs de  $M_j$ . Hormis pour  $\theta_e = 130.5^\circ$ , qui augmente suite à l'application de la correction des spectres, toutes les courbes sont décroissantes, avec des diminutions de  $\text{OASPL}_{\text{BBSAN}}$  allant de 2 à 4 dB. L'effet du screech est clairement perceptible sous la forme d'une chute de niveau total à  $M_f$  compris entre 0.11 et 0.18 pour  $M_j = 1.10$ , et à  $M_f = 0.30$  pour  $M_j = 1.15$ . Le cas  $M_j = 1.35$  est très similaire jusqu'à l'apparition du screech fort à  $M_f = 0.26$ , qui fait chuter le niveau total, de même qu'il avait fait chuter l'amplitude maximale de la bosse.

### 6.4.3.3 Répartition spectrale de l'énergie

Le fait que  $A$  reste approximativement constante en vol mais que  $\text{OASPL}_{\text{BBSAN}}$  diminue laisse penser qu'il existe une redistribution de l'énergie totale du bruit de choc large bande entre la bosse principale et les hautes fréquences, qui serait induite par le vol. Pour s'en assurer, l'énergie du BBSAN contenue dans la bosse principale est calculée, et la fraction de l'énergie totale qu'elle représente, que l'on note ici  $\eta$  et qui s'exprime

$$\eta = \left[ \int_{\text{bosse principale}} \text{DSP}_{\text{BBSAN}}(f) df \right] \times \left[ \int_{\text{BBSAN complet}} \text{DSP}_{\text{BBSAN}}(f) df \right]^{-1} \quad (6.3)$$

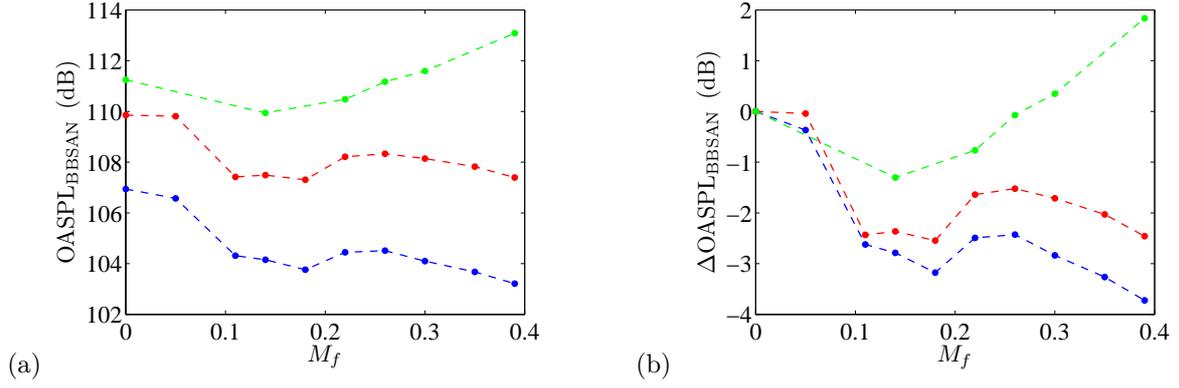


Fig. 6.10 Variation du niveau global du BBSAN avec  $M_f$ ,  $M_j = 1.10$ . (a)  $OASPL_{BBSAN}$ , (b)  $OASPL_{BBSAN} - OASPL_{BBSAN}(M_f^{\min})$ , où  $OASPL_{BBSAN}(M_f^{\min})$  est l'amplitude totale du bruit de choc large bande pour la plus petite valeur de  $M_f$  montrant du BBSAN. —●—  $\theta_e = 80^\circ$ , —●—  $\theta_e = 100^\circ$ , —●—  $\theta_e = 130.5^\circ$ .

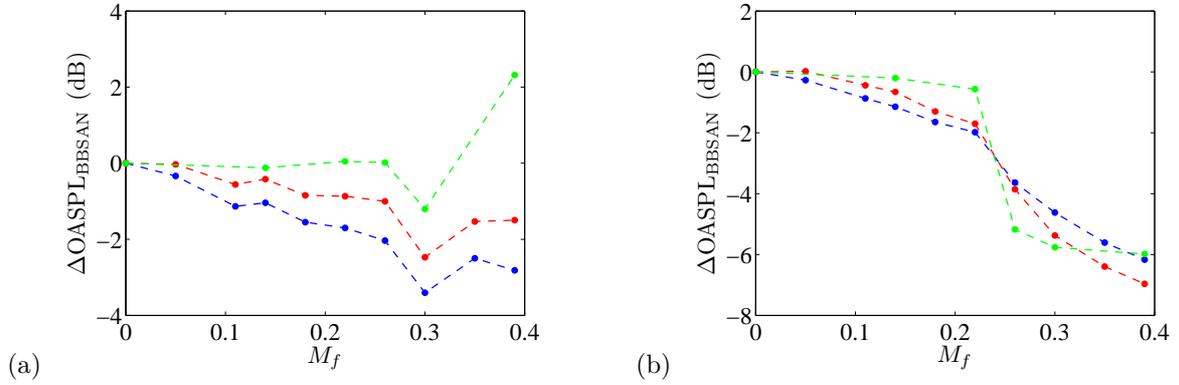


Fig. 6.11 Variation de  $OASPL_{BBSAN} - OASPL_{BBSAN}(M_f^{\min})$  avec  $M_f$ . (a)  $M_j = 1.15$ , (b)  $M_j = 1.35$ . —●—  $\theta_e = 80^\circ$ , —●—  $\theta_e = 100^\circ$ , —●—  $\theta_e = 130.5^\circ$ .

est calculée (DSP est la densité spectrale de puissance acoustique en  $\text{Pa}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ ). Elle est présentée en figure 6.12 pour  $\theta_e = 80^\circ$  seulement. On constate tout d'abord que plus de la moitié de l'énergie est contenue dans la bosse principale pour ces trois configurations, quel que soit  $M_f$ . Ceci est valable aussi à  $\theta_e$  plus faible du fait de l'élargissement de la bosse, et il a été vérifié que c'est toujours vrai pour  $\theta_e = 130.5^\circ$ . Dans ce cas, l'augmentation du niveau de la bosse principale compense le fait qu'elle ait un support fréquentiel de plus en plus réduit. Par ailleurs,  $\eta$  augmente avec  $M_f$ . Ceci indique une concentration de l'énergie du bruit de choc dans la bosse principale, en accord avec les résultats sur  $A$  et  $OASPL_{BBSAN}$  cités précédemment.

L'effet du screech sur cette répartition varie entre  $M_j = 1.35$  et les deux valeurs les plus faibles. Pour  $M_j = 1.35$ ,  $\eta$  diminue lorsque le screech devient fort (c'est-à-dire pour  $M_f > 0.22$ ), alors que c'est l'inverse pour les deux autres conditions.

Il faut bien noter que le fait de ne pas soustraire le bruit de mélange a pour effet de sous-estimer  $\eta$ , et de surestimer sa croissance avec  $M_f$ , puisque le bruit de mélange est atténué en vol, comme cela se voit sur les spectres des figures 6.1 et 6.2.

#### 6.4.4 Directivité

La directivité du bruit de choc large bande en situation de vol simulé est maintenant abordée. Le paragraphe précédent assurant qu'une majeure partie de l'énergie du BBSAN est contenue dans la

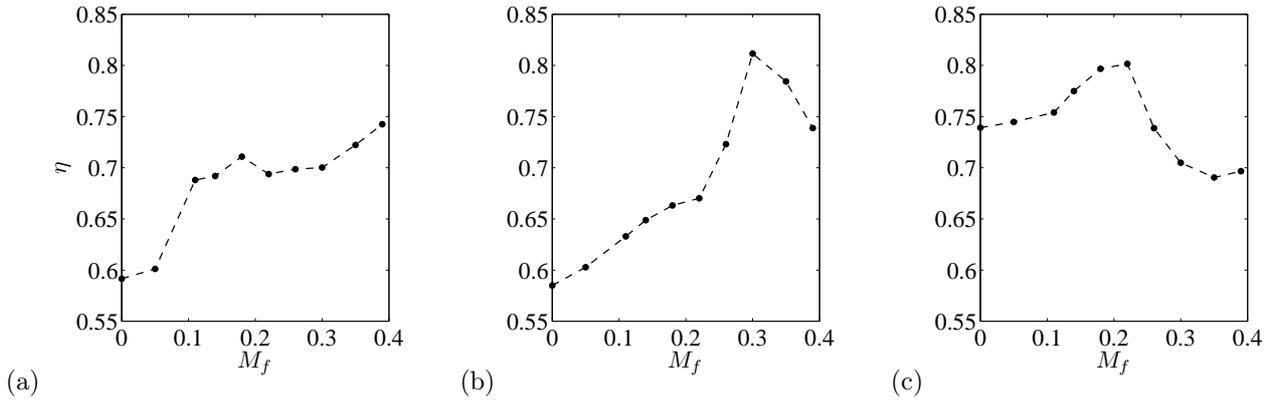


Fig. 6.12 Portion  $\eta$  de l'énergie totale du BBSAN contenue dans la bosse principale en fonction de  $M_f$  ;  $\theta_e = 80^\circ$ . (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.15$ , (c)  $M_j = 1.35$ .

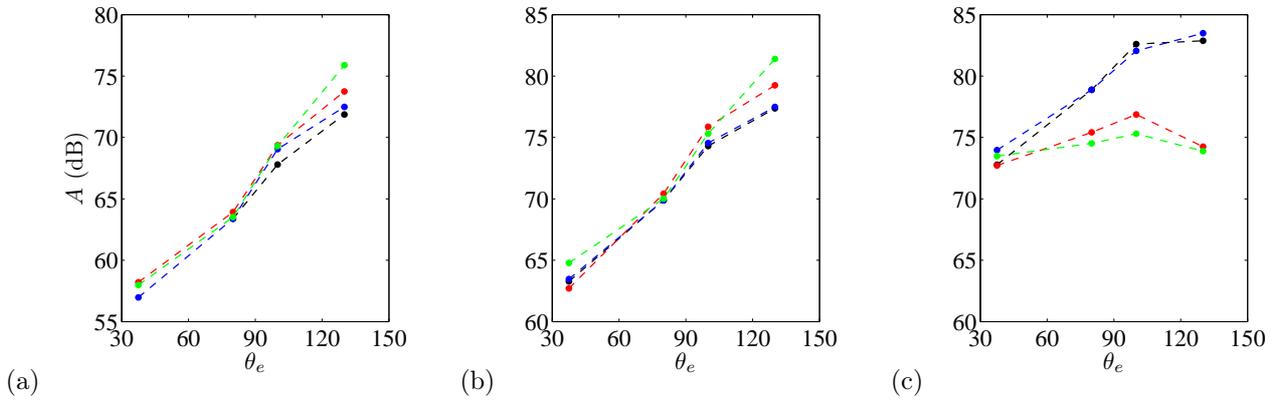


Fig. 6.13 Directivité de la bosse principale du BBSAN en fonction de  $M_f$ . (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.15$ , (c)  $M_j = 1.35$ . —●—  $M_f = 0.14$ , —●—  $M_f = 0.22$ , —●—  $M_f = 0.30$ , —●—  $M_f = 0.39$ .

bosse principale, on se limite à considérer l'évolution de son amplitude maximale  $A$  en fonction de  $\theta_e$ , à différentes valeurs de  $M_f$ . Les résultats sont montrés en figure 6.13. Pour  $M_j = 1.10$  et  $1.15$ , il semble que l'émission privilégiée vers l'amont soit renforcée lorsque  $M_f$  augmente, mais cette tendance n'est pas très franche et provient en grande partie de la correction en amplitude. A  $M_j = 1.35$ , l'apparition du screech a un effet important sur la directivité, en rendant le BBSAN quasiment omnidirectionnel. Cette conclusion est en accord avec les résultats présentés en figure 5.56 (c).

## 6.5 Effet du vol sur le BBSAN à angle convecté constant

On observe maintenant le jet à un angle convecté  $\theta_c$  constant, ce qui correspond à la situation d'un passager assis dans un avion.

### 6.5.1 Fréquence centrale de la bosse principale

La variation du rapport  $f_p/f_p(M_f^{\min})$  avec  $M_f$  est présentée en figure 6.14 pour différentes valeurs de  $\theta_c$ . Toutes les courbes décroissent de manière plus importante que lorsqu'on observe le BBSAN à  $\theta_e$  fixé, voir partie 6.4.1. En effet, lorsque  $M_f$  augmente, on reçoit à un angle  $\theta_c$  fixé le bruit émis initialement dans une direction  $\theta_e > \theta_c$ ,  $\theta_e$  augmentant avec  $M_f$ . Comme la fréquence centrale du BBSAN décroît vers l'amont, la diminution de  $f_p$  en vol est exacerbée dans cette situation par rapport au cas de la partie 6.4.1. La décroissance plus prononcée provient donc de l'ajout de l'effet de la propagation acoustique au travers de l'écoulement secondaire à l'effet de la modification de la source

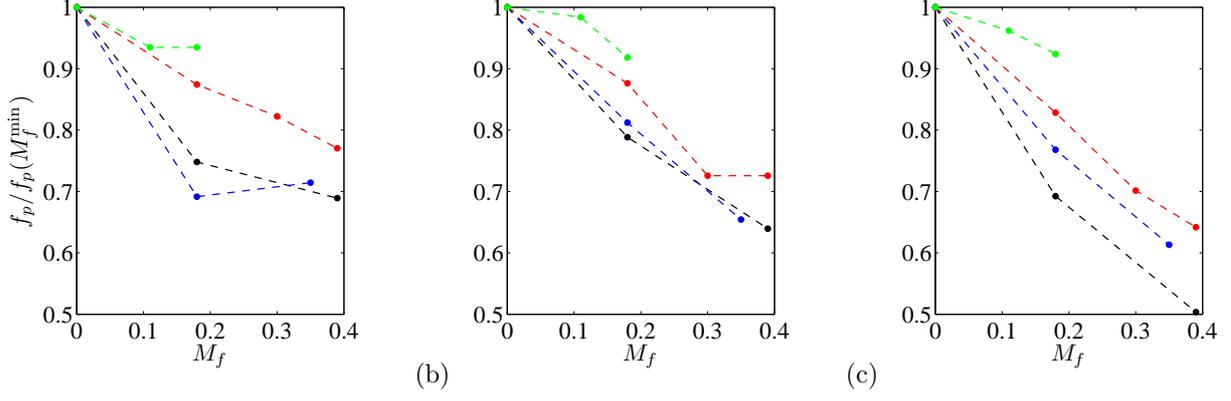


Fig. 6.14 Evolution de  $f_p/f_p(M_f^{\min})$  en fonction de  $M_f$ . (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.15$ , (c)  $M_j = 1.35$ . —●—  $\theta_c = 60.5^\circ$ , —●—  $\theta_c = 80^\circ$ , —●—  $\theta_c = 99.5^\circ$ , —●—  $\theta_c = 130.5^\circ$ .

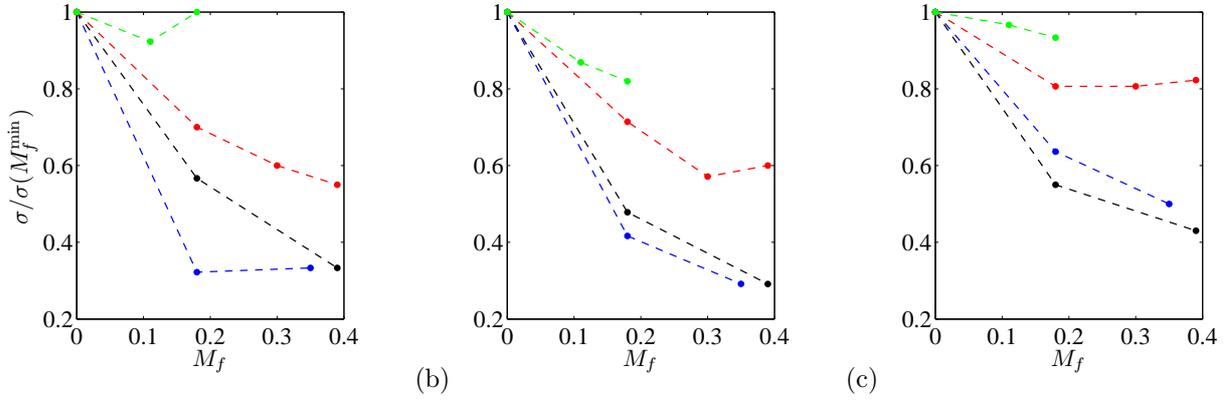


Fig. 6.15 Evolution de  $\sigma/\sigma(M_f^{\min})$  en fonction de  $M_f$ . (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.15$ , (c)  $M_j = 1.35$ . —●—  $\theta_c = 60.5^\circ$ , —●—  $\theta_c = 80^\circ$ , —●—  $\theta_c = 99.5^\circ$ , —●—  $\theta_c = 130.5^\circ$ .

(déjà présent à  $\theta_e$  fixé). Par ailleurs, la décroissance devient plus importante lorsque  $\theta_c$  diminue.

### 6.5.2 Largeur de la bosse principale

L'évolution du rapport  $\sigma/\sigma(M_f^{\min})$  avec  $M_f$  est présentée en figure 6.15. Ici encore, toutes les courbes décroissent lorsque  $M_f$  augmente, et ce de manière d'autant plus prononcée que  $\theta_c$  diminue. Pour  $\theta_c = 60$  et  $80^\circ$ , la pente est plus importante qu'aux mêmes valeurs de  $\theta_e$ , ce qui peut s'expliquer de la même manière que pour  $f_p$ . Pour  $\theta_c = 99.5$  et  $130.5^\circ$ , cette tendance est moins claire, et la décroissance semble même être, pour certaines conditions, plus lente qu'à  $\theta_e$  fixe. Les quelques anomalies peuvent s'expliquer par la part de subjectivité inhérente à la détermination de la Gaussienne, qui se fait surtout sentir dans les directions amont dans le cas de  $\sigma$ , en raison de l'étroitesse de la bosse.

### 6.5.3 Amplitude du BBSAN

Contrairement à ce que l'on a vu à  $\theta_e$  constant,  $\Delta A = A - A(M_f^{\min})$  croît nettement pour tous les  $\theta_c$  et tous les  $M_j$ . Cette tendance provient ici aussi de l'effet conjoint de la directivité du BBSAN et de l'influence du vol d'avancement. Seule l'apparition du screech pour  $M_j = 1.35$  entraîne une chute de  $\Delta A$ , comme il a déjà été rencontré en figure 6.9 (b).

L'évolution du niveau global n'est pas incluse ici. Par analogie avec ce qu'il se passe pour  $A$ , on peut s'attendre à ce que le niveau global augmente un peu plus avec  $M_f$  que lors de l'étude à  $\theta_e$  constant.

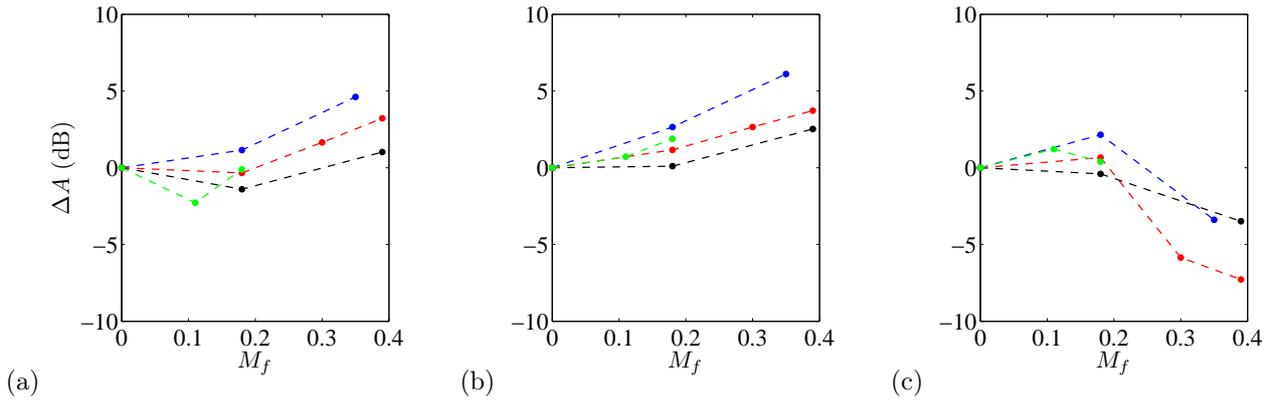


Fig. 6.16 Evolution de  $\Delta A = A - A(M_f^{\min})$  en fonction de  $M_f$ . (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.15$ , (c)  $M_j = 1.35$ . —●—  $\theta_c = 60.5^\circ$ , —●—  $\theta_c = 80^\circ$ , —●—  $\theta_c = 99.5^\circ$ , —●—  $\theta_c = 130.5^\circ$ .

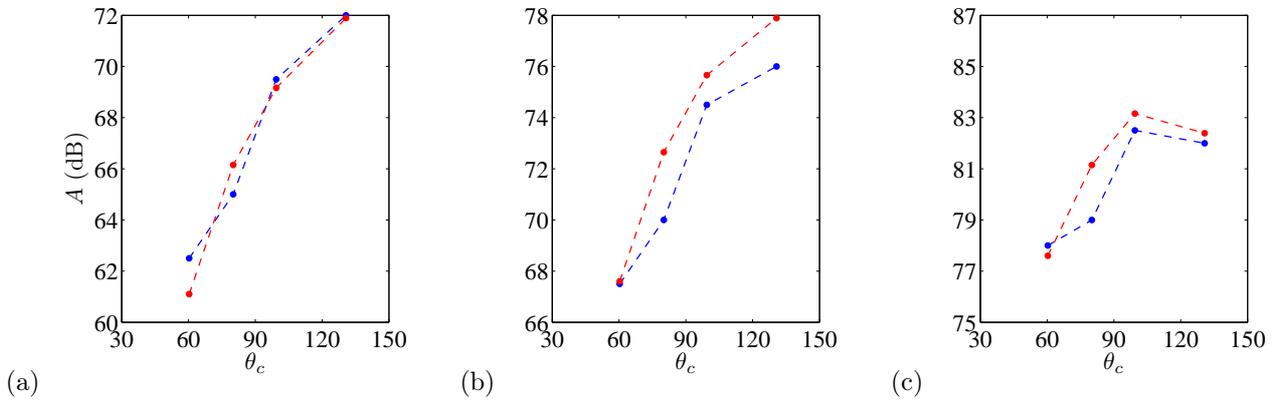


Fig. 6.17 Directivité de la bosse principale du BBSAN en fonction de  $M_f$ . (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.15$ , (c)  $M_j = 1.35$ . —●—  $M_f = 0$ , —●—  $M_f = 0.18$ .

### 6.5.4 Directivité

On ne dispose de données pour les quatre  $\theta_c$  considérés ici qu'avec  $M_f = 0$  et 0.18. Elles sont présentées en figure 6.17. On constate que la directivité est quasiment inchangée, ce qui peut s'expliquer par le fait que la directivité de la source semble peu varier en vol (*cf.* 6.4.4), et que le  $M_f$  maximal de 0.18 est trop faible pour impliquer un fort glissement de la directivité effective (c'est-à-dire, la directivité observée à  $\theta_c$  variable) vers l'aval.

## 6.6 Analyse des résultats à la lumière des mesures aérodynamiques

### 6.6.1 Prédiction de la fréquence centrale du BBSAN

#### 6.6.1.1 Sans simulation de vol

On cherche à évaluer les capacités prédictives de la formule classique de  $f_p$  dans les conditions statiques, avant de prendre en compte l'effet du vol d'avancement. On rappelle que  $f_p$  s'écrit traditionnellement [90, 281]

$$f_p = \frac{U_c}{L_s (1 - M_c \cos \theta)} \quad (6.4)$$

où l'angle  $\theta$  est l'angle géométrique d'observation.

Les résultats expérimentaux de la figure 5.43 sont repris pour évaluer les deux formules prédictives (6.5) et (6.6) ci-dessous, dérivées de (6.4). Les confrontations entre mesures et prédictions sont

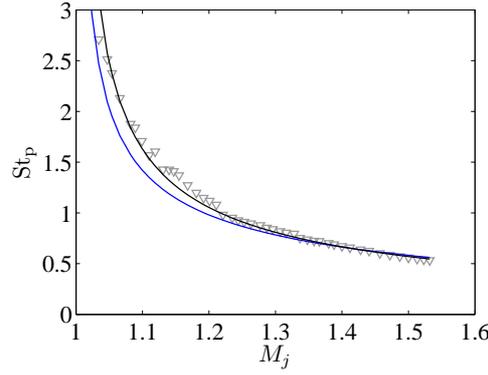


Fig. 6.18 Confrontation des prédictions de  $St_p(\theta = 90^\circ)$  avec les mesures pour un jet sans screech (issu de la tuyère crénelée);  $St_p = f_p D / U_j$ .  $\nabla$  Mesures; — équation (6.5), — équation (6.6).

présentées en figure 6.18.

$$f_p = \frac{0.65 U_j}{1.0 (M_j^2 - 1)^{1/2} D (1 - 0.65 U_j / c_0 \cos \theta)} \quad (6.5)$$

$$f_p = \frac{0.65 U_j}{1.0 (M_j^2 - 1)^{1/1.7} D (1 - 0.65 U_j / c_0 \cos \theta)} \quad (6.6)$$

Pour la première expression, la longueur des cellules est écrite  $1.0 (M_j^2 - 1)^{1/2} D$ , ce qui est un compromis entre les valeurs expérimentales citées pour  $M_j = 1.10$  et  $1.15$  en 3.1.2.2.  $U_c$  est pris à  $0.65 U_j$  pour améliorer l'accord avec les données expérimentales; on remarque au passage que c'est exactement l'estimation de  $U_c$  provenant de l'analyse des mesures acoustiques en champ lointain présentée au paragraphe 5.3.3.1.

Il apparaît que la formule (6.5) sous-estime largement  $f_p$  à  $M_j$  faible, et que la pente de  $f_p$  selon  $M_j$  n'est pas adéquatement prédite puisque l'accord est bon pour  $M_j \gtrsim 1.25$ . Les rapports des fréquences mesurées sur celles prédites sont de 1.20, 1.22, 1.03 et 0.96 pour  $M_j = 1.10, 1.15, 1.35$  et  $1.50$ , respectivement.

Dans l'équation (6.6), la seule modification est l'exposant du terme  $(M_j^2 - 1)$ . On avait vu pour le screech que prendre  $1/3$  au lieu de  $1/2$  améliorerait considérablement les prédictions. Ici, il se trouve qu'il faut plutôt augmenter cet exposant pour que l'accord avec les mesures soit meilleur. Le fait que l'exposant soit différent dans les deux cas du screech et du BBSAN émis par un jet sans screech laisse penser que la dimension de référence n'est pas la même pour chacune de ces composantes de bruit de choc. Ceci appuie l'hypothèse formulée au chapitre 4, reprise de Panda [193, 195], selon laquelle la dimension régissant la fréquence du screech n'est pas la longueur des cellules, mais plutôt celle de l'onde stationnaire existant dans le champ proche d'un jet screechant.

On peut par ailleurs se demander quel est l'effet de la distance finie entre jet et microphones sur les mesures de  $f_p$  et les formules prédictives. L'effet de la distance entre éjection et centroïde des sources de BBSAN sur l'angle de positionnement des microphones est quantifié dans le paragraphe A.1.2.1. On trouve bien entendu que l'angle réel de directivité est plus grand que l'angle postulé ici. On utilise le facteur Doppler  $(1 - M_c \cos \theta)$  apparaissant au dénominateur des formules prédictives de  $f_p$  pour ramener la fréquence mesurée par le microphone à  $90^\circ$  de la sortie de tuyère à la vraie valeur du rayonnement à  $90^\circ$  de la source. On considère comme en A.1.2.1 que la source est située à  $7 \times 1.12 (M_j^2 - 1)^{1/2} D$  de l'éjection. Les nombres de Strouhal corrigés sont tracés en figure 6.19, de même que la prédiction issue de la formule (6.6). Cette dernière sous-estime maintenant  $St_p$ . La nouvelle courbe

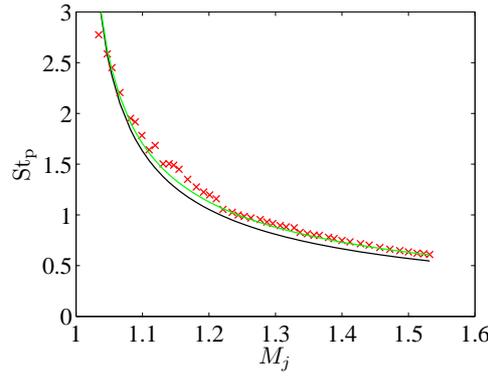


Fig. 6.19 Confrontation des prédictions de  $St_p(\theta = 90^\circ)$  avec les mesures pour un jet sans screech, corrigées de l'effet angulaire dû à la distance finie entre jet et microphones.  $\times$  Mesures corrigées ; — équation (6.6), — équation (6.7).

expérimentale répond plutôt à la formule suivante

$$f_p = 1.1 \frac{0.65 U_j}{1.0 (M_j^2 - 1)^{1/1.8} D (1 - 0.65 U_j / c_0 \cos \theta)} \quad (6.7)$$

L'exposant  $1/1.7$  est supplanté par  $1/1.8$ . La diminution de l'exposant est logique du fait de l'éloignement grandissant des sources acoustiques avec  $M_j$ . En revanche, il apparaît que l'exposant  $1/2$  reste trop faible. Par ailleurs, il faut introduire une constante empirique (le 1.1 en facteur) sans quoi la formule sous-estime  $f_p$ .

En résumé, utiliser une dépendance en  $(M_j^2 - 1)^{1/2}$  pour prédire  $f_p$  ne permet pas de suivre la décroissance avec  $M_j$ , et sous-estime la fréquence centrale pour les faibles  $M_j$ . On a vu que l'on pouvait améliorer les choses en augmentant cet exposant. Dans la suite, l'expression traditionnelle est cependant conservée et on va comparer les prédictions aux résultats expérimentaux pour  $f_p / f_p(M_f^{\min})$ , ce qui permet de s'affranchir de la dépendance en la longueur des cellules à  $M_f = 0$ .

### 6.6.1.2 Avec simulation de vol

Nous avons dit plus haut que les deux formules analytiques de prédiction de  $f_p$  en vol, expressions (6.1) et (6.2), dérivées respectivement des modèles d'Harper-Bourne & Fisher [90] et Tam [270], donnaient strictement les mêmes estimations. On utilise donc indistinctement l'une ou l'autre. Pour prédire l'évolution de  $f_p$  à  $\theta_e$  constant, on peut soit déduire l'angle  $\theta_r$  correspondant par les relations données dans Amiet [16], et appliquer l'équation (6.1) ; soit déduire l'angle  $\theta_c$  correspondant et utiliser l'expression (6.2). Pour analyser la variation de  $f_p$  à  $\theta_c$  constant, on peut utiliser directement cette dernière formule.

La longueur moyenne des cellules *aval* sans effet de vol a été estimée à  $1.05 \beta D$  et  $0.97 \beta D$  pour  $M_j = 1.10$  et  $1.15$ , respectivement (voir la figure 3.32). Cependant, l'expression précise de  $L_s^{\text{sol}}$  n'a pas d'importance du moment que l'on adimensionne  $f_p$  par sa valeur à  $M_f = 0$ . Comme il a été mentionné au paragraphe 3.1.2.2, le choix de la valeur appropriée du taux de croissance de cette longueur,  $\alpha_{L_s}$ , dépend de la localisation effective des sources de bruit. On va utiliser ici le facteur de croissance *maximal* de  $\alpha_{L_s} = 0.4$ , ce qui donne  $L_s^{\text{vol}} = L_s^{\text{sol}} (1 + 0.4 M_f)$ . Par ailleurs, les trois expressions pour  $U_c$  en vol envisagées en 3.2.2.4, et déjà utilisées en 4.4.2 pour la prédiction de la fréquence du screech, sont considérées. Le facteur  $\alpha_{U_c}$  défini par  $U_c / U_j$  est considéré constant et pris à 0.65, conformément aux estimations de 5.3.3.1.

L'allongement des cellules fait diminuer  $f_p$  en vol. Par contre, l'influence de  $U_c$  dépend de l'expression considérée.

Ecrire  $U_c = 0.65(U_j - U_f) + U_f$  induit une augmentation de  $U_c$ , ce qui tend à faire croître la fréquence  $f_p$ . De la longueur des cellules ou de la vitesse de convection, selon celui de ces deux paramètres qui l'emporte,  $f_p$  peut croître ou décroître avec  $M_f$ .

Postuler  $U_c = 0.65U_j$  implique que  $U_c$  est constante en vol;  $f_p$  doit donc toujours diminuer.

Avec la formule empirique de Murakami & Papamoschou [173],  $U_c$  diminue d'abord lorsque  $M_f$  augmente, avant de croître éventuellement si  $M_f$  est suffisamment haut pour que le modèle symétrique soit à nouveau valable (voir 3.2.2.4). Ceci explique les comportements très différents des courbes de prédiction.

#### 6.6.1.2.1 $\theta_e$ fixe

Les prédictions de  $f_p/f_p(M_f^{\min})$  en vol à des angles  $\theta_e$  constants sont montrées en figures 6.20, 6.21 et 6.22 pour  $M_j = 1.10, 1.15$  et  $1.35$ , respectivement. Il est assez clair qu'aucune des trois expressions considérées pour  $U_c$  ne permet de prédire correctement l'évolution de  $f_p$  pour les trois directions d'émission isolées. Pire, les expressions de  $U_c$  livrant le meilleur accord varient suivant l'angle. Il semble que l'expression  $U_c = 0.65(U_j - U_f) + U_f$  convienne mieux vers l'aval, alors que  $U_c = 0.65U_j$  est meilleur dans les directions amont. Le cas  $M_j = 1.10$  est toutefois en contradiction avec les deux autres  $M_j$ . Comme dans le cas du screech (voir la partie 4.4.2), l'expression de  $U_c$  de Murakami & Papamoschou [173] est la moins adéquate.

Toutes ces comparaisons ont été effectuées en postulant  $L_s^{\text{vol}} = L_s^{\text{sol}}(1 + 0.4M_f)$ , c'est-à-dire la croissance maximale des cellules en vol d'après le paragraphe 3.1.2.2. Si on diminue ce coefficient, toutes les courbes de prédiction vont pivoter vers le haut.

En conclusion, il manque des données précises sur les évolutions de  $U_c$  et  $L_s$  en vol pour pouvoir conclure. Pour ce qui est de  $L_s$ , il convient d'abord, comme on l'a dit au chapitre 3, de localiser le déplacement de la zone source en vol, avant de pouvoir déduire la variation de cette grandeur. En outre, il faut avoir à l'esprit que la correction angulaire a été calculée pour une source acoustique placée en sortie de tuyère, même si on sait que ce n'est pas le cas pour le BBSAN. L'effet de cette approximation est exacerbé par le fait que les microphones sont placés ici à environ 53 diamètres de tuyère de l'éjection. Une estimation de l'influence de cette approximation sur l'angle de positionnement des microphones est proposée en C.7.1. Les comparaisons avec modèles sont sans doute rendues plus difficiles par cet artefact, et ce surtout vers l'aval, où la variation angulaire du BBSAN est rapide.

#### 6.6.1.2.2 $\theta_c$ fixe

Les prédictions de  $f_p/f_p(M_f^{\min})$  à  $\theta_c$  fixé sont montrées en figure 6.23 pour  $M_j = 1.15$ . Les formules permettent de reproduire la plus forte décroissance de  $f_p$  en vol, par rapport à l'observation à  $\theta_e$  fixé, ce qui est bien normal puisque la décroissance de  $f_p$  vers l'amont est incluse dans le modèle. Là encore, aucune conclusion simple n'est accessible quant à  $U_c$ .

#### 6.6.1.2.3 Paramètres de Tam [270]

Les paramètres choisis par Tam [270] dans son modèle sont évalués maintenant. Il écrit

$$\begin{cases} U_c = 0.70(U_j - U_f) + U_f \\ L_s^{\text{sol}} = \left[ 1.1(1.596 - 0.1773M_j) \left\{ \mu_1 / \left( \pi D_j \sqrt{M_j^2 - 1} \right) \right\} \right]^{-1} \\ L_s^{\text{vol}} = L_s^{\text{sol}}(1 + 0.625M_f) \end{cases} \quad (6.8)$$

Dans le système (6.8),  $\mu_1$  est le premier zéro de la fonction de Bessel de première espèce et d'ordre zéro, soit 2.4048. La formule de  $L_s^{\text{sol}}$  est semi-empirique, et permet d'éviter d'avoir recours au modèle

plus élaboré de Tam *et al.* [279] pour calculer la longueur des cellules à la fin du cône potentiel. Le terme entre accolades est l'expression de l'inverse de la longueur des cellules, issue de l'application du modèle de nappe de vorticité, voir 1.1.3. Le terme entre parenthèses qui précède est empirique et a été introduit par Tam [267] pour traduire le fait que les cellules, dans la zone de production du BBSAN, sont « 15 à 25% plus petites » que la valeur donn e par le modèle de Prandtl. Le facteur 1.1 en tête a été ajouté dans [269] pour permettre un meilleur accord avec les donn es expérimentales. L'application numérique donne approximativement  $L_s^{\text{sol}} = 0.85(M_j^2 - 1)^{1/2} D$  pour  $M_j = 1.10$  et 1.15.

La comparaison entre les fréquences centrales utilisant ces paramètres et ceux que l'on a mesurés est donn e en figures 6.24 et 6.25 pour  $M_j = 1.10$  et 1.15. Prendre la valeur de Tam pour  $L_s^{\text{sol}}$  permet de bien corriger  $f_p$  en  $M_f = 0$ , alors que la forte croissance de la longueur des cellules en vol qu'il postule compense de manière adéquate l'augmentation de  $U_c$  pour livrer un bon accord avec les mesures. Il faut cependant noter que ses paramètres ne correspondent pas à ce qui a été mesuré dans ce travail, bien que l'on n'ait pris en compte que les cellules aval pour calculer une longueur moyenne.

### 6.6.2 Amplitude du bruit de choc large bande en vol

Le fait que le niveau du bruit de choc large bande ne soit pas fondamentalement modifié en situation de vol peut paraître assez illogique. Il est en général admis que la force des chocs ne varie pas en vol, voir 3.1.2.3. On a vu qu'à vrai dire, ce n'était pas tout à fait le cas, mais les variations de la force des cellules ne sont pas grandes. Or, les niveaux des fluctuations turbulentes dans la couche de mélange diminuent beaucoup avec écoulement secondaire, du fait de la réduction du cisaillement au travers de la couche du jet primaire. On pourrait donc s'attendre à ce que le niveau du BBSAN diminue en vol.

Le modèle de bruit de choc large bande développé par Morris & Miller [169] donne une expression de la source de BBSAN en fonction de la force des cellules et des propriétés de la turbulence. Le terme source s'exprime essentiellement comme le produit de l'énergie cinétique turbulente et du carré des variations de pression au travers des cellules (il existe également d'autres termes, contenant notamment les échelles spatiales et temporelles de la turbulence, mais on néglige leur variation ici). Il a été montré en partie 3.2.2.2 qu'en l'absence de screech, les rapports  $v_x^{\text{rms}}/\Delta U$  et  $v_y^{\text{rms}}/\Delta U$  ne variaient quasiment pas en condition de vol (on rappelle que  $\Delta U$  est la différence des vitesses de part et d'autre de la couche de mélange). En faisant l'hypothèse que cette propriété reste vraie dans la direction azimutale, non accessible avec notre montage, on peut estimer le rapport des énergies cinétiques turbulentes entre  $M_f = 0.39$  et  $M_f = 0.05$  par  $[\Delta U(M_f = 0.05)/\Delta U(M_f = 0.39)]^2$ . Pour  $M_j = 1.15$ , ce rapport vaut environ 0.4. Si l'on suppose que la force des cellules reste inchang e en vol, cela donne une diminution du niveau sonore assez faible, de l'ordre de quelques décibels, qui est d'ailleurs observ e. Un autre argument pour justifier que le niveau total du BBSAN ne chute pas beaucoup en vol est l'étirement du réseau de cellules, clairement visible sur les tracés de la partie 3.1.2.3. Il est possible que la zone source occupe de ce fait un volume plus grand, entraînant une compensation partielle de la baisse des niveaux de fluctuation.

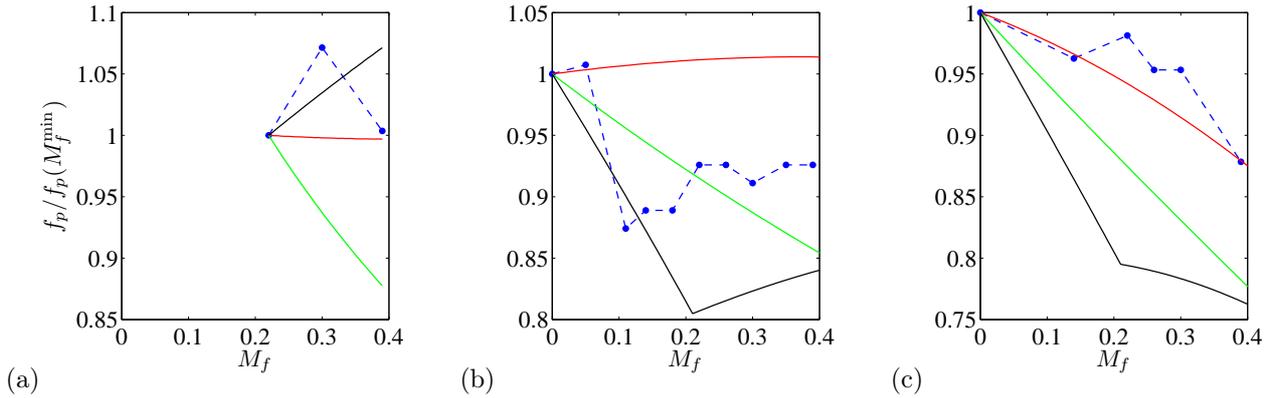


Fig. 6.20 Prédiction de  $f_p/f_p(M_f^{\min})$ ,  $M_j = 1.10$ . (a)  $\theta_e = 37.5^\circ$ , (b)  $\theta_e = 80^\circ$ , (c)  $\theta_e = 130.5^\circ$ . —•— Mesures; — équation (6.2) avec  $U_c = 0.65(U_j - U_f) + U_f$ , — équation (6.2) avec  $U_c = 0.65 U_j$ , — équation (6.2) avec  $U_c$  calculée selon Murakami & Papamoschou [173]. Pour toutes les prédictions,  $L_s = L_s^{\text{sol}}(1 + 0.4 M_f)$ .

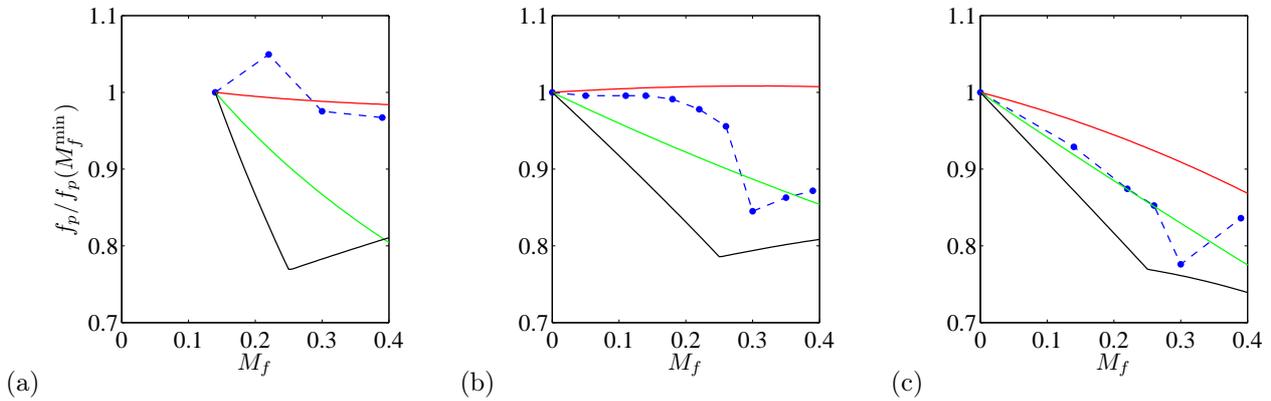


Fig. 6.21 Prédiction de  $f_p/f_p(M_f^{\min})$ ,  $M_j = 1.15$ . (a)  $\theta_e = 37.5^\circ$ , (b)  $\theta_e = 80^\circ$ , (c)  $\theta_e = 130.5^\circ$ . —•— Mesures; — équation (6.2) avec  $U_c = 0.65(U_j - U_f) + U_f$ , — équation (6.2) avec  $U_c = 0.65 U_j$ , — équation (6.2) avec  $U_c$  calculée selon Murakami & Papamoschou [173]. Pour toutes les prédictions,  $L_s = L_s^{\text{sol}}(1 + 0.4 M_f)$ .

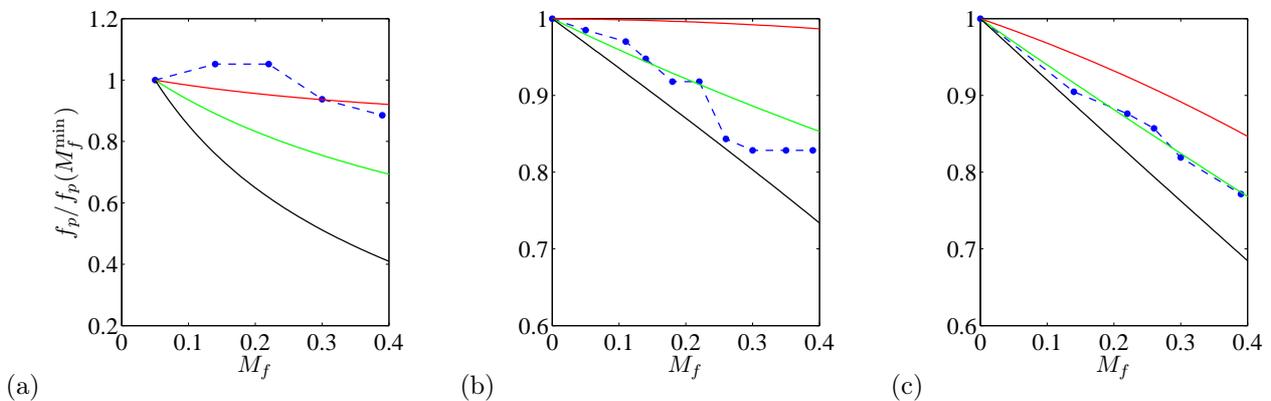


Fig. 6.22 Prédiction de  $f_p/f_p(M_f^{\min})$ ,  $M_j = 1.35$ . (a)  $\theta_e = 37.5^\circ$ , (b)  $\theta_e = 80^\circ$ , (c)  $\theta_e = 130.5^\circ$ . —•— Mesures; — équation (6.2) avec  $U_c = 0.65(U_j - U_f) + U_f$ , — équation (6.2) avec  $U_c = 0.65 U_j$ , — équation (6.2) avec  $U_c$  calculée selon Murakami & Papamoschou [173]. Pour toutes les prédictions,  $L_s = L_s^{\text{sol}}(1 + 0.4 M_f)$ .

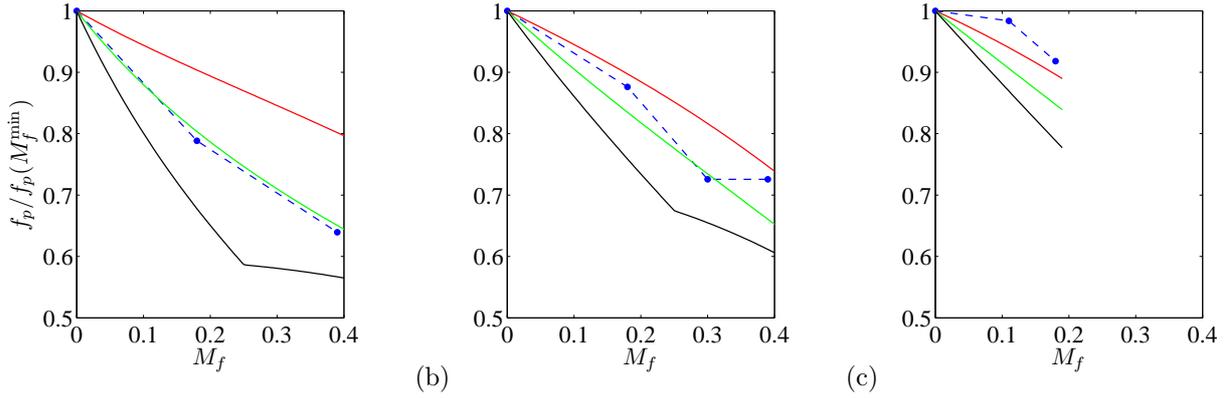


Fig. 6.23 Prédiction de  $f_p/f_p(M_f^{\min})$ ,  $M_j = 1.15$ . (a)  $\theta_c = 60.5^\circ$ , (b)  $\theta_c = 99.5^\circ$ , (c)  $\theta_c = 130.5^\circ$ . —•— Mesures; — équation (6.2) avec  $U_c = 0.65(U_j - U_f) + U_f$ , — équation (6.2) avec  $U_c = 0.65 U_j$ , — équation (6.2) avec  $U_c$  calculée selon Murakami & Papamoschou [173]. Pour toutes les prédictions,  $L_s = L_s^{\text{sol}}(1 + 0.4 M_f)$ .

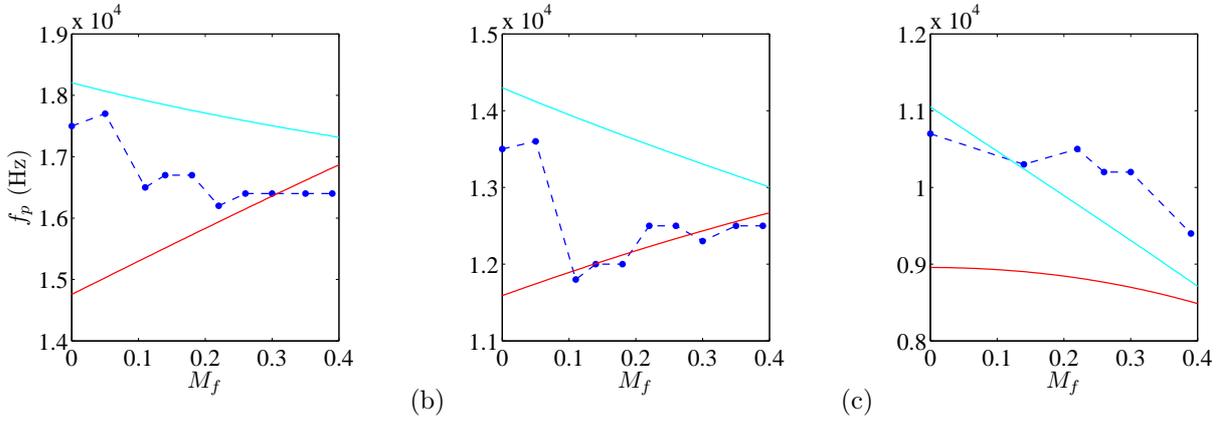


Fig. 6.24 Prédiction de  $f_p$  selon l'équation (6.2), pour  $M_j = 1.10$ . (a)  $\theta_e = 80^\circ$ , (b)  $\theta_e = 100^\circ$ , (c)  $\theta_e = 130.5^\circ$ . —•— Mesures; —  $f_p$  avec  $U_c = 0.7U_j + 0.3U_f$  et  $L_s = 1.05\beta D(1 + 0.4M_f)$ , —  $f_p$  avec  $U_c = 0.7U_j + 0.3U_f$  et  $L_s$  d'après l'équation (6.8).

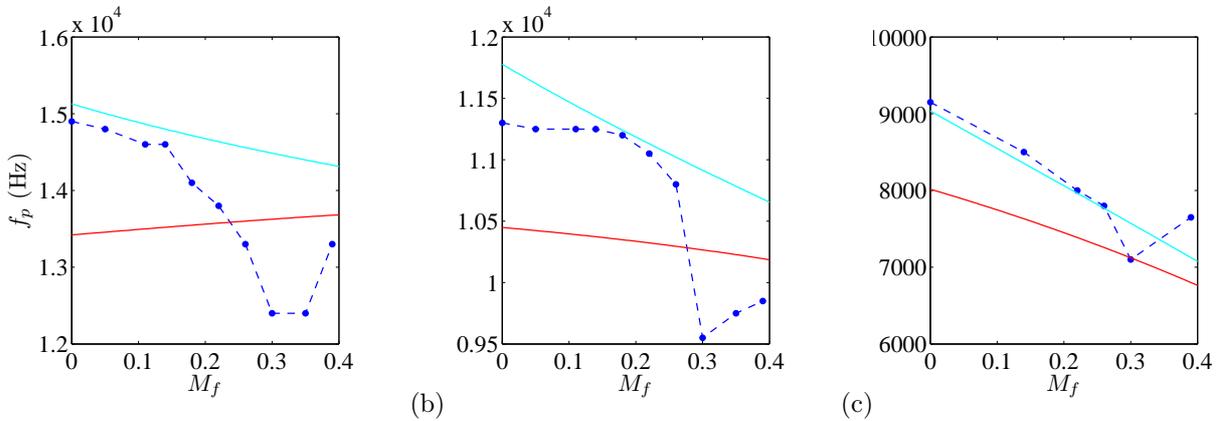


Fig. 6.25 Prédiction de  $f_p$  selon l'équation (6.2), pour  $M_j = 1.15$ . (a)  $\theta_e = 80^\circ$ , (b)  $\theta_e = 100^\circ$ , (c)  $\theta_e = 130.5^\circ$ . —•— Mesures; —  $f_p$  avec  $U_c = 0.7U_j + 0.3U_f$  et  $L_s = 0.97\beta D(1 + 0.4M_f)$ , —  $f_p$  avec  $U_c = 0.7U_j + 0.3U_f$  et  $L_s$  d'après l'équation (6.8).

# Conclusion

## Synthèse

Cette thèse est une étude expérimentale de l'effet du vol d'avancement sur le bruit de choc de jets supersoniques sous-détendus. On en établit ici une synthèse chapitre par chapitre.

Le bruit de choc est une composante du bruit émis par les jets imparfaitement détendus, qui se décline en une partie tonale, nommée screech, et une partie large bande, le bruit de choc large bande (BBSAN). Il provient de l'interaction entre un réseau de cellules de choc se formant dans le jet et la turbulence présente dans la couche de mélange du jet. Ces deux éléments ont été étudiés dans ce travail.

Le réseau de cellules de choc a été exploré *via* des visualisations strioscopiques, des mesures de pression, et des mesures de vitesse par LDV et PIV. Il a été montré que ces deux dernières techniques étaient adéquates pour étudier les jets choqués, et en particulier que les particules d'ensemencement parvenaient à suivre l'écoulement moyen de manière satisfaisante, même dans le cas où un choc droit existe au sein de la première cellule. Les différents résultats ont été assemblés pour obtenir une image précise et complète du champ moyen de jets sous-détendus. Il faut bien noter que de telles mesures ont rarement été réalisées dans les jets étudiés ici. Il a été montré que chaque cellule pouvait se décomposer en une zone de détente où la pression diminue et la vitesse augmente, une zone neutre où les gradients longitudinaux de ces grandeurs sont quasiment nuls et une zone de compression où la pression augmente et la vitesse diminue. Dans la direction transverse, pression et vitesse évoluent cependant au sein des zones neutres. En fin de cellule, les conditions d'écoulement sont similaires à ce qu'elles étaient en début de cellule, ce qui explique le caractère quasi-périodique de ces jets. Seule la couche de mélange s'épaissit vers l'aval, entraînant un raccourcissement et un affaiblissement des cellules. Un point à noter est que les jets imparfaitement détendus étudiés ici ne contiennent pas de chocs à proprement parler, mis à part le choc droit apparaissant dans la première cellule du jet à  $M_j = 1.50$ . Même dans ce cas, les gradients sont à nouveau relativement faibles au niveau des cellules responsables du bruit de choc, si bien qu'il semble inadéquat de modéliser celui-ci par une interaction entre des chocs forts et la turbulence, comme cela a été tenté par le passé. Au contraire, les cellules se caractérisent par une modulation (constituée d'accélération et de décélération) de l'écoulement moyen, qui s'étend jusque dans la zone subsonique de la couche de mélange. Il est donc même possible que cette zone ait également une part dans la genèse du bruit de choc.

A la connaissance de l'auteur, certains résultats de l'étude de la turbulence des jets sous-détendus sont originaux. Il a été mesuré que les taux de turbulence axiaux et radiaux dans la couche de mélange sont quasiment constants pour les jets à  $M_j = 1.10$  et  $1.15$  et que les niveaux sont proches de ceux rencontrés dans les jets subsoniques. Pour  $M_j = 1.35$  et  $1.50$ , il apparaît que la structure de cellules a un rôle d'inhibiteur de fluctuations. Les fluctuations de la vitesse axiale sont maximales en fin de zone de compression et minimales en fin de zone de détente, avec des niveaux toujours inférieurs à ceux rencontrés dans les jets subsoniques, hormis dans la première cellule qui se comporte différemment.

Des corrélations spatiales de vitesse ont été calculées à partir des champs obtenus par PIV. L'analyse des échelles intégrales de longueur de la turbulence a permis de montrer que de ce point de vue également, les jets étudiés étaient semblables aux jets subsoniques. Seules quelques oscillations en phase avec le réseau de cellules ont pu être notées pour les valeurs de  $M_j$  les plus élevées. Les contours de corrélation ont une forme approximativement elliptique et ont été analysés en conséquence. Il a été montré que si l'inclinaison moyenne des contours par rapport à l'axe du jet était similaire à celle des jets subsoniques, les structures pivotent à  $M_j = 1.35$  et  $1.50$  en suivant les mouvements des lignes de courant moyennes, qui sont induits par la force des cellules. La vitesse de convection des structures a été estimée par déflectométrie. Même si une certaine variabilité des résultats aux paramètres de calcul est à noter, il est assez clair que la vitesse de convection augmente dans la zone de détente et diminue dans la région de compression, les oscillations de cette vitesse étant croissantes avec la force des cellules. La déflectométrie a également été utilisée pour calculer des temps de corrélation des structures turbulentes. Il a été montré que par cette technique, des temps de corrélation bien inférieurs (d'un facteur 10 environ) à ceux mesurés par d'autres méthodes sont obtenus; ceci peut provenir du caractère non ponctuel de la visualisation, entraînant la superposition sur une même image de fines structures turbulentes décorréliées réparties dans l'azimut du jet, ou encore de la nature même de la grandeur mesurée (une dérivée spatiale de la masse volumique). Néanmoins, il semble qu'aux fortes valeurs de  $M_j$ , le temps de vie des structures soit plus faible en fin de cellule qu'au milieu, ce qui indique à nouveau un effet du réseau de cellules sur la turbulence.

La présence d'un écoulement secondaire entraîne un étirement considérable du réseau de cellules et un allongement des cellules individuelles, ce qui s'explique par la diminution du taux de croissance des couches de mélange. En conséquence, la force des cellules aval augmente avec écoulement secondaire. De plus, les taux de turbulence décroissent en situation de vol simulé, en raison d'un plus faible cisaillement moyen au travers de la couche de mélange. La décroissance mesurée est telle que  $v_{x,y}^{\text{rms}}/\Delta U$  est une constante, avec  $\Delta U$  la différence des vitesses de part et d'autre de la couche de cisaillement.

L'effet du vol d'avancement sur le screech émis par des jets sous-détendus a été étudié. On a pu confirmer que le screech était très sensible aux conditions de l'expérience. En particulier, il apparaît impossible d'obtenir une bonne répétabilité du screech dans une même installation, et *a fortiori* entre deux installations différentes. Une conséquence de cette situation est qu'il ne semble pas pertinent de chercher à prédire numériquement le niveau du screech, si ce n'est pour dire s'il sera fort ou faible.

En s'inspirant des travaux de Massey & Ahuja [143], deux expressions ont été proposées pour prédire la fréquence du screech  $f_s$  pour les modes A1 et B (les autres modes ayant déjà été traités par eux). Comme dans ce travail, il apparaît que prendre une dépendance en  $M_j$  selon  $(M_j^2 - 1)^{1/3}$  améliore beaucoup la prédiction de  $f_s$ , bien que l'on considère généralement que la longueur de référence de la boucle de rétroaction est la longueur des cellules, qui varie théoriquement en  $(M_j^2 - 1)^{1/2}$ . En vol, la fréquence du screech décroît, ce qui est bien prédit par la formule issue du modèle de Powell [215].

Le comportement modal du screech en vol a été étudié à partir de signaux de pression acquis par une antenne circulaire de microphones placée dans le champ proche du jet supersonique. Divers traitements ont été proposés pour caractériser les modes. Plusieurs sauts de fréquence, dénotant des sauts de mode, ont été repérés lorsque la vitesse de vol augmente. Aucun n'a pu être relié à un changement dans le contenu azimutal du screech. La rotation du plan d'antisymétrie des modes de screech battant a été caractérisée. Il a été montré qu'elle provenait de la coexistence de deux hélices contrarotatives de fréquences légèrement différentes. Il semble que ce soit la première fois qu'une explication proposée pour la rotation du plan est validée par des mesures.

Une partie conséquente de ce travail a été dédiée à l'étude de l'effet du screech sur le développement d'un jet sous-détendu et sur le bruit de choc large bande émis par celui-ci. L'existence d'un battement d'ensemble de jets soumis à un mode antisymétrique du screech a été observée et ce mouvement a été relié à l'émission tonale, par la mise en évidence de la coïncidence entre la fréquence de battement du jet et celle du screech. Il a été montré, comme l'avait fait Panda [194] notamment, que les chocs oscillent à la fréquence du screech, mis en mouvement par le passage périodique des structures turbulentes constituant la partie interne de la boucle de rétroaction. Le caractère tridimensionnel de cette oscillation pour les modes antisymétriques du screech a également été étudié, par l'utilisation de deux montages Schlieren perpendiculaires. Il apparaît très clairement que le plan d'antisymétrie existant dans le champ acoustique se prolonge dans le jet, et que les chocs oscillent de manière antisymétrique autour de celui-ci. S'il se met à tourner, les chocs vont alors osciller autour d'un plan tournant.

Il n'existe pas de consensus dans la littérature à propos de l'effet du screech sur le bruit de choc large bande. L'opinion générale est cependant qu'il faut supprimer le premier lorsqu'on veut étudier le second. Le fait qu'aucune composante de screech n'est émise par les jets rencontrés dans l'aviation civile et que les forts niveaux observés avec notre installation risquent de forcer le développement du jet semblent de bonnes raisons pour tenter de supprimer le screech. La difficulté est toutefois de l'atténuer sans perturber le réseau de cellules. La technique des créneaux taillés dans la lèvre de la tuyère, déjà utilisée à la NASA [41], a été testée. A l'aide de visualisations Schlieren, de profils de pression statique, de mesures acoustiques et de spectres de turbulence dans la couche de mélange, il a pu être montré que cette technique n'est pas intrusive, ce qui signifie qu'elle élimine le screech sans endommager le réseau de cellules.

L'effet du screech sur le développement du jet a pu être déduit de comparaisons entre jets screechant et non-screechant. D'abord, on sait par la littérature que le screech entraîne un accroissement du mélange turbulent dans les jets, induit par les structures tourbillonnaires intenses typiques des jets screechant. Nous avons montré qu'un fort screech entraîne aussi un amortissement prématuré de la structure de cellules, ce qui provient probablement de cette augmentation du mélange. Ensuite, l'effet de la composante tonale sur le développement de la couche de mélange a été considéré. Une augmentation du taux de croissance de la couche de mélange a été mise en évidence lorsque le jet est excité par le screech. En conséquence, les échelles de longueur de la turbulence augmentent plus rapidement en sa présence. Alors que leur croissance est linéaire dans un jet sans screech, les courbes des  $L_{ii}^{(j)}$  montrent des maxima locaux avec screech. A ces positions, des creux de corrélation spatiale fortement négatifs sont visibles, et il a été montré que les grandes structures cohérentes ainsi mises en évidence constituent la partie interne de la boucle de rétroaction. Un effet du screech est aussi visible sur les taux de turbulence. A l'aspect plat des intensités turbulentes sans screech sont substitués des maxima locaux de fluctuations. De manière générale, les taux de turbulence sont plus forts lorsque du screech est présent, ce qui a été relié à une augmentation des fluctuations pour les basses fréquences (inférieures à 10 kHz) d'après les spectres obtenus par déflectométrie. Il est donc évident que le screech marque le développement de la turbulence dans la couche de mélange, par le biais du forçage de la couche de mélange initiale par le signal acoustique.

L'existence d'un effet du screech sur le bruit de choc large bande a été clairement démontrée par comparaison entre les propriétés du BBSAN avec et sans screech. Un phénomène de synchronisation entre le screech et le BBSAN a été observé, ce qui peut s'expliquer par le fait que la vitesse de convection des structures turbulentes (et probablement aussi la longueur des cellules) est pilotée par le mode du screech. En supprimant le screech, l'évolution de la fréquence centrale du BBSAN ( $f_p$ ) selon  $M_j$  devient lisse, et  $f_p$  augmente toujours par rapport à un jet screechant. Des mesures acoustiques en champ lointain indiquent de plus que le BBSAN est atténué dans un jet screechant, de manière

assez variable selon  $M_j$ . Des mesures en champ proche ont montré qu'un excédent de BBSAN semble provenir des cellules aval dans le cas d'un jet n'émettant pas de screech, c'est-à-dire celles-là même qui sont fortement atténuées en présence de cette composante tonale. Ces mesures suggèrent également que la fréquence du BBSAN émis par les cellules augmente lorsqu'on se décale vers l'aval dans le jet. Ainsi, nous proposons que la diminution de  $f_p$  dans un jet screechant par rapport au cas sans screech découle également de l'atténuation des cellules aval.

L'effet d'une *tab*, *i.e.* d'une intrusion métallique de faible dimension dans la couche de cisaillement initiale, a pu être évalué par comparaison avec les jets issus de la tuyère crénelée. La présence de la *tab* engendre un rapetissement et une atténuation des cellules, ainsi qu'une perte de symétrie du jet. Une telle technique permet de reproduire assez fidèlement l'augmentation de  $f_p$  induite par l'élimination du screech. Ce succès semble fortuit néanmoins puisqu'une telle tendance doit venir de la réduction de la taille des cellules, qui est un effet de la *tab*, et non de l'absence de screech. L'amplitude du BBSAN est plus faible avec *tab* qu'avec la tuyère crénelée (d'environ 4dB en général pour le pic spectral), ce qui correspond bien à l'atténuation de la structure de cellules citée ci-dessus. Mais le problème capital de l'utilisation d'une *tab* est sans doute la variabilité du BBSAN selon la position de la *tab* par rapport aux microphones en champ lointain. Toutes ces considérations mènent à la conclusion que l'utilisation d'une tuyère crénelée est plus adaptée à la suppression du screech lorsqu'il s'agit d'étudier le bruit de choc large bande.

L'effet du vol sur le bruit de choc large bande a finalement été abordé. Lorsqu'on observe le jet à un angle d'émission constant, ce qui permet d'isoler les effets de la modification de la source acoustique due au vol, la fréquence centrale et la largeur de la bosse principale du BBSAN diminuent avec une augmentation de la vitesse de l'écoulement secondaire. Son amplitude maximale reste approximativement constante et son niveau intégré en fréquence diminue de quelques décibels jusqu'à un Mach de vol de 0.4. En conséquence, on assiste à une concentration de l'énergie du BBSAN dans la bosse principale. A un angle convecté fixé, les tendances ci-dessus sont renforcées par la directivité du BBSAN.

Il a été observé que les formules de prédiction de  $f_p$  en situation de vol issues des modèles de Harper-Bourne & Fisher [90] et Tam [270] donnaient les mêmes estimations. Les comparaisons avec les mesures sont assez sensibles aux choix réalisés à propos de l'évolution en vol de la longueur des cellules et de la vitesse de convection. Le faible effet du vol sur l'amplitude du BBSAN peut s'expliquer par le fait que la force des cellules n'est pas considérablement modifiée par l'écoulement secondaire, alors que l'intensité de la turbulence décroît d'un facteur relativement faible, inférieur à 10.

## Perspectives

Peu d'études ont été menées sur la localisation des sources de bruit de choc large bande. En particulier, la technique de formation de voies semble avoir été très peu appliquée au BBSAN, et il serait intéressant de connaître précisément les cellules sources, en fonction des points de fonctionnement des écoulements supersonique ( $M_j$ ) et subsonique ( $M_f$ ), de sorte à quantifier le décalage vers l'aval présumé des sources lorsque  $M_j$  et  $M_f$  augmentent. Savoir ceci permettrait de sélectionner les cellules pertinentes pour calculer une longueur moyenne, ce qui rendrait possible une estimation de l'allongement de cette longueur due au vol d'avancement.

Des mesures complémentaires de l'effet de l'écoulement secondaire sur la vitesse de convection  $U_c$  des structures turbulentes sont nécessaires pour savoir si  $U_c$  s'écrit plutôt  $\alpha U_j$  ou  $\alpha (U_j - U_f) + U_f$ , avec  $U_j$  la vitesse du jet supersonique parfaitement détendu et  $U_f$  la vitesse de vol, ou encore autrement. Ceci est important pour la prédiction des fréquences du screech et du BBSAN en vol.

Une autre mesure importante pour la prédiction de  $f_s$  semble être celle de la longueur de l'onde stationnaire s'établissant dans le champ proche hydrodynamique d'un jet émettant du screech. D'après Panda [195], ce serait la longueur de référence pour  $f_s$ , en lieu et place de la longueur des cellules. Si cette dimension évolue selon  $M_j$  en  $(M_j^2 - 1)^{1/3}$ , cela fournirait une explication à l'apparition de l'exposant 1/3 dans la formule de prédiction du screech, à la place de l'exposant 1/2 traditionnel.

Un aspect qui n'a pas été abordé dans ce travail est l'influence de l'épaisseur de la couche limite se développant sur la paroi extérieure de la tuyère de l'écoulement supersonique, mentionnée par Sarohia & Massier [239]. Les mesures aérodynamiques ont été réalisées ici avec une sortie coplanaire pour les écoulements primaire et secondaire. Cette couche limite extérieure doit donc être relativement fine dans notre expérience, par rapport à d'autres montages. Or, il est probable que l'influence du vol dépende de cette épaisseur. Une étude paramétrique permettrait d'en quantifier l'influence, mais risque d'être assez lourde à mener.

Je termine ces perspectives par une remarque portant sur le mécanisme de genèse du bruit de choc large bande. Les deux grands modèles du BBSAN, de Harper-Bourne & Fisher [90] et Tam [281, 267], reposent sur l'hypothèse que les structures turbulentes responsables du bruit sont cohérentes sur plusieurs cellules. Les mesures ou les estimations de la corrélation de la turbulence réalisées dans cette thèse vont plutôt à l'encontre de cette hypothèse, et il a été vérifié qu'elles étaient en accord avec d'autres études. On dit traditionnellement que les ondes d'instabilité, censées être responsables du bruit de choc, sont masquées par les petites structures turbulentes dans les jets à haut nombre de Reynolds, ce qui expliquerait que nous ne les voyions pas. L'application de techniques avancées de traitement du signal, comme la POD (*Proper Orthogonal Decomposition*), aux images Schlieren ainsi qu'aux champs de vecteur-vitesse acquis, pourrait permettre de faire ressortir les ondes d'instabilité de la couche de mélange. Par ailleurs, le calcul du temps de corrélation de la turbulence fréquence par fréquence donnerait sans doute une idée plus juste des longueurs de corrélation. On peut voir en effet chez Panda [196] que la corrélation est bien plus forte dans les bandes de fréquences pertinentes pour le bruit de choc que dans un calcul large bande, comme il a été fait ici. Parallèlement, on peut se demander si la directivité du BBSAN, et en particulier l'effet Doppler observé sur les fréquences, pourrait s'expliquer autrement que par des interférences entre sources. Dans cette optique, il serait intéressant d'étudier en détail l'émission acoustique d'une couche de mélange impactée par une onde de compression isolée, ce qui a déjà été abordé par Lui & Lele [138], pour déterminer si une seule onde de compression suffit à produire un bruit possédant les caractéristiques principales du BBSAN. Une telle expérience nous renseignerait sur les éléments essentiels à l'émission de bruit de choc large bande.



# Annexe A

## Techniques de mesure et validation

Des détails sur les techniques de mesure sont présentés dans cette annexe. En particulier, leur validation est abordée ainsi qu’une discussion sur leurs limitations.

### A.1 Mesures acoustiques en champ lointain

#### A.1.1 Instrumentation

Les transducteurs utilisés pour les mesures en champ lointain sont des microphones condensés de la marque PCB Piezotronics, champ libre, composés de capsules de 6.35 mm de diamètre (un quart de pouce) du type 377B01 et 377C01 montées sur un préamplificateur 426B03. Ils sont alimentés directement par le câble BNC (*Bayonet Neill-Concelman*) rapatriant les signaux mesurés vers la carte d’acquisition (technologie IEPE, pour *integrated electronics piezoelectric*). Les réponses en fréquence du préamplificateur et de la capsule d’un microphone particulier sont reportées en figure A.1 en guise d’exemple. La réponse du préamplificateur est plate de 10 Hz à 126 kHz, déviant de moins de 0.03 dB sur toute cette plage, qui contient la gamme des fréquences d’intérêt pour ce travail. La réponse en fréquence de la capsule, mesurée en incidence normale et sans grille, est plate  $\pm 0.5$  dB entre 20 Hz et 20 kHz et  $\pm 2$  dB entre 20 Hz et 100 kHz. Ces caractéristiques s’étendent aux autres microphones utilisés, avec des variations de quelques dixièmes de décibel. Pour toutes les mesures acoustiques en champ lointain, les capsules ont été utilisées sans grille protectrice et en incidence normale, ce qui correspond aux conditions de mesure de la figure A.1 (b) et aux recommandations de Viswanathan [301]. Cet ensemble constitué d’une capsule et d’un préamplificateur peut mesurer des niveaux de pression jusqu’à 165 dB d’après le fabricant. Aucune correction de la réponse en fréquence des microphones n’a été appliquée dans ce travail étant donné son caractère plat.

Les signaux mesurés par les microphones sont acheminés par câbles BNC vers le châssis d’acquisition National Instruments PXI-1006 équipé de cartes NI-PXI 4472 permettant d’échantillonner jusqu’à

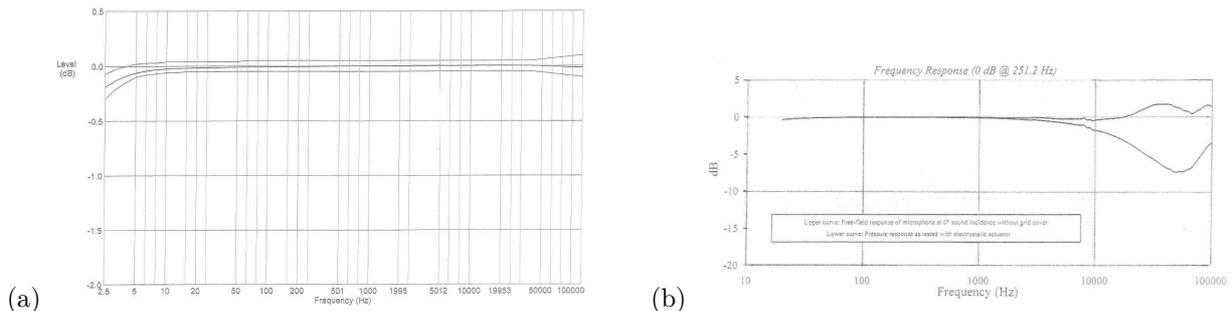


Fig. A.1 Spécifications du constructeur pour (a) le préamplificateur PCB 426B03 SN 016591 et (b) la capsule PCB 377C01 SN 115502, qui représentent le matériel utilisé pour la majorité des mesures acoustiques.



Fig. A.2 (a) Antenne polaire de directivité en champ lointain, (b) détail du support des microphones.

102 400 Hz. Ce châssis inclut un filtre anti-repliement.

## A.1.2 Montage

### A.1.2.1 Antenne en champ lointain

On définit l'angle polaire de directivité en champ lointain en prenant comme origine du repère le centre de la tuyère  $O$  et en comptant  $\theta$  à partir de l'axe du jet dirigé vers l'aval (voir la figure 2.11). Une antenne de microphones, que l'on peut voir en figure A.2, a été utilisée pour la grande majorité des mesures en champ lointain. Treize microphones sont placés tous les  $10^\circ$  de  $\theta = 30^\circ$  à  $\theta = 150^\circ$ . Ils sont fixés au bout de mâts montés sur une barre horizontale parallèle à l'axe du jet. Les extrémités des mâts forment un arc de cercle centré en  $O$  pour que les distances de propagation soient les mêmes pour tous les microphones. Compte tenu des contraintes géométriques, une distance  $O$  - microphones de  $R_m = 2.02$  m a pu être aménagée, ce qui correspond approximativement à  $52 D$ , avec  $D = 38.7$  mm. Les transducteurs sont fixés horizontalement, pointant vers  $O$  pour assurer approximativement une incidence normale à la membrane. Les mâts sont entourés de coques en laine de roche d'une épaisseur de 30 mm pour limiter les réflexions. De même, dans la chambre sourde, toute surface réfléchissante située à proximité des microphones a été couverte autant que possible par un matériau absorbant, notamment la zone aval de la veine subsonique située en face des transducteurs les plus en amont.

Viswanathan [305] a établi que le champ lointain acoustique et géométrique était atteint à 45 diamètres de la tuyère pour un jet simple supersonique non chauffé. Notre éloignement de  $52 D$  semble donc suffisant, au moins en l'absence de vol simulé. On peut tout de même vérifier l'influence de la distance sur l'hypothèse de champ lointain géométrique. Comme les microphones sont à une distance finie du jet, l'espacement non nul entre la sortie de tuyère et la source acoustique fait que celle-ci est vue par chaque microphone selon un angle d'incidence différent de l'angle de positionnement, d'une distance légèrement différente de 2.02 m. Il convient donc (1) d'évaluer la distance réelle de chaque microphone à une source située en aval du plan de sortie de tuyère et d'en déduire un effet sur les niveaux mesurés ; (2) de vérifier que les microphones sont bien omnidirectionnels dans le secteur angulaire comprenant les angles d'incidence des différentes sources ; (3) de vérifier que la directivité de la source évolue peu sur ce secteur.

L'évolution de la distance source-microphones a été évaluée pour différents  $\theta$  et  $M_j$ . Une position moyenne de la source a été prise au niveau de la septième cellule du jet, qui est approximativement la position de la source du bruit de choc large bande, alors que le screech est émis par les cellules plus proches de la tuyère (voir les paragraphes 1.2.3.5 et 1.2.4.7). La longueur moyenne des cellules est prise à  $1.12\beta D$  d'après Seiner & Norum [251]. Les résultats pour  $M_j = 1.10, 1.15, 1.35$  et  $1.50$  sont présentés en figure A.3 (a). On peut alors calculer les corrections de niveau de bruit à appliquer si l'on voulait

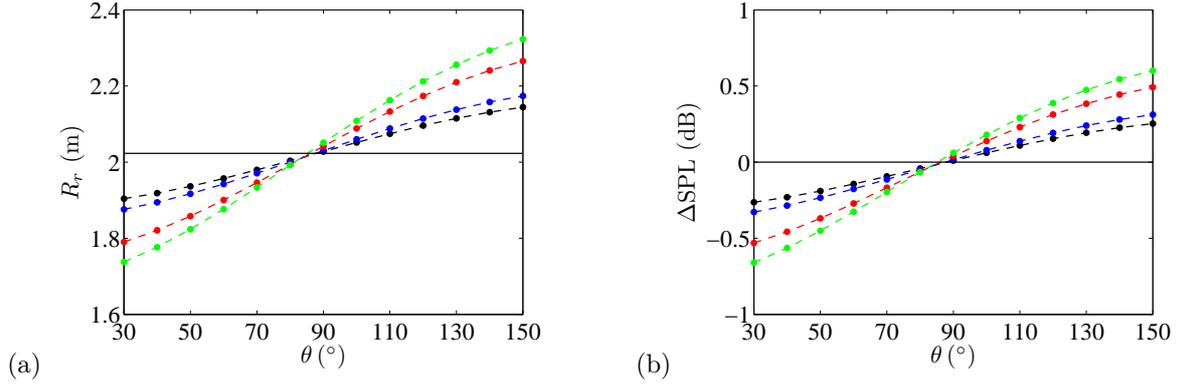


Fig. A.3 (a) Variation avec  $\theta$  de la distance réelle  $R_r$  entre une source située sur l'axe du jet à  $7 \times 1.12 (M_j^2 - 1)^{1/2} D$  de la tuyère et les microphones de l'antenne ( $D = 38.7$  mm); (b) correction du niveau de bruit pour ramener toutes les distances à  $R_m = 2.02$  m. —●—  $M_j = 1.10$ , —●—  $M_j = 1.15$ , —●—  $M_j = 1.35$ , —●—  $M_j = 1.50$ . Les barres horizontales représentent la distance de 2.02 m et la correction nulle associée.

ramener tous les microphones à une distance  $R_m$  de la source, suivant [302]

$$\Delta\text{SPL} = -10 \log (R_m/R_r)^2 \quad (\text{A.1})$$

où  $R_r$  est la distance réelle en mètres entre le centroïde des sources et les microphones de l'antenne. L'équation (A.1) suppose une propagation linéaire des ondes acoustiques avec une évolution en  $1/r^2$  du niveau de bruit,  $r$  étant la distance à la source. Ces termes correctifs sont montrés en figure A.3 (b). On voit que l'effet sur les niveaux mesurés par les transducteurs de l'antenne n'excède pas 1 dB, quels que soient  $\theta$  et  $M_j$ .

Pour le deuxième point, on a encore considéré que la source était située sept cellules de choc en aval. Les mêmes valeurs de  $M_j$  que précédemment sont considérées. D'après la figure A.4, les angles d'incidence sont maximaux pour les microphones au droit du jet et augmentent avec  $M_j$ , du fait de l'éloignement de la source par allongement des cellules. L'écart maximal à l'incidence normale est d'environ  $10^\circ$ . On vérifie sur les spécifications du constructeur que pour une telle incidence, les transducteurs sont omnidirectionnels à moins de 1 dB près, ce qui assure que les sources seront perçues de la même manière par tous les microphones.

Enfin, il faut noter que les angles réels de positionnement des microphones par rapport à la source de bruit sont différents des angles mesurés par rapport à la sortie de tuyère. L'écart est précisément égal à l'angle d'incidence montré en figure A.4, qui doit être ajouté à  $\theta$  pour trouver le vrai angle de positionnement. L'écart est donc significatif, et plus important pour les microphones au droit du jet. Ainsi, la directivité mesurée du bruit de choc est quelque peu distordue et décalée vers l'aval par rapport à la réalité. En revanche, cet artefact n'est pas gênant lorsqu'on compare des spectres pour en déduire l'effet du vol sur les composantes de bruit, voir la partie C.7.1. On confirme donc ici la conclusion écrite en C.8 : il faut placer les microphones le plus loin possible du jet en gardant à l'esprit les limitations évoquées ci-dessus.

### A.1.2.2 Mesures avec bras pivotant

Pour compléter l'étude de l'effet du vol d'avancement sur les spectres acoustiques en champ lointain, il était souhaitable d'avoir accès à des angles fractionnaires qui n'étaient pas représentés sur l'antenne de directivité. En effet, la réfraction due à la couche de mélange externe oblige à traduire l'angle marquant la position du microphone,  $\theta$ , en un angle d'émission  $\theta_e$  ou un angle de convection  $\theta_c$  (voir l'annexe C). L'évolution de n'importe quelle grandeur extraite des spectres, par exemple la fréquence

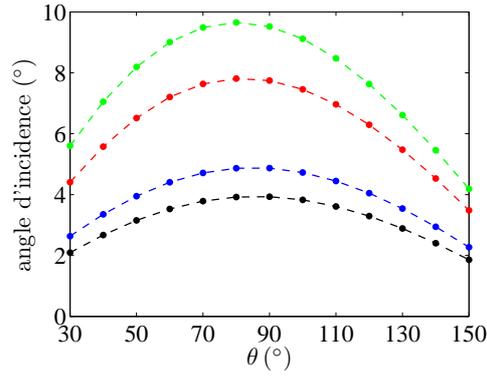


Fig. A.4 Variation avec  $\theta$  de l'angle d'incidence sur les microphones de l'antenne des rayons acoustiques issus d'une source située sur l'axe du jet à  $7 \times 1.12 (M_j^2 - 1)^{1/2} D$  de la tuyère ( $D = 38.7$  mm). —●—  $M_j = 1.10$ , —●—  $M_j = 1.15$ , —●—  $M_j = 1.35$ , —●—  $M_j = 1.50$ .

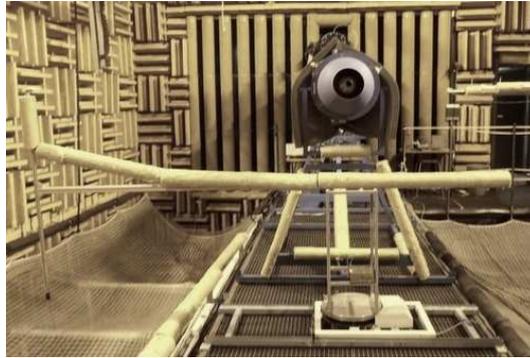


Fig. A.5 Bras pivotant utilisé pour atteindre des angles  $\theta_e$  ciblés.

centrale du bruit de choc large bande, n'a de sens que si on la trace en fonction de  $\theta_e$  ou  $\theta_c$ . D'où la nécessité de documenter certains angles  $\theta_e$  ou  $\theta_c$  précis pour compléter les courbes documentant l'effet du vol. Faute de temps, seul le cas de  $\theta_e$  a été traité. Les angles  $\theta_e = 37.5^\circ$  et  $130.5^\circ$  ont été sélectionnés. Ils ont été atteints grâce à un microphone placé sur un bras pivotant, à la même distance que les microphones de l'antenne polaire en champ lointain, dans le plan horizontal contenant l'axe du jet, *cf.* figure A.5.

Les angles de positionnement du microphone mobile correspondant aux valeurs cibles de  $\theta_e$  ont été calculés par la méthode explicitée en annexe C et sont représentés en table A.1. On considère qu'ils sont valables pour tout  $M_j$ .

### A.1.3 Points de mesure

Plusieurs configurations ont été étudiées, qui se définissent par une combinaison {tuyère primaire + tuyère secondaire} particulière. Pour chaque configuration, la matrice des points mesurés est un sous-ensemble d'une matrice globale à deux dimensions où  $M_j$  varie de 1.0 à 1.5 par pas de 0.05 et où

		$\theta_e$	
		$37.5^\circ$	$130.5^\circ$
$M_f$	0.14	$43.4^\circ$	$134.9^\circ$
	0.22	$46.0^\circ$	$138.2^\circ$
	0.30	$48.1^\circ$	$142.3^\circ$

Tab. A.1 Valeurs de  $\theta$  à régler pour les cibles de  $\theta_e$ , en fonction de  $M_f$ .

$M_f = \{0, 0.05, 0.11, 0.14, 0.18, 0.22, 0.26, 0.30, 0.35, 0.39\}$ .

#### A.1.4 Déroulement des mesures

Tous les jours de mesure, les microphones sont étalonnés à l'aide d'un pistonphone Brüel & Kjaer 4231 délivrant un signal sinusoïdal à 1000 Hz d'amplitude 1 Pa. Cette procédure permet de déduire la sensibilité des microphones, qui varie en effet en fonction des conditions atmosphériques, même si les écarts d'un jour à l'autre sont le plus souvent minimales (en général, de l'ordre du centième de millivolts sur une sensibilité d'environ  $2.5 \text{ mV.Pa}^{-1}$ ).

Comme on l'a dit en A.1.3, une matrice de points à deux dimensions est parcourue pour chaque configuration étudiée. Comme le réglage de  $M_j$  est le plus long et également le plus critique, tous les  $M_f$  associés à un  $M_j$  sont explorés avant de modifier le réglage du jet supersonique. Avant chaque nouvelle valeur de  $M_j$ , et pour assurer la précision du réglage de cette grandeur, la pression atmosphérique est actualisée et un zéro des capteurs de pression permettant le contrôle des conditions génératrices est fait.

Les signaux acoustiques sont échantillonnés à 102 400 Hz. Les spectres acoustiques sont calculés en temps réel par un programme LABVIEW moyennant en œuvre la méthode de Welch [313]. Le signal est divisé en  $n$  blocs d'une seconde, sans recouvrement. Des spectres sont calculés sur chacun des blocs avec un fenêtrage de Hanning. Ils sont ensuite moyennés, ce qui donne le spectre final qui est enregistré.  $n$  a été pris à 120 ou 60.

#### A.1.5 Quantification du masquage par la tuyère secondaire

Il a été mentionné en partie 2.1.4.2 que la tuyère secondaire utilisée pour l'essentiel des mesures a le même plan de sortie que la tuyère primaire. Cette propriété constitue une différence par rapport à la majorité des installations similaires, dont les caractéristiques principales sont consignées en table 1.2. Le décalage vers l'amont de la sortie de l'écoulement secondaire est généralement introduit pour éviter un masquage des sources acoustiques par la tuyère secondaire lors des mesures depuis l'amont. Il convient de quantifier cet effet sur le présent montage. On compare donc ici les spectres acoustiques mesurés avec et sans tuyère secondaire, pour  $M_f = 0$ . Pour éviter les effets parasites du screech, on considère des points où il est similaire entre les deux configurations.

On vérifie par la figure A.6 que les spectres mesurés vers l'aval sont très proches, ce qui suggère que la modification de l'entraînement liée à la présence de la tuyère secondaire a peu d'effet sur l'émission acoustique du jet supersonique. Les spectres mesurés aux trois positions extrêmes vers l'amont sont montrés en figure A.7 pour la tuyère lisse à  $M_j = 1.10$ . C'est à faible  $M_j$  que l'effet de masquage doit être le plus fort, puisqu'alors, les sources acoustiques sont les plus proches de la tuyère. On n'observe cependant pas de masquage à  $\theta = 130^\circ$ , alors que l'effet de la tuyère secondaire se fait plus sentir pour  $\theta = 140^\circ$  et  $150^\circ$  sous la forme d'une atténuation des hautes fréquences. La conclusion est identique si l'on considère un jet supersonique à  $M_j = 1.50$  (figure A.8), quoique l'effet soit plus faible qu'à  $M_j = 1.10$ , comme on pouvait s'y attendre.

On conclut que jusqu'à  $\theta = 130^\circ$  au moins, la tuyère secondaire n'est pas gênante, du fait du décalage vers l'aval des sources acoustiques. Plus en amont, il est possible que la tuyère engendre une atténuation des hautes fréquences, mais le plus souvent au-delà de la gamme d'intérêt, si bien que la tuyère secondaire ne pose pas de problème de masquage.

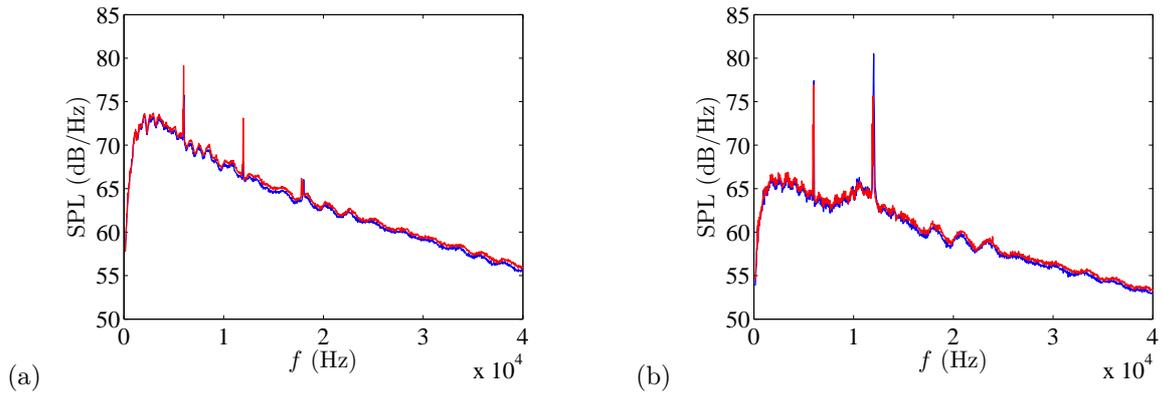


Fig. A.6 Quantification de l'effet de la tuyère secondaire ; tuyère primaire lisse,  $M_j = 1.10$ ,  $M_f = 0$ . (a)  $\theta = 50^\circ$ , (b)  $\theta = 90^\circ$ . — Sans tuyère secondaire, — avec tuyère secondaire complète.

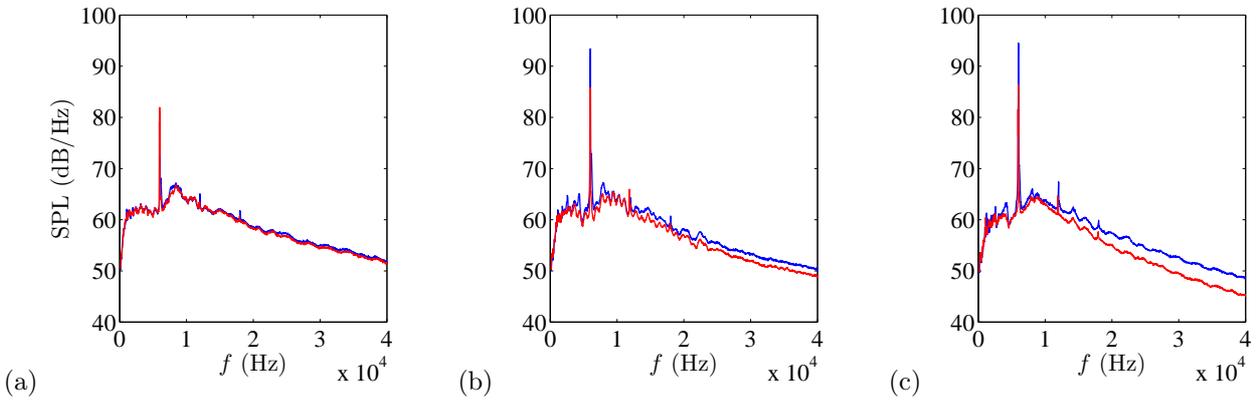


Fig. A.7 Quantification de l'effet de la tuyère secondaire ; tuyère primaire lisse,  $M_j = 1.10$ ,  $M_f = 0$ . (a)  $\theta = 130^\circ$ , (b)  $\theta = 140^\circ$ , (c)  $\theta = 150^\circ$ . — Sans tuyère secondaire, — avec tuyère secondaire complète.

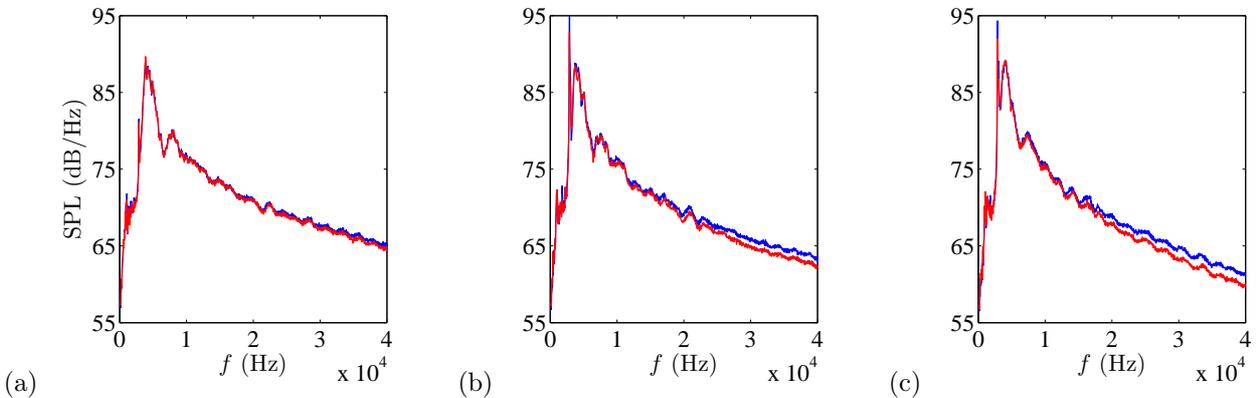


Fig. A.8 Quantification de l'effet de la tuyère secondaire ; tuyère primaire crénelée,  $M_j = 1.50$ ,  $M_f = 0$ . (a)  $\theta = 130^\circ$ , (b)  $\theta = 140^\circ$ , (c)  $\theta = 150^\circ$ . — Sans tuyère secondaire, — avec tuyère secondaire complète.

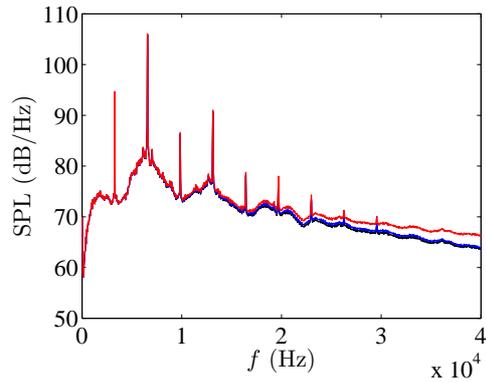


Fig. A.9 Effet de l'absorption atmosphérique sur les spectres en champ lointain ; tuyère lisse,  $M_j = 1.35$  et  $M_f = 0$ ,  $\theta = 90^\circ$ . — Spectre brut, — spectre avec absorption standard, — spectre sans perte.

### A.1.6 Influence de l'absorption atmosphérique

Ni les spectres présentés dans ce travail, ni les données issues de leur analyse n'ont été corrigés pour prendre en compte l'absorption atmosphérique entre source et microphones. Il est cependant courant que les spectres acoustiques soient ramenés à des conditions sans atténuation, ou avec atténuation standard (qu'il y aurait eu dans les conditions standard de  $25^\circ\text{C}$  et  $70\%$  d'humidité). D'après Viswanathan [303, 304], la méthode analytique de correction proposée par Shields & Bass [258] est la meilleure pour les gammes de fréquence d'intérêt en aéroacoustique.

L'absorption atmosphérique dépend de la pression ambiante, de la température ambiante, de l'humidité relative et de la fréquence. Les trois premières grandeurs sont mesurées lors des essais par un baromètre et une station météorologique. L'effet de l'absorption est montré en figure A.9. Dans tous les cas, elle ne se fait sentir qu'à hautes fréquences ( $f \gtrsim 20\text{ kHz}$ ). En général, le spectre brut est très similaire au spectre corrigé aux conditions standard. Le spectre sans pertes contient bien entendu plus d'énergie que les autres, l'écart maximum étant d'environ  $3\text{ dB}\cdot\text{Hz}^{-1}$  dans l'exemple de la figure. La correction de l'absorption n'a donc aucune incidence sur le screech ou les bosses du bruit de choc large bande. Même si l'on intègre sur cet exemple le niveau total du BBSAN seul depuis la gauche de la bosse principale jusqu'à  $f = 45\text{ kHz}$ , comme il a été fait au chapitre 6, l'écart entre les niveaux brut et sans perte est de  $0.6\text{ dB}$  seulement, si bien que pour les analyses réalisées dans ce travail, on peut se passer de la correction de l'absorption atmosphérique.

## A.2 Visualisation par strioscopie

### A.2.1 Généralités

Le but de cette section est de donner un aperçu de la technique de visualisation nommée strioscopie ou Schlieren. Plus de détails peuvent être trouvés dans l'ouvrage de Settles [254].

La strioscopie peut être vue comme une évolution de l'ombroscopie. Ces deux techniques permettent de visualiser des objets transparents réfractant. L'ombroscopie est sensible au laplacien d'indice de réfraction, et la technique Schlieren à ses gradients.

Le principe de l'ombroscopie est d'éclairer un objet réfractant ; sur un écran placé de l'autre côté de l'objet seront projetées des ombres, caractéristiques de l'objet.

Dans le cas de la technique Schlieren, l'image obtenue est focalisée ; elle constitue donc le conjugué d'un objet réel. Il existe divers montages mais le plus souvent, ils impliquent soit deux lentilles, soit deux miroirs, encadrant l'objet. Une autre lentille assure la focalisation des rayons sur l'écran (voir la

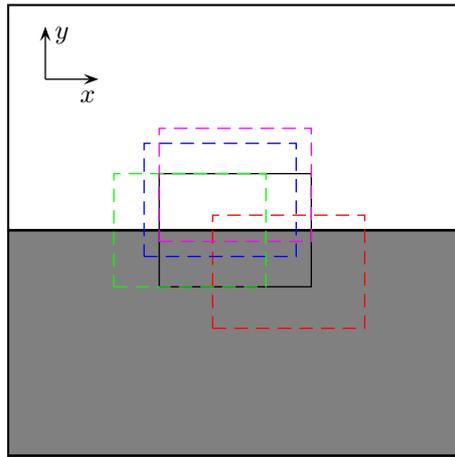


Fig. A.10 Schématisation du fonctionnement du système de visualisation Schlieren (adaptée de Settles [254]). La tache grise représente le couteau. La source de lumière est prise rectangulaire et aurait pour image le rectangle noir, en l'absence de réfraction. Quatre autres images élémentaires de la source sont représentées, qui sont plus ou moins coupées par le couteau.

figure A.11). Le montage est tel qu'il existe deux couples de plans conjugués : la source a son image dans le plan où l'on place un couteau, et l'objet réfractant a son image sur l'écran. Considérons un objet transparent éclairé par une source. Par chaque point de l'objet passe un rayon provenant de chaque point infinitésimal de la source. L'ensemble de ces rayons va alors former une image élémentaire de la source dans son plan conjugué. On peut donc dire que chaque image élémentaire de la source est associée à un point de l'objet réfractant. Si un point de l'objet réfracte les rayons incidents, l'image élémentaire de la source qui lui est associée sera décalée par rapport à l'image élémentaire non réfractée. Ainsi, dans le plan conjugué de la source se trouve la superposition de toutes les images élémentaires de la source, décalées ou non par les points de l'objet réfractant. Maintenant, si l'on vient placer un objet opaque dans ce plan conjugué (que l'on appelle couteau), on va filtrer la superposition des images élémentaires, *i.e.* bloquer partiellement celles-ci, *de manière différente suivant leur position dans le plan*. Ainsi, sur l'écran, qui est le plan conjugué de l'objet réfractant, les points de l'objet vont apparaître plus ou moins foncés suivant que les images élémentaires de la source associées à chaque point de l'objet auront été plus ou moins coupées par le couteau. C'est ainsi qu'apparaissent à l'écran les différences d'indice de réfraction de l'objet transparent. La superposition d'images élémentaires de la source dans son plan conjugué est représentée en figure A.10 pour une source de forme rectangulaire, avec une position arbitraire du couteau (tache grise). On voit que l'image sur l'écran du point de l'objet réfractant associé au cadre rouge sera plus sombre que l'image de celui associé au cadre noir, elle-même plus sombre que l'image du point associé au cadre bleu. La figure A.10 permet aussi de comprendre l'influence de l'orientation du couteau. Des gradients d'indice de réfraction suivant  $x$  vont translater l'image élémentaire de la source selon l'axe  $x$  (cadre vert), alors que des gradients orthogonaux vont la translater suivant  $y$  (cadre magenta). On voit que le filtrage représenté en figure A.10 ne permet pas de distinguer les gradients orientés selon  $x$ , puisque l'image sur l'écran du point associé à l'image élémentaire verte aura la même luminosité que celle d'un point non réfractant, donc associé au cadre noir. Ceci n'est plus vrai pour les gradients selon  $y$ .

On peut faire le lien entre l'indice de réfraction  $n$  du gaz éclairé et la masse volumique de ce gaz par la loi de Gladstone-Dale. On rappelle que l'indice  $n$  s'exprime selon

$$n = \frac{c_0}{c}$$

où  $c_0$  et  $c$  sont les célérités de la lumière dans le vide et dans le milieu considéré, respectivement. Pour

l'air ainsi que d'autres gaz, la relation suivante s'applique :

$$n - 1 = k \rho \tag{A.2}$$

avec  $\rho$  la masse volumique du gaz et  $k$  la constante de Gladstone-Dale. On voit par la relation (A.2) qu'on visualise finalement par les techniques présentées des gradients de masse volumique ou son laplacien, d'où leur intérêt en mécanique des écoulements à densité variable.

La technique Schlieren a des applications dans de très nombreux domaines et ce qui suit n'est qu'un très bref aperçu d'applications aux jets compressibles. On peut diviser ces travaux entre ceux qui sont qualitatifs et ceux qui veulent être quantitatifs.

L'approche qualitative, dans notre cas, a permis d'appréhender la structure d'un jet supersonique imparfaitement détendu, avec la position des chocs, l'existence ou non d'un disque de Mach, ou bien encore les mouvements des chocs dans l'écoulement. Disposer d'une vue d'ensemble des écoulements étudiés permet parfois de faire assez facilement des observations importantes qu'il aurait été difficile de réaliser par une autre méthode. Prenons par exemple les articles très connus de Crow & Champagne [58] et Brown & Roshko [42] où les auteurs ont clairement identifié de grandes structures turbulentes cohérentes grâce à des visualisations strioscopiques et ombroscopiques, respectivement. Sans avoir le même retentissement, les visualisations de Bryce & Pinker [44] ont permis de voir concrètement l'effet d'un crochet supresseur de screech sur un jet supersonique, notamment le rapetissement des cellules de choc suite à l'introduction du crochet. Citons aussi les travaux de Sarohia *et al.* [237, 240] où des visualisations montrent clairement l'apparition d'un battement oscillatoire d'ensemble du jet supersonique en vol simulé. Dans la communauté étudiant le screech, les visualisations Schlieren ou ombroscopiques ont aussi souvent été à l'honneur. Dès Powell [215], la technique Schlieren a permis de visualiser le passage de perturbations turbulentes dans la couche de mélange des jets choqués, ce qui a finalement conduit à l'explication bien connue de la genèse du screech par une boucle de retour. D'autres, par exemple [89, 61, 316, 317, 257, 263, 223, 195] ont intensivement utilisé des visualisations Schlieren pour étudier les mécanismes du screech ou les oscillations de jets ou de chocs associées aux différents modes de screech. Dans ce domaine, les images permettent de voir à la fois les chocs, les structures tourbillonnaires, les fronts d'ondes acoustiques émises et les oscillations mentionnées en un seul film, ce qui présente un avantage indéniable par rapport à d'autres méthodes.

Les utilisations quantitatives sont assez diverses. On peut estimer à partir d'images de jet choqué les longueurs de cellules ou encore la fréquence et l'amplitude des oscillations de chocs. Par ailleurs, l'analyse d'images Schlieren par des algorithmes de corrélation permet de déterminer des vitesses de convection des structures porteuses de gradients de masse volumique [204, 110, 103]. Le montage a parfois été un peu modifié dans le sens où la caméra a été remplacée par une ou plusieurs photodiodes relevant à très haute fréquence la valeur de l'intensité lumineuse d'une ou plusieurs taches de petite taille sur l'écran. On peut ainsi quasiment simuler un capteur dans l'écoulement, qui serait sensible au gradient de masse volumique. Cette application, dénommée *défectométrie*, utilisée par exemple par Garg *et al.* [83, 82], McIntyre & Settles [145] ou Doty & McLaughlin [70], a donné lieu à des mesures de corrélations en deux points et deux temps à l'intérieur d'un écoulement. Veltin *at al.* [296] démontrent aussi que cette technique peut servir à mesurer de manière non intrusive des corrélations entre les fluctuations turbulentes d'un jet et le bruit en champ lointain, notamment pour des jets supersoniques parfaitement détendus et sous-détendus. Par ailleurs, la technique permet même de détecter en champ proche les fluctuations de gradients de masse volumique liées à la propagation d'ondes de Mach.

Un problème délicat lié à la technique Schlieren réside dans le fait qu'il s'agit d'une méthode intégrale : l'image plane que l'on observe finalement à l'écran provient de la déflexion des rayons lumineux le long de son chemin à travers tout l'écoulement. Ceci complique considérablement les

mesures quantitatives. On peut, pour s'affranchir (au moins partiellement) de ce biais, utiliser des techniques Schlieren focalisantes à faible profondeur de champ (quelques centimètres) [311, 312, 83] ou effectuer des opérations mathématiques sur les intensités lumineuses (transformée d'Abel dans le cas de géométries axisymétriques pour déduire des images vitesse [103], masse volumique [64, 65] ou température [141]). Ceci n'a pas été fait dans cette thèse.

L'ombroscopie et la strioscopie ont toujours beaucoup à apporter à l'étude des phénomènes instationnaires dans les écoulements, notamment les jets supersoniques. En appui d'autres techniques d'abord, la visualisation Schlieren permet de repérer la position de sondes, ou de microphones en champ proche, par rapport à des structures remarquables de l'écoulement, par exemple les chocs. En tant qu'acteurs aussi : le développement des caméras numériques depuis les années 1990 a grandement facilité les traitements d'image. Par ailleurs, l'existence de caméras commerciales de plus en plus rapides, pouvant acquérir à plusieurs centaines de kilohertz pour des nombres de pixels non négligeables, ouvre tout un champ de nouvelles possibilités. C'est pourquoi les techniques ombroscopiques et Schlieren ont été utilisées de façon intensive dans ce travail.

### A.2.2 Montage

Le système Schlieren employé dans ce travail suit le montage « en Z » classique, représenté en figure A.11. Les éléments constitutifs sont :

- une lampe continue Quartz Tungstène Halogène (puissance maximale de 250 W) fibrée, pour amener la source dans le plan focal du premier miroir ; cette source de lumière a été remplacée par une diode au cours de la thèse
- deux miroirs paraboliques  $\lambda/8$  et  $f/8$ , de diamètre 203.2 mm et distance focale 1625.6 mm, avec revêtement en aluminium
- une lame de rasoir en guise de couteau (constituant un obstacle rectiligne)
- une caméra Phantom V12, CMOS, ayant un capteur de  $1280 \times 800$  pixels<sup>2</sup> pour une taille physique de  $25.6 \times 16$  mm<sup>2</sup>. La fréquence d'acquisition maximale est de 6242 Hz en pleine trame mais on peut grandement l'augmenter en diminuant le nombre de pixels actifs du capteur ; le temps d'exposition minimum est de  $0.3 \mu s$
- un objectif SIGMA 120-400 mm F4.5-5.6 permettant d'adapter la taille de champ sur une zone précise de l'écoulement
- un multiplicateur de focale SIGMA APO Tele Converter 2 $\times$  permettant de doubler la focale de l'objectif, pour augmenter le grossissement de l'image.

L'inclinaison des miroirs a été limitée à  $\alpha = 5^\circ$  par rapport à l'axe horizontal joignant les deux miroirs (*cf.* figure A.11) pour limiter les aberrations dues à l'utilisation hors axe des miroirs. L'espacement entre ceux-ci a été fixé à environ 3 m de sorte que le faisceau de lumière ne traverse qu'une fois le jet.

Le système a été utilisé avec ou sans couteau, donc en strioscopie ou ombroscopie focalisée, selon les besoins et les régions visualisées. Par exemple, si l'on est intéressé par visualiser le premier choc seulement, il n'est pas nécessaire de couper l'image incidente, ce qui ferait apparaître des structures turbulentes parasites. Les discontinuités d'indice optique sont très bien captées par ombroscopie.

Le couteau a toujours été orienté perpendiculairement à la direction de propagation du jet, si bien qu'on ne distingue que les gradients axiaux de masse volumique (voir A.2.1). Des visualisations de jets supersoniques avec le couteau parallèle au jet ont été publiées par Seiner & Norum [250] et Miller *et al.* [161] par exemple. Par ailleurs, le faisceau de lumière est coupé de telle sorte que les gradients négatifs de masse volumique apparaissent clairs sur l'image, et donc les gradients positifs sombres. Cela implique que les zones de détente des cellules seront claires, et les zones de compression sombres (*cf.*

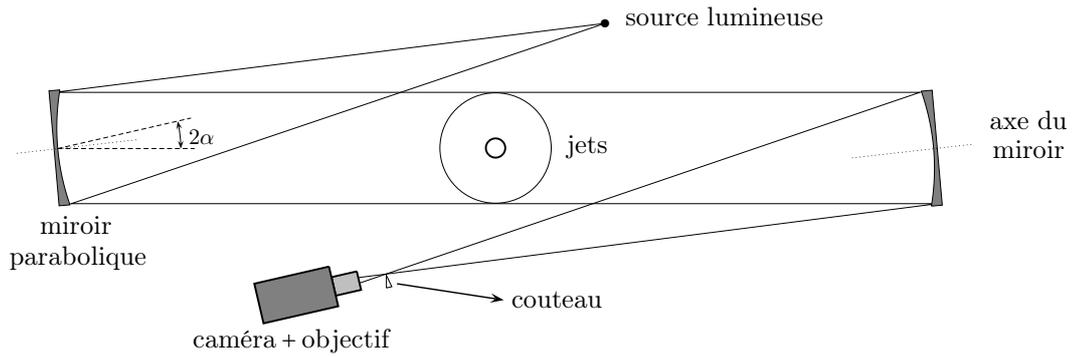


Fig. A.11 Schématisation du montage Schlieren « en Z » .

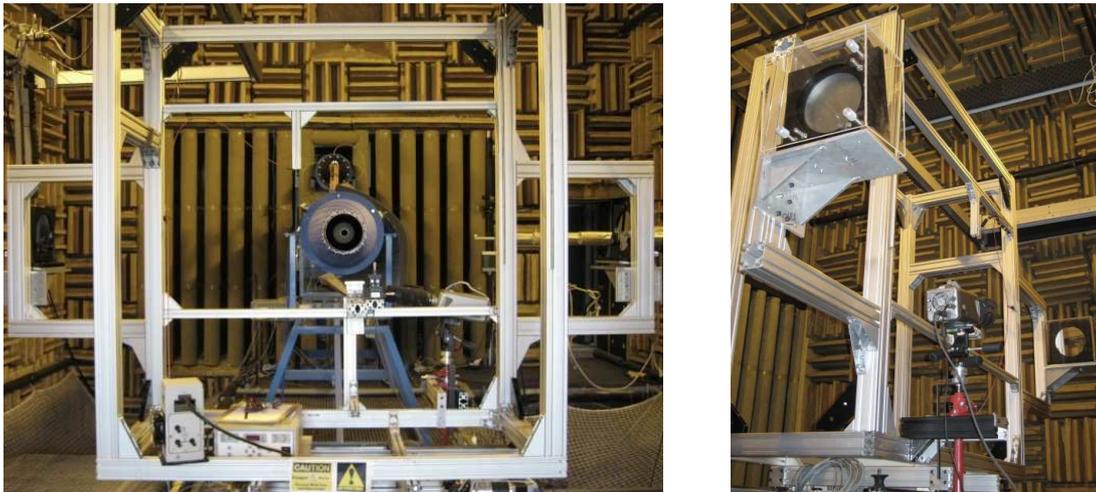


Fig. A.12 Vue de derrière et vue en contrebas du système Schlieren en Z. Les boîtes transparentes recouvrant les miroirs sont utilisées pour les protéger hors des temps d'acquisition.

paragraphe 3.1.1.1). La luminosité inverse peut être obtenue en coupant le faisceau dans le sens opposé (voir par exemple Ladenburg *et al.* [120] ou Powell *et al.* [219]). On pourra également se reporter à Powell [215] pour comparer à la fois les deux orientations du couteau et les deux sens de coupure.

Deux photographies du chariot, où l'on peut voir l'ensemble des éléments propres au système Schlieren, sont proposées en figure A.12.

## A.3 Mesures de pression

### A.3.1 Mesure de pression totale

Mesurer la pression totale d'un jet est très simple : il suffit de disposer d'un tube creux, de l'orienter selon une ligne de courant de l'écoulement moyen et de le connecter à un manomètre. Il faut faire attention cependant au sens à donner à la valeur mesurée. Dans un jet subsonique, il s'agit bien de la pression totale locale. Dans un jet supersonique, on mesure la pression totale existant derrière le choc se formant en amont de la sonde ; elle ne correspond donc pas à la pression totale locale. Pour éviter toute confusion, on va appeler *pression d'impact* la pression ainsi mesurée (notée  $P_p$ ).

Ici, la pression d'impact dans le jet supersonique est mesurée à l'aide d'un tube en acier inoxydable de 1.5 mm de diamètre extérieur, pour un diamètre intérieur de 1.1 mm. La sonde est connectée par un tube souple à un manomètre Validyne équipé d'une membrane 46 (gamme 0-3.5 bars relatifs).

## A.3.2 Mesure de pression statique

### A.3.2.1 Problématique

Un écoulement compressible est trivariant, si sa direction est connue [161] : il suffit de connaître trois quantités bien choisies pour déterminer entièrement l'écoulement moyen. La pression statique  $P_s$ , la température statique  $T_s$  et le nombre de Mach local  $M$  forment une telle combinaison, si l'on suppose que le fluide suit la loi des gaz parfaits. Les grandeurs citées peuvent être déduites de grandeurs totales, parfois plus accessibles, que ce soit la pression totale  $P_t$  ou la température totale  $T_t$ .

Nous nous sommes concentrés sur la mesure de pression statique parce que les cellules de choc des jets supersoniques sont caractérisées par l'évolution de  $P_s$  au travers de celles-ci.  $P_s$  peut alors être utilisée pour déterminer expérimentalement la force des chocs [251], ou encore calculer analytiquement une structure de cellules de jets imparfaitement détendus [279, 168]. L'intérêt de mesurer  $P_s$  dans le jet est double. On souhaite en effet comparer les profils mesurés aux images Schlieren du jet pour interpréter quantitativement ces images, et étudier l'effet du vol sur la structure de cellules en mesurant l'évolution des espacements entre chocs et leur force.

La problématique liée au dessin d'une sonde de pression statique dédiée à un écoulement supersonique est bien expliquée chez Pinckney [210]. La figure A.13, tirée de [210], montre une géométrie classique de sonde de pression statique et l'évolution de la pression le long de sa paroi, calculée pour un écoulement supersonique homogène. Au niveau de la pointe, la pression augmente en raison du choc oblique se formant sur le nez de la sonde. A la jonction entre la partie conique et le corps cylindrique, la pression chute brutalement en-dessous de la valeur de pression statique de l'écoulement amont puis augmente progressivement pour approcher la vraie valeur de  $P_s$  environ dix fois le diamètre du corps de sonde  $d$  en aval de la jonction. Ainsi, si l'on considère une portion cylindrique de diamètre 1.5 mm, comme c'est le cas pour la sonde que nous avons fait fabriquer, les trous devraient être placés à plus de 15 mm de la pointe. Cette distance pose problème. En effet, les calculs menés par Pinckney s'appuient sur la méthode des caractéristiques en supposant un écoulement amont uniforme à un nombre de Mach valant  $M_\infty$  dans lequel  $P_s = P_\infty$ . Au sein d'un jet imparfaitement détendu en revanche, la pression statique oscille rapidement de part et d'autre de la pression ambiante sur une distance de l'ordre d'une cellule de choc et la valeur de la pression en paroi au niveau des trous de la sonde va *a priori* s'écarter d'autant plus de la valeur amont que la pression dans l'écoulement est inhomogène. En estimant une longueur de cellule par  $1.25 \beta D$ , avec  $\beta = (M_j^2 - 1)^{1/2}$ , on trouve environ 22 mm pour  $M_j = 1.1$  avec notre taille de tuyère, soit seulement 1.5 fois la distance entre pointe de la sonde et trous. Il est donc souhaitable d'utiliser une sonde plus courte. Parmi les mesures de pression statique utilisant des sondes conventionnelles dans des jets supersoniques imparfaitement détendus, on peut citer Hu & McLaughlin [99], chez qui les trous sont situés à 12.8 diamètres de sonde en aval de la pointe, soit 1.6 diamètres de tuyère. A partir des pressions statique et d'impact, ils calculent l'évolution du nombre de Mach local dans un jet à  $M_j = 1.40$ , qui ne montre pas du tout la structure régulière de cellules à laquelle on s'attend. De même, chez Miller *et al.* [161], les trous sont à 12.7 mm de la pointe, ce qui perturbe la mesure dans leur jet de 12.7 mm de diamètre, en partie en raison des modifications de l'écoulement induits par la sonde. Ceci explique, de leur propre aveu, certains défauts dans leurs mesures. Il est donc très important d'utiliser une sonde compacte, spécialement conçue pour les jets supersoniques.

L'objectif de Pinckney [209, 210] est double : il veut (1) dessiner une sonde courte pour limiter le biais de mesure provenant de la modification de l'écoulement par les sondes et (2) définir une géométrie peu sensible à l'inclinaison de la sonde par rapport à l'écoulement. Cette seconde propriété permet de s'affranchir d'incertitudes de placement mais aussi de mesurer dans des jets fortement sous-détendus, caractérisés par des vitesses pouvant être non parallèles à l'axe. L'idée fondamentale développée dans

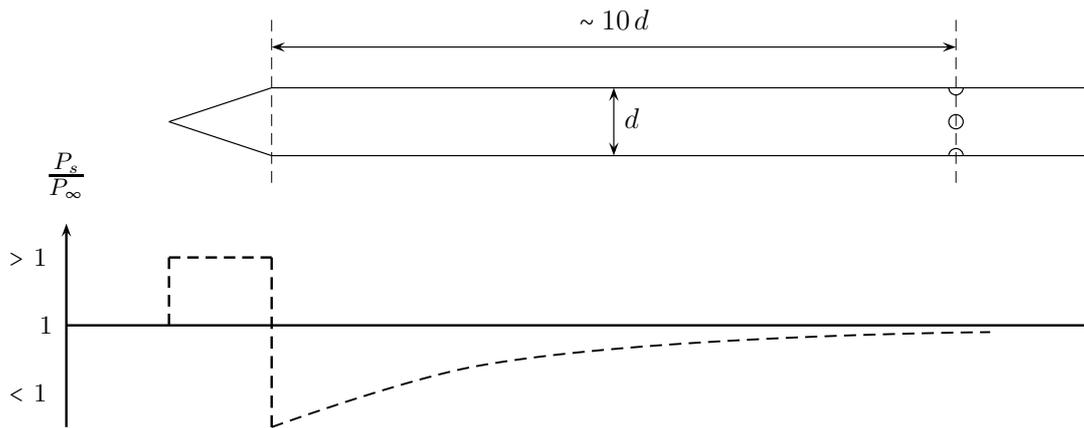


Fig. A.13 Dessin d'une sonde de pression statique conventionnelle et de l'évolution de la pression en paroi.  $P_\infty$  est la valeur de la pression statique de l'écoulement supersonique, considéré uniforme.

[209, 210] est de remplacer la jonction abrupte entre cône et cylindre par une courbe lisse. Celle-ci fait en sorte que la pression chute régulièrement en aval du premier cône, contrairement à la situation montrée en figure A.13. Pour une valeur particulière de la pente de la portion courbe, dépendant de l'angle au sommet du premier cône et du nombre de Mach de l'écoulement, la pression de paroi approche  $P_\infty$ . En prolongeant la courbe par un second cône au point où cette valeur de pente est atteinte, on peut allonger la zone où la pression de paroi approche de  $P_\infty$  et placer les trous dans une région où  $P_{\text{paroi}} \simeq P_\infty$ , ce qui rend la position des trous non critique. Pinckney a calculé l'écoulement autour de plusieurs géométries de sonde en faisant varier l'angle au sommet des deux cônes et les tests en soufflerie ayant suivi montrent que la mesure est précise à  $\pm 2\%$  si l'angle d'attaque varie de  $-10^\circ$  à  $10^\circ$ . Il faut noter que les calibrations sont effectuées par des écoulements homogènes, ce qui n'est le cas des jets étudiés ici.

Les géométries de Pinckney ont été utilisées de manière régulière à NASA Langley [251, 185, 249, 188, 212] mais ailleurs également [223, 11].

### A.3.2.2 Géométries

Des sondes de deux géométries différentes ont été fabriquées.

Une géométrie biconique a été déduite de la sonde utilisée par Norum & Seiner [185]. Elle est représentée en figure A.14, aux côtés de la photographie d'une des trois sondes réalisées pour cette géométrie. Elle a été conçue par Norum et Seiner comme une simplification des géométries de Pinckney [210], pour lesquelles la jonction entre les deux cônes n'est pas décrite de façon précise. Norum & Seiner ont fait des calculs sur la géométrie simplifiée, et trouvent que l'erreur de mesure est inférieure à 1% pour une gamme de nombres de Mach allant de 2.5 à au moins 1.45.

Par ailleurs, une géométrie présentant une transition arrondie a été définie en s'appuyant directement sur le travail de Pinckney [210]. Une sonde de demi-angle au sommet valant  $10^\circ$  a été retenue, pour augmenter la gamme de validité de la sonde vers les faibles nombres de Mach : la calibration théorique des sondes suppose l'existence d'un choc attaché au niveau de la pointe, ce qui est vrai au-delà d'un nombre de Mach diminuant avec l'angle au sommet du cône. Pinckney indique que la jonction entre les deux cônes doit être éloignée de la pointe d'une distance de 1.8 diamètres de sonde, soit 2.7 mm dans notre cas. Ainsi, la partie arrondie a été définie entre 1.7 mm et 3.7 mm de la pointe par un polynôme de degré trois. La géométrie résultante est représentée en figure A.15.

Pour les deux géométries, les trous sont localisés à moins de 5 mm de la pointe, soit à peine plus de trois fois le diamètre de la sonde, ce qui constitue une amélioration substantielle par rapport aux

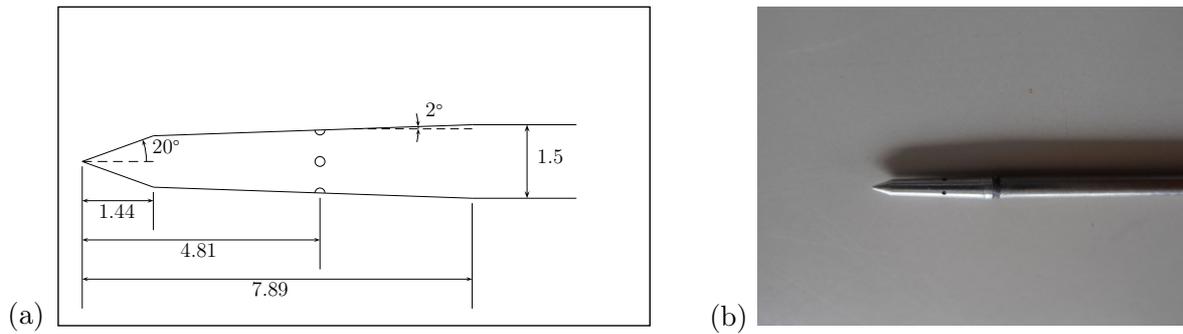


Fig. A.14 Dessin de la sonde de pression statique biconique adaptée de Norum & Seiner [185] et photographie de la sonde réalisée en 2011. Toutes les dimensions sont en millimètres.

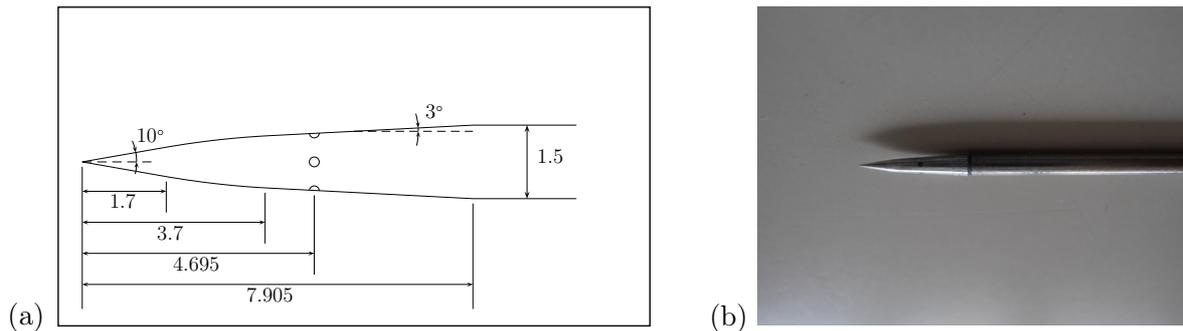


Fig. A.15 Dessin de la sonde de pression statique adaptée de Pinckney [210] et photographie de la sonde réalisée en 2011. Toutes les dimensions sont en millimètres.

sondes conventionnelles.

Les sondes ont été réalisées par Meca-Innov, entreprise de mécanique de Besançon, par des méthodes traditionnelles d'usinage. Trois sondes de chaque géométrie ont été fabriquées. Comme il est impossible de percer le corps du cylindre à un diamètre de quelques dixièmes de millimètres sur plusieurs centimètres, seulement la tête de sonde a été usinée. Elle a ensuite été fixée dans un tube cylindrique de 1.5 mm de diamètre. L'épaisseur des parois de la partie de la tête s'enfonçant dans le corps du cylindre est de 0.25 mm.

### A.3.2.3 Montage des sondes

Pour tenir les sondes de pression statique et de pression totale dans l'écoulement, un porte-sonde a été fabriqué. Sa géométrie a été définie par Laurent Delorme, en stage au Centre Acoustique sous la direction de Thomas Castelain. D'après Kuethe & Schetzer [117], la section d'épaisseur finie qui occasionne le moins de traînée dans un écoulement supersonique est rhomboïde. C'est la forme qui a été choisie, avec une corde de 40 mm et une épaisseur de 7 mm. Cependant, le prisme à base rhomboïde a été tronqué dans le sens de la longueur, pour abriter du jet le tube souple connectant la sonde au capteur de pression et éviter qu'il ne flotte dans l'écoulement. Pour pouvoir mesurer deux profils à chaque traversée, plusieurs logements pour la sonde ont été percés au travers du support. Pour toutes les mesures impliquant deux sondes, les deux positions retenues sont espacées de 14.25 mm, soit environ  $3/4$  de rayon pour  $D = 38.25$  mm. Le porte-sonde peut être vu en figures A.16 et A.22.

Le porte-sonde a été monté sur une platine de rotation pour assurer l'alignement des sondes et du jet. De façon à prévenir les oscillations des sondes de  $P_s$  placées dans l'écoulement, elles ont été fixées de telle sorte que leur pointe ne dépasse que de 20 mm du support. Il a été vérifié que la proximité du support ne perturbait pas les mesures. Le montage complet est visible en figure A.16. On voit par ailleurs sur ces photographies une partie du dispositif Schlieren permettant de surveiller les mouvements

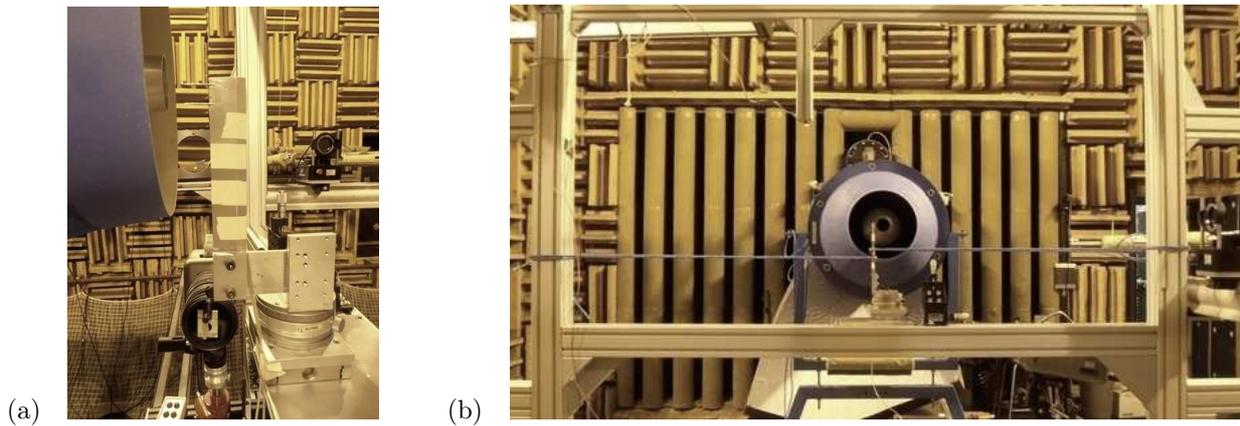


Fig. A.16 (a) Montage du support de la sonde de pression statique sur le bâti de translation, (b) dispositif d'atténuation des oscillations en flexion du porte-sonde par des cordes tendues.

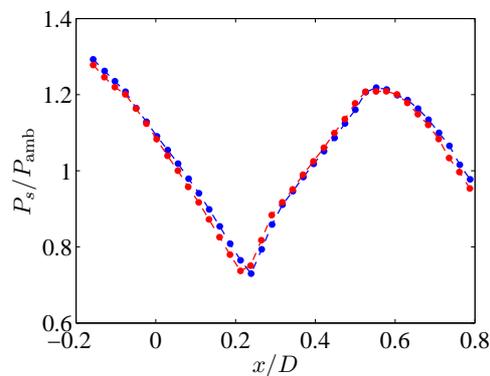


Fig. A.17 Comparaison des deux géométries de sonde (tuyère lisse,  $M_j = 1.15$  et  $M_f = 0$ ). • Géométrie adaptée de Pinckney [210], • géométrie adaptée de Norum & Seiner [185].

de la sonde, et d'observer l'évolution des chocs autour de celle-ci. Cette fixation sur le bâti a été très efficace puisque les sondes ne bougeaient pratiquement pas dans le plan de visualisation du système Schlieren. Cependant, il a été déterminé que le porte-sonde pouvait vibrer fortement dans la direction transverse au plan de vue Schlieren à fort nombre de Mach, ce qui pouvait conduire à la rupture de la sonde. L'installation a donc été renforcée par l'adjonction de cordes tendues entre le porte-sonde et les poteaux du bâti, voir la figure A.16 (b).

#### A.3.2.4 Validation des mesures

Dans ce paragraphe, tous les résultats ont été obtenus avec la tuyère lisse.

Les mesures réalisées avec les deux géométries de sonde ont été comparées dans la première cellule de choc du jet à  $M_j = 1.15$  ( $M_f = 0$ ). Les résultats sont reportés en figure A.17. Il est évident que la géométrie précise n'a que peu d'influence sur les valeurs de pression mesurées.

Quelques résultats obtenus avec une sonde prêtée par l'ONERA ont également été comparés à nos profils (figure A.18). Il s'agit d'une sonde de type GG, présentant un nez en forme de spatule plate trouée de part en part, plutôt destinée à mesurer la pression statique dans des couches limites, et donc *a priori* peu adaptée à des jets circulaires. La distance entre pointe et trous est de 5.9 mm, et le diamètre de la sonde vaut 1 mm. Étonnamment, les profils de pression se superposent très bien, ce qui laisse penser que la géométrie de la sonde n'est pas très critique, du moment qu'elle est compacte.

Pour s'assurer de la répétabilité des mesures, certains profils mesurés lors des campagnes de 2010 et 2011 sont comparés. Les cas  $M_j = 1.15$  et  $M_j = 1.35$  ont été représentés en figures A.19 et A.20,

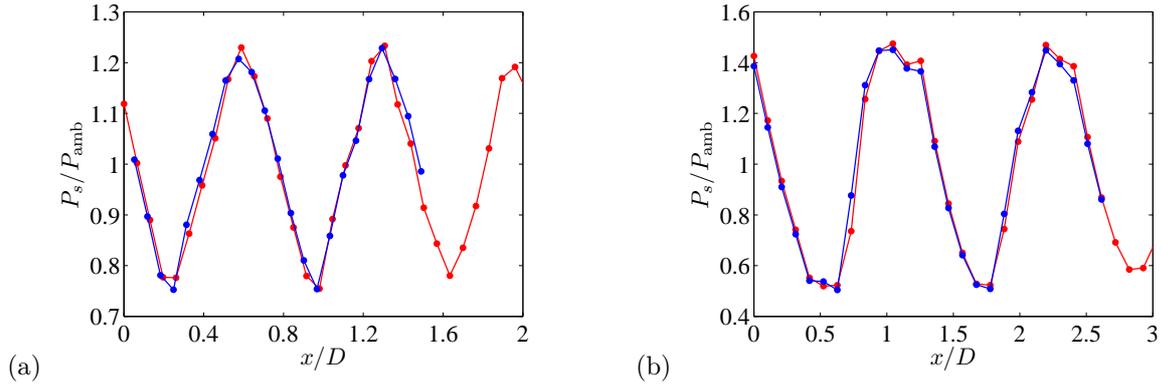


Fig. A.18 Comparaison de la sonde prêtée par l'ONERA et la nôtre : profils de pression statique sur l'axe. (a)  $M_j = 1.15$ , (b)  $M_j = 1.35$ . • Sonde ONERA, • sonde LMFA.

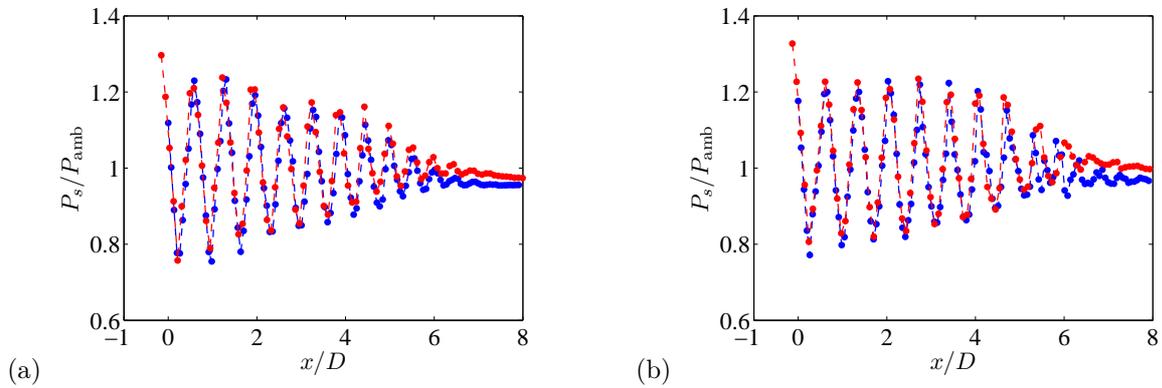


Fig. A.19 Vérification de la répétabilité des mesures de pression statique (profils sur l'axe du jet),  $M_j = 1.15$ . (a)  $M_f = 0$ , (b)  $M_f = 0.22$ . • 2010, • 2011.

respectivement. Aussi bien à  $M_f = 0$  qu'à  $M_f = 0.22$ , l'accord est très bon entre les différents profils, même au niveau des extrema de pression, qui sont plus difficiles à déterminer précisément compte tenu de la discrétisation de la mesure. On distingue cependant des différences marquées loin en aval, dans une région où les cellules sont très atténuées. On peut sans doute y voir l'effet du screech, qui réapparaît lorsque les sondes sont loin en aval (après avoir été supprimé en raison de l'intrusion), mais doit être différent entre les deux configurations.

Nos mesures ont également été confrontées à quelques résultats de Norum & Seiner [185] pour des conditions approchantes. Les courbes superposées sont présentées en figure A.21. La coordonnée axiale a été adimensionnée par  $\beta D$ , qui est un paramètre connu pour mesurer les longueurs de cellules, dans l'espoir de compenser le faible écart existant entre les  $M_j$  des mesures. L'accord est jugé très bon, tant en position des cellules qu'en amplitude des oscillations. Même l'atténuation prématurée des oscillations de pression pour  $M_j \approx 1.35$  se retrouve chez Norum & Seiner. Le décalage apparaissant entre les profils loin en aval peut venir d'un léger désaccord sur les points de fonctionnement. Il a été vérifié qu'il ne semblait pas pouvoir venir d'un désalignement entre l'axe de translation de notre sonde et l'axe du jet.

Enfin, il faut s'assurer que l'utilisation de deux sondes en parallèle n'a pas d'influence néfaste sur les valeurs de pression mesurées. En effet, il ne faut pas que le choc attaché à la pointe d'une sonde n'atteigne la sonde voisine en amont de ses trous, sinon la pression mesurée par cette dernière sera supérieure à ce qu'elle devrait être. Si cette situation se produit, ce sera surtout à de faibles nombres de Mach, pour lesquels l'angle au sommet du choc oblique sur la pointe d'un cône est le plus élevé. Le

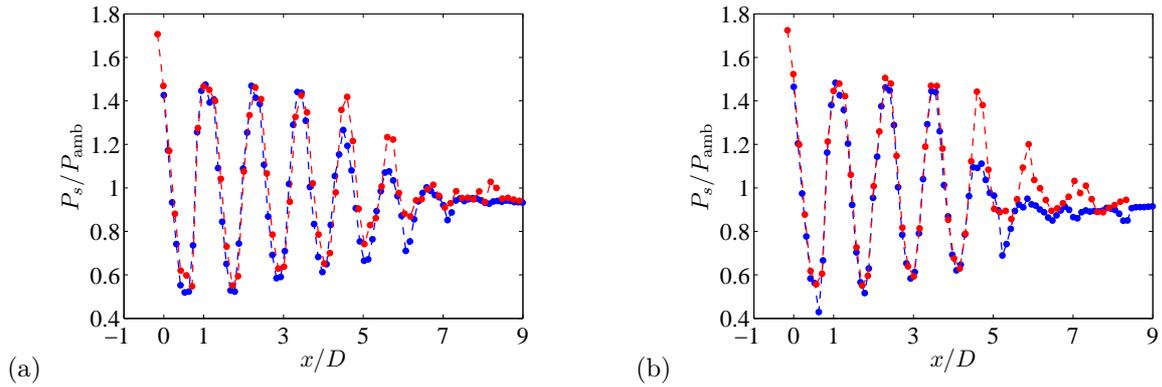


Fig. A.20 Vérification de la répétabilité des mesures de pression statique (profils sur l'axe du jet),  $M_j = 1.35$ . (a)  $M_f = 0$ , (b)  $M_f = 0.22$ . • 2010, • 2011.

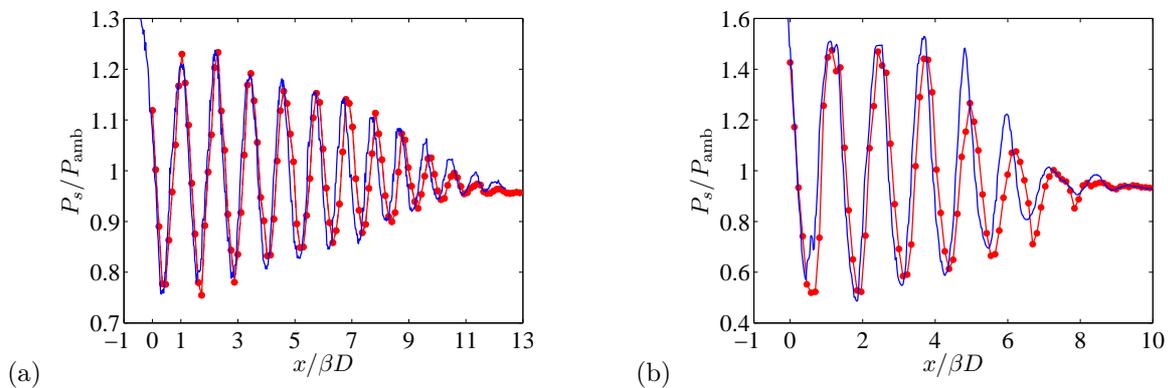


Fig. A.21 Comparaison de nos mesures de pression statique avec des résultats de Norum & Seiner [185] (profils sur l'axe du jet). (a)  $\beta = 0.57$  (sonde LMFA) /  $\beta = 0.6$  (Norum & Seiner); (b)  $\beta = 0.91$  (sonde LMFA) /  $\beta = 0.94$  (Norum & Seiner). — Profil de Norum & Seiner, • profil LMFA.

cas le plus délicat est donc  $M_j = 1.10$ , spécialement au niveau des chocs, en fin de zone de compression, où le nombre de Mach local atteint un minimum (et la pression statique un maximum). Un exemple de visualisation est proposé en figure A.22 (a), où l'on voit les chocs obliques faiblement inclinés. Le profil de  $P_s$  sur l'axe, mesuré avec une et deux sondes montées, est aussi représenté en figure A.22 (b). On remarque que les deux profils sont très proches tant que les cellules sont fortes, avec des variations minimales sur les extrema qui ne sont pas significatives. En revanche, l'écart augmente plus loin en aval, là où les cellules perdent en intensité. On a déjà dit plus haut que la répétabilité était moins bonne dans cette région. On peut donc conclure que les deux profils sont semblables sur leur partie significative.

Ces comparaisons permettent de valider la mesure de pression statique.

### A.3.3 Acquisition des signaux de pression

L'acquisition des signaux de pression est effectuée à une fréquence de 1024 Hz pendant 10 s. Les traversées sont automatisées et utilisent des axes de déplacement commandés électroniquement. Pour assurer un positionnement précis, des mises à zéro de règles optiques mesurant la position des axes de déplacement ont été réalisées à chaque traversée. Quelques secondes d'attente sont aménagées entre la fin d'un déplacement et le début de l'acquisition suivante, pour que la pression se stabilise dans les tubes souples. Les tensions moyennées sont sauvegardées dans des fichiers pour être traitées ultérieurement. On peut aussi choisir de sauver les données instantanées pour suivre l'évolution du signal de pression au cours du temps. On s'est ainsi aperçu que les fluctuations de pression relevées pendant les mesures

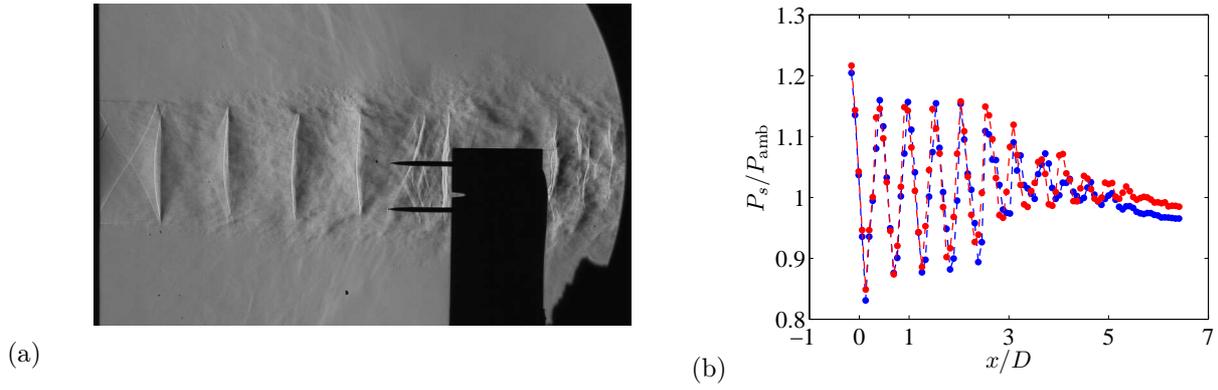


Fig. A.22 Effet de l'utilisation simultanée de deux sondes sur les profils mesurés, pour  $M_j = 1.10$  et  $M_f = 0$ . (a) Visualisation Schlieren, (b) profil sur l'axe du jet. • Une seule sonde montée, • deux sondes montées.

étaient corrélées aux variations de pression génératrice du jet. De même que pour les manomètres servant à régler le point de fonctionnement des jets, les capteurs Validyne utilisés lors des mesures de pression ont été étalonnés plusieurs fois par campagne d'essais. En revanche, les offsets des capteurs ont été actualisés un grand nombre de fois par journée de mesure, en même temps que la pression ambiante.

### A.3.4 Calcul du nombre de Mach local à partir des pressions statique et d'impact

Les mesures de pression permettent de calculer le nombre de Mach local de l'écoulement. Notant  $p_{s1}$ ,  $p_{t1}$  et  $M_1$  (respectivement  $p_{s2}$ ,  $p_{t2}$  et  $M_2$ ) les pressions statique et totale et le nombre de Mach en amont (respectivement aval) du choc localement droit se formant devant la sonde de pression totale, on peut exprimer le rapport  $p_{t2}/p_{s1}$  en remarquant que

$$\frac{p_{t2}}{p_{s1}} = \frac{p_{t2}}{p_{s2}} \frac{p_{s2}}{p_{s1}}$$

et en utilisant la relation (1.10) pour exprimer la première fraction en fonction de  $M_2$  et les relations d'Hugoniot pour exprimer le second rapport en fonction de  $M_1$  et  $M_2$ . On peut éliminer  $M_2$  dans la formule résultante et garder seulement  $M_1$ , qui est le vrai nombre de Mach local de l'écoulement. On obtient la formule de Rayleigh-Pitot (l'équation (100) de [13]) :

$$\frac{P_{t2}}{P_{s1}} = \left[ \frac{\gamma + 1}{2} M_1^2 \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left[ \frac{\gamma + 1}{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (\text{A.3})$$

$P_{t2}$  et  $P_{s1}$  étant précisément les pressions mesurées par les sondes totale et statique, il est donc possible de déduire de ces deux mesures le nombre de Mach local de l'écoulement. Cette équation est notamment utilisée dans Miller *et al.* [161]. Pour être très exact, il faudrait connaître la pression statique au niveau du choc détaché se formant devant la sonde de pression totale pour calculer le nombre de Mach en ce même point. Or, lors des mesures, les têtes de sonde ont parcouru les mêmes points. Cependant, il a été vérifié que décaler vers l'amont la courbe de pression d'impact n'avait pas d'influence sur les résultats.

En différenciant logarithmiquement l'équation (A.3), on peut quantifier l'impact sur  $M_1$  des incertitudes inhérentes aux mesures de pression. Tous calculs faits, on trouve

$$\frac{dM_1}{M_1} = \left( \frac{dP_{t2}}{P_{t2}} - \frac{dP_{s1}}{P_{s1}} \right) \left( \frac{4\gamma^2 M_1^2 - 2\gamma(\gamma - 1)}{2M_1^2 - 1} \right) \quad (\text{A.4})$$

Compte tenu de l'équivalence des termes en  $P_{s1}$  et  $P_{t2}$  dans la formule (A.4), leurs incertitudes respectives contribuent avec le même poids aux écarts sur la valeur de  $M_1$ . Surévaluer  $P_{s1}$  revient à

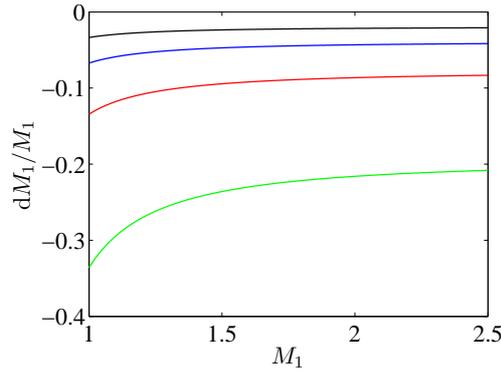


Fig. A.23 Evolution de  $dM_1/M_1$  en fonction de  $M_1$  pour quatre valeurs de  $dP_{s1}/P_{s1}$  : — 0.005, — 0.01, — 0.02, — 0.05.

sous-évaluer  $M_1$  alors que le contraire est vrai pour  $P_{t2}$ . L'impact de  $dP_{s1}/P_{s1}$  sur  $dM_1/M_1$  est tracé en figure A.23 pour diverses valeurs de  $dP_{s1}/P_{s1}$ . L'erreur sur  $M_1$  diminue lorsque  $M_1$  augmente. Elle atteint la valeur importante de -0.3 lorsque  $dP_{s1}/P_{s1} = 0.05$ , alors que cette incertitude postulée pour  $P_{s1}$  semble être raisonnable, surtout au niveau des extrema de pression. Il faut avoir à l'esprit cette sensibilité lors de l'interprétation des courbes de Mach calculées.

Mentionnons aussi une autre manière de calculer le nombre de Mach local, à partir de la mesure de  $P_{t2}$  seulement. On a en effet

$$\frac{P_{t2}}{P_{t1}} = \left[ \frac{(\gamma + 1) M_1^2}{(\gamma - 1) M_1^2 + 2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \left[ \frac{\gamma + 1}{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)} \right]^{\frac{1}{\gamma - 1}} \quad (\text{A.5})$$

ce qui suffit si l'on connaît la valeur de la pression totale  $P_{t1}$ . Cette formule est l'équation (99) de [13] et est plus souvent utilisée que l'équation de Rayleigh-Pitot (A.3) pour déterminer des Mach locaux. L'hypothèse que la pression totale du jet est égale à la pression génératrice est ainsi souvent faite, au moins dans la première cellule du jet. On peut d'ailleurs vérifier la pertinence de cette hypothèse en calculant  $P_{t1}$  à partir de  $M_1$  et  $P_{s1}$ , comme cela a été fait au paragraphe 3.1.1.1.

## A.4 Vélométrie laser Doppler

La vélocimétrie laser Doppler (LDV) est apparue dans les années 1960. Le principe de la mesure est le suivant : on fait se focaliser deux faisceaux de lumière cohérente en un petit volume. A l'intérieur de celui-ci, des franges d'interférence équidistantes se forment et constituent une série de bandes lumineuses séparées par des zones sombres. Lorsqu'une particule traverse le réseau de franges, elle émet donc des flashes de lumière, aussi nommés *bouffées Doppler*, à intervalles réguliers. Ces signaux sont captés par un photomultiplicateur associé à un processeur. A partir de la période entre les flashes, on peut remonter à la vitesse instantanée de la particule à l'intérieur du volume de mesure.

Cette méthode est non-intrusive et s'appuie sur la diffusion de Mie, soit la diffusion de lumière par des particules de taille du même ordre de grandeur que la lumière qui les éclaire. Dans l'air, il faut ensemercer l'écoulement pour obtenir des fréquences d'acquisition moyennes satisfaisantes. S'appuyer sur la diffusion de la lumière par les molécules constitutives de l'air est à la base d'une autre technique de mesure, plus difficile à mettre en œuvre et moins répandue, la vélocimétrie par diffusion de Rayleigh. Panda a notamment appliqué cette méthode [246, 200] à l'étude du bruit de jet, dans des jets subsoniques ou supersoniques parfaitement détendus. Panda & Seasholtz [199] mentionnent trois problèmes fondamentaux qui leur font dire qu'il est délicat d'utiliser la LDV dans des jets à haute

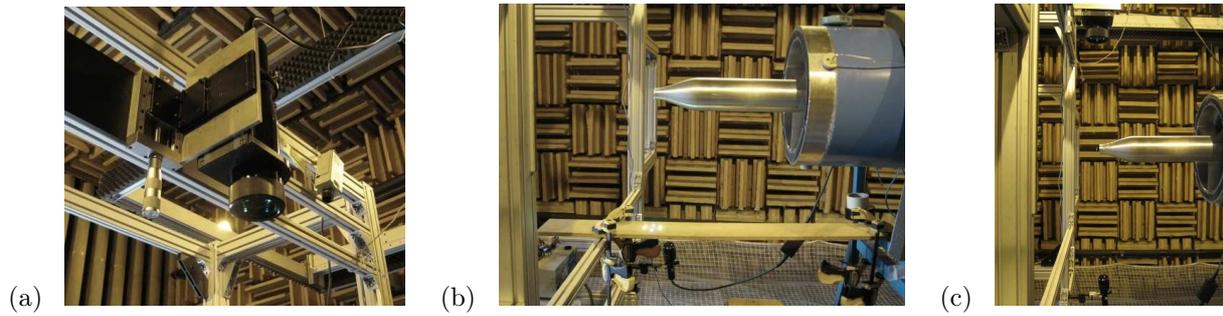


Fig. A.24 Photographies du montage LDV. (a) Tête d'émission montée dans la chambre anéchoïque, (b) montage pour le réglage de l'alignement des franges, (c) montage pendant les mesures.

vitesse : l'inertie des particules, le biais dans les écoulements turbulents, et l'estimation des spectres de fluctuations, étant donné l'échantillonnage irrégulier des données. Les deux premiers points sont mentionnés dans la suite. Quant au troisième, aucun spectre n'est calculé ici, mais il existe des méthodes efficaces pour les estimer [31].

Dans cette section, on présente principalement le dispositif de mesure, la problématique liée à la réponse des particules à l'écoulement, et une validation des mesures par LDV.

#### A.4.1 Dispositif de mesure par LDV

Un laser Argon Spectra Physics 2017 bicomposante délivrant des faisceaux lumineux continus de 1.2W est utilisé. Les rayons ont des longueurs d'onde de 514.50 nm (vert) et 488.00 nm (bleu). Une cellule de Bragg fonctionnant à 40 MHz permet de faire défiler le réseau de frange, de sorte à distinguer la direction de la vitesse.

Les faisceaux sont transmis à une fibre optique aboutissant à une tête d'émission équipée d'une lentille de focale 500 mm. La tête est solidaire du chariot de déplacement et peut être donc bougée par rapport au jet, comme on peut le voir en figure A.24 (a). Une platine micro-contrôle permet des déplacements manuels verticaux du volume de mesure de sorte à centrer le volume sur l'axe du jet. En sortie de tête d'émission, les faisceaux sont censés être écartés de 60.2 mm et ont un diamètre de 3.5 mm. Les dimensions approximatives du volume de mesure sont 90  $\mu\text{m}$  de diamètre et 1.5 mm de longueur. Dans le volume de mesure, la puissance des faisceaux est d'environ 50 mW et 100 mW pour les couleurs bleues et vertes, respectivement. Ces valeurs sont optimisées régulièrement en ajustant la connexion entre laser et fibre optique. En effet, les déplacements du chariot font bouger la fibre optique, solidaire de la tête d'émission. L'optimisation se fait en maximisant à l'œil la lumière projetée sur un écran intersectant les deux paires de rayons lumineux, proche du volume de mesure. La tête d'émission est positionnée de telle sorte que les franges vertes, de plus forte intensité, soient perpendiculaires à la direction de l'écoulement. Par conséquent, les franges bleues sont orthogonales à cette direction, ce qui induit de faibles fréquences d'acquisition pour la vitesse transverse ainsi qu'un biais sur les vitesses : seules les particules se déplaçant suffisamment latéralement lors de la traversée du volume de mesure sont comptabilisées. Le montage agit alors comme un passe-haut sur les vitesses. On se concentrera alors dans la suite sur les vitesses longitudinales. La direction des franges vertes a été réglée en alignant les faisceaux avec la direction du jet, déterminée elle-même en projetant verticalement les parois de la tuyère sur un écran horizontal placé sous la sortie du jet, comme on peut le voir en figure A.24 (b).

Les bouffées Doppler sont captées par une tête de réception placée pour toutes les mesures à environ 30° en diffusion avant. La lumière est ensuite décomposée suivant sa longueur d'onde. Un processeur BSA F80 de Dantec, de fréquence Doppler maximale 180 MHz, traite les signaux électriques issus des photomultiplicateurs par transformations de Fourier. Le montage complet est représenté en

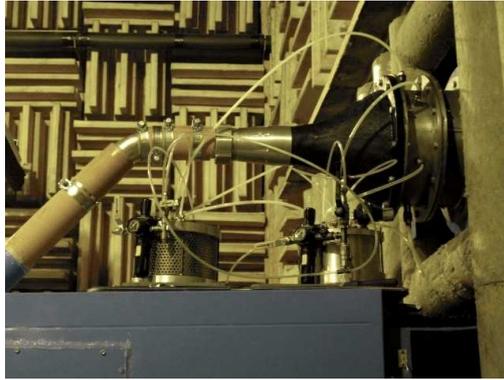


Fig. A.25 Générateurs de parfum utilisés pour les mesures LDV.

figure A.24 (c), avec la tête d'émission en haut et l'optique de réception en bas. Le volume de mesure est visible au niveau de la sortie de tuyère.

Le jet supersonique est ensemençé par des gouttelettes d'huile d'olive nébulisées par deux appareils de type générateurs de parfum, et injectées en six points régulièrement répartis dans l'azimut du convergent situé à l'entrée de la chambre sourde, sur le conduit primaire, environ 6 m en amont de la sortie de tuyère. Les générateurs de particules sont visibles en figure A.25. Cette disposition des ensementeurs loin en amont de la sortie de tuyère laisse le temps au nuage de gouttelettes de s'homogénéiser avant d'atteindre la sortie de tuyère. Aucune inhomogénéité flagrante de l'ensemencement du jet primaire n'a été détectée lors des acquisitions. La densité de l'ensemencement est réglée par la pression d'injection de l'air comprimé servant à nébuliser l'huile liquide dans les générateurs. Le diamètre des particules est d'environ  $1\ \mu\text{m}$ . Cette estimation provient de mesures par anémométrie phase Doppler. On verra en A.4.5 qu'elle est compatible avec les mesures de vitesse en sortie de tuyère.

Le milieu extérieur au jet n'a pas été ensemençé, et seules des mesures sans jet secondaire ont été effectuées. Ce n'est cependant pas un problème puisque les résultats présentés dans la suite se concentrent essentiellement sur le cône potentiel du jet supersonique, c'est-à-dire sur une région où l'ensemencement extérieur n'aurait pas d'influence.

#### A.4.2 Acquisition

L'analyseur de signaux Doppler est interfacé avec le logiciel BSA FLOW SOFTWARE v5.00, utilisé pour l'acquisition. Un certain nombre de paramètres doivent être ajustés à chaque point de mesure pour obtenir une fréquence d'acquisition moyenne cohérente durant tout le relevé, ainsi que des histogrammes de répartition des vitesses ayant bonne allure. Les principaux paramètres sont listés ci-dessous :

- l'acquisition des bouffées Doppler a été effectuée dans le mode SM/B, ce qui veut dire qu'une seule mesure a été autorisée par bouffée
- les tensions d'alimentation des photomultiplicateurs sont modifiées selon la position pour ajuster l'allure des histogrammes. En effet, il a été relevé que des tensions trop basses faisaient ressortir davantage le phénomène de retard des particules. En conséquence, les tensions ont été réglées jusqu'à 1200 V, la limite haute (voir paragraphe A.4.5)
- les gains de sortie des photomultiplicateurs sont aussi susceptibles d'être modulés point par point
- la quantité de données à acquérir en chaque point est déterminée soit en fixant la durée d'acquisition (alors, le nombre d'échantillons dépend de la fréquence d'acquisition moyenne), soit en fixant le nombre d'échantillons souhaité. Généralement, la durée d'acquisition a été fixée, à une valeur de 10 s
- les bouffées sont discrétisées sur 32 ou 64 points, selon les cas

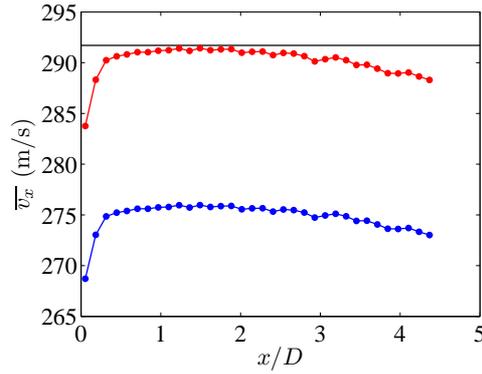


Fig. A.26 Profil axial de vitesse longitudinale moyenne pour  $M = 0.9$ . — Valeur cible calculée, • mesures non corrigées, • mesures  $\times 1.056$ .

- sont validées les mesures découlant d'un pic fréquentiel au moins quatre fois supérieur au deuxième pic le plus grand, dans le spectre de la bouffée Doppler

Une partie des mesures est rejetée lorsque les bouffées ne satisfont pas certains critères de forme. On peut donc vérifier pendant la mesure que les paramètres d'acquisition sont adéquats en contrôlant le taux de validation des bouffées Doppler.

La fréquence d'acquisition moyenne est en partie influencée par les paramètres d'acquisition. Opérer le système en mode SM/B réduit le taux d'acquisition par rapport au cas où plusieurs mesures sont autorisées par traversée. Augmenter la tension d'alimentation des photomultiplicateurs permet de doper la détection des particules donc fait croître la fréquence d'acquisition. Par ailleurs, toute mesure contraignant la validation des bouffées, comme par exemple augmenter le rapport minimal des deux plus hauts pics spectraux de la bouffée, va faire chuter cette fréquence moyenne.

Le taux d'acquisition dépend aussi d'autres facteurs. Bien entendu, plus la vitesse de l'écoulement est élevée, plus la fréquence de passage de particules est importante. Ceci est traduit quantitativement dans la formule de Høst-Madsen & Caspersen [97], telle qu'elle est citée par Benedict & Gould [30]

$$\overline{f_{\text{acq}}}^{\text{max}} \approx \frac{4e^{-2}v}{\Delta},$$

où  $\overline{f_{\text{acq}}}^{\text{max}}$  est la fréquence moyenne d'acquisition maximale que l'on peut atteindre dans le mode SM/B,  $v$  est la vitesse de l'écoulement et  $\Delta$  est le diamètre du volume de mesure. Par ailleurs, la densité d'ensemencement joue de manière tout aussi évidente.

### A.4.3 Application d'un facteur correctif aux valeurs de vitesse

Lors d'une mesure dans un jet subsonique à un nombre de Mach  $M = 0.9$ , il s'est avéré que la vitesse obtenue dans le cône potentiel ne correspondait pas à la valeur attendue. Si l'on se reporte à la figure A.26, on voit clairement que les moyennes initiales sont largement en-deçà de la valeur cible,  $U_j = 292 \text{ m.s}^{-1}$ . Il faut un facteur correctif de 1.056 pour ramener la vitesse mesurée au niveau de la valeur cible. Ce facteur a été vérifié avec deux profils transverses à  $M = 0.9$  et  $M = 1.0$ . Dans ces deux derniers cas, le facteur était de 1.060 et 1.055, respectivement.

Un tel écart peut simplement s'expliquer si l'on suppose que l'interfrange n'est pas bien connue. Une calibration de l'interfrange a donc été effectuée, et la mise en œuvre ainsi que les résultats sont consignés en annexe E. En définitive, il a été déterminé que l'interfrange était plus grande d'un facteur 1.056, après un nombre conséquent de mesures. Cette calibration justifie donc et explique le facteur correctif introduit.

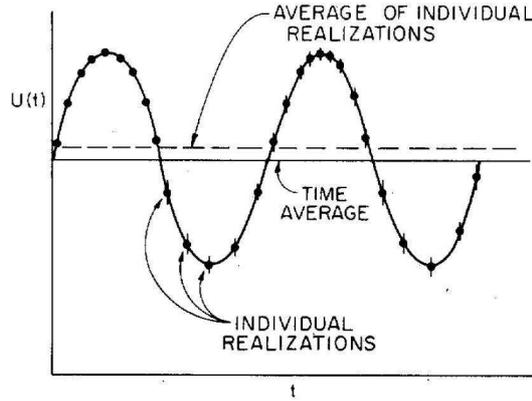


Fig. A.27 Illustration du phénomène de biais inhérent à la méthode de mesure de LDV, dans le cas d'une vitesse instantanée variant de façon sinusoïdale et d'un ensemencement tel que les particules sont uniformément écartées (reproduit depuis McLaughlin & Tiederman [148]).

#### A.4.4 Correction du biais inhérent à la technique

Il a été noté très tôt dans le développement de la technique de LDV que l'échantillonnage irrégulier menait à un biais dans les estimations des moments des vitesses, si rien n'était fait pour le corriger. Une illustration du phénomène est montrée en figure A.27, tirée de McLaughlin & Tiederman [148]. Dans un écoulement turbulent, le volume de mesure va voir passer plus de particules rapides que de particules lentes. Ainsi, les vitesses moyennes seront surestimées si on les calcule en tant que moyenne arithmétique. Ce biais existe aussi pour les moments d'ordre supérieur. On peut écrire les différentes méthodes de correction d'une façon générale, comme il est fait dans McLaughlin & Tiederman, sous la forme suivante pour la moyenne et l'écart-type

$$\bar{v} = \frac{\sum_i \omega_i v_i}{\sum_i \omega_i} \quad \text{et} \quad v_{\text{rms}} = \frac{\sum_i \omega_i (v_i - \bar{v})^2}{\sum_i \omega_i},$$

où l'indice  $i$  marque les réalisations, et les  $\omega_i$  sont des facteurs de pondération.  $v_i$  est simplement la composante de vitesse mesurée par le dispositif. McLaughlin & Tiederman ont proposé une pondération par l'inverse des vitesses, soit  $\omega_i = 1/V_i$ , où  $V_i$  est la norme de la vitesse instantanée complète. Comme on ne connaît pas les trois composantes en général, ils montrent que l'on peut aussi utiliser la vitesse mesurée, donc  $|v_i|$  à la place de  $V_i$ .

D'autres pondérations  $\omega_i$  ont également été proposées. Benedict *et al.* [31] citent le temps de transit de Hösel & Rodi [96] ou le temps inter-arrivées de Barnet & Bentley [26]. Les pondérations de McLaughlin & Tiederman et Barnet & Bentley ont été testées. Des profils axiaux de vitesse longitudinale moyenne brute et corrigée sont présentés en figure A.28. L'effet des corrections est très faible pour  $M_j = 1.15$ , voir figure A.28 (a), étant inférieur à 0.1%. Ceci s'explique par les très faibles taux de turbulence existant dans le cône potentiel : le biais est d'autant plus important que les fluctuations de vitesse sont importantes, or ici, le taux de turbulence est inférieur à 4% pour tous les points de la traversée. En revanche, l'écart est plus important derrière le disque de Mach présent à  $M_j = 1.50$  (b). Curieusement, la pondération de Barnet & Bentley entraîne souvent une augmentation de la vitesse moyenne, contrairement à ce que l'on attendrait. Celle de McLaughlin & Tiederman semble par ailleurs ne pas fonctionner dès qu'il existe une vitesse instantanée proche de zéro : le terme  $\sum_i 1/|v_i|$  au dénominateur devient alors très grand, ce qui induit une vitesse moyenne proche de zéro. C'est ce qu'il se passe en (b) pour  $x/D \approx 1.5$ .

En conclusion, il n'y a pas besoin de correction pour les mesures dans le cône potentiel. Derrière le

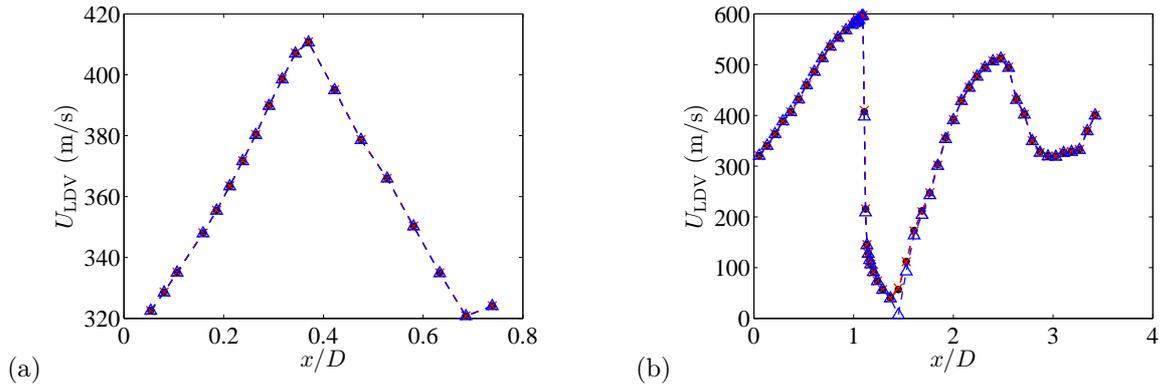


Fig. A.28 Effet des corrections du biais inhérent à la LDV sur les valeurs moyennes des vitesses longitudinales sur l'axe du jet (tuyère lisse,  $M_f = 0$ ). (a)  $M_j = 1.15$ , (b)  $M_j = 1.50$ . • Moyenne arithmétique,  $\triangle$  correction de McLaughlin & Tiederman [148],  $\times$  correction de Barnet & Bentley [26].

disque de Mach à  $M_j = 1.50$ , les corrections implémentées sont contradictoires si bien que là non-plus, aucune correction n'a été appliquée. On peut estimer à partir de figure A.28 que même dans ce cas, l'erreur commise est de toute façon inférieure à 5%.

#### A.4.5 Réponse des particules dans les écoulements choqués

La taille, ainsi que la masse volumique, des particules utilisées pour l'ensemencement des écoulements, sont des paramètres qui influent de manière critique sur la réponse des particules aux gradients de vitesse. Comme en LDV, de même qu'en PIV, la vitesse de particules est mesurée et non directement la vitesse de l'écoulement, il est essentiel que les particules parviennent à suivre l'écoulement. En plus, dans le cas présent, la structure de cellules induit de forts gradients de vitesse qui rend cruciale la question de la réponse des particules.

##### A.4.5.1 Histogrammes de vitesse

En guise d'illustration du phénomène de retard des particules, des distributions de vitesses acquises en trois points situés dans la première cellule de choc d'un écoulement à  $M_j = 1.15$  sont proposées en figure A.29. Dans la ligne du haut, la tension d'alimentation du photomultiplicateur a été réglée à une valeur standard, et le taux d'acquisition moyen varie entre 15 et 20 kHz. Le point amont est situé dans la zone de détente de la première cellule, donc la vitesse croît, et l'on voit qu'un groupe de particules se déplace plus lentement que le reste. Le point médian est localisé approximativement au centre de la cellule, au début de la zone de compression, et l'histogramme apparaît plus symétrique. Le point aval est situé plus loin dans la zone de compression, où la vitesse décroît, et ici un groupe de particules se déplace plus vite que le reste, donc n'a pas réussi à décélérer suffisamment.

Ce phénomène a pu être légèrement réduit en augmentant la tension d'alimentation du photomultiplicateur, comme on peut le voir en figure A.29 (bas). Les fréquences d'acquisition oscillent pour ces points entre 120 et 160 kHz. Une explication possible est qu'augmenter cette tension entraîne une détection accrue des petites particules moins lumineuses, ce qui donne les fréquences d'acquisition plus élevées et pondère le retard pris par les grosses particules. On peut vérifier que la qualité des bouffées Doppler ne souffre pas de ce nouveau réglage, avec des taux de validation supérieurs à 90%.

L'observation des histogrammes de vitesse permet de voir qu'une petite partie des particules est en retard par rapport au reste, mais on ne sait pas quel est le biais de vitesse engendré par la taille finie des particules. Un modèle analytique décrivant le mouvement de particules dans un écoulement a donc été appliqué.

### A.4.5.2 Equation du mouvement de particules en écoulement

Un nombre conséquent de travaux discute de la réponse des particules dans un écoulement, en particulier dans le cas d'écoulements supersoniques, aussi bien pour des applications en LDV qu'en PIV. La considération de l'influence de la réponse de la particule sur les mesures est compliquée en PIV par le filtrage spatial imposé par les algorithmes de calcul. Le lecteur pourra se reporter à Ragni *et al.* [222] pour une étude focalisée sur la PIV. Dans ce travail, l'effet du retard de la particule sur les mesures est étudié spécifiquement pour la LDV, où chaque échantillon de vitesse correspond à celle d'une particule isolée.

Un article de synthèse souvent cité sur le sujet est celui de Melling [149], qui mentionne l'équation régissant le mouvement d'une particule et les simplifications que l'on peut appliquer. Cette équation provient originellement de Basset [27] et est nommée parfois équation de Basset-Boussinesq-Oseen [289]. Elle s'écrit, dans le cas de particules sphériques en concentration infiniment faible, et en l'absence de forces extérieures volumiques (forces gravitationnelles, électrostatiques, centrifuges, forces liées à un cisaillement)

$$\begin{aligned}
\frac{\pi d_p^3}{6} \rho_p \frac{d\vec{U}_p}{dt} &= -\frac{\pi d_p^3}{6} \rho_p \frac{3}{8} c_D \frac{\rho_f}{\rho_p} \frac{2}{d_p} \|\vec{U}_p - \vec{U}_f\| (\vec{U}_p - \vec{U}_f) \\
&\quad - \frac{1}{2} \frac{\pi d_p^3}{6} \rho_f \frac{d(\vec{U}_p - \vec{U}_f)}{dt} \\
&\quad + \frac{\pi d_p^3}{6} \rho_f \frac{d\vec{U}_f}{dt} \\
&\quad - \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi \mu \rho_f} \int_{t_0}^t \frac{d(\vec{U}_p - \vec{U}_f)}{d\xi} \frac{d\xi}{\sqrt{t - \xi}}
\end{aligned} \tag{A.6}$$

Dans l'équation (A.6),  $\vec{U}_p$  est la vitesse particulaire,  $\vec{U}_f$  celle du fluide et  $\|\cdot\|$  est la norme de  $\vec{\cdot}$ ;  $c_D$  est le coefficient de traînée de la particule;  $d_p$  est le diamètre de la particule;  $\rho_p$ ,  $\rho_f$  et  $\mu$  sont la masse volumique de la particule, celle du fluide, et la viscosité dynamique du fluide, respectivement;  $t$  est le temps. L'équation (A.6) est une généralisation de la formulation proposée par Melling [149], qui suppose une loi de Stokes pour le terme de frottement visqueux.

Le membre de gauche représente la masse de la particule multipliée par son accélération. Le membre de droite est donc une somme de forces. Le premier terme du membre de droite est la résistance visqueuse induite par un écoulement stationnaire, alors que le deuxième exprime la résistance d'un fluide parfait à l'accélération d'une sphère. Le troisième est une force induite par le gradient de pression provenant de l'accélération du fluide. Enfin, le dernier terme est l'intégrale de Basset, qui est une résistance causée par l'instationnarité de l'écoulement.

Commençons d'abord par simplifier l'équation (A.6). Il a été montré par Tedeschi *et al.* [288] et Thomas [289] que le terme de Basset était négligeable dans les applications courantes. En particulier, Thomas montre que le terme devient important pour  $d_p \lesssim 0.05 \mu\text{m}$  lorsque, comme c'est le cas pour l'huile d'olive,  $\rho_p \approx 1 \times 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$ . Les diamètres des gouttelettes utilisées dans cette étude étant de l'ordre de  $1 \mu\text{m}$ , on peut négliger ce terme. Melling [149] avance par ailleurs que les deuxième et troisième termes du membre de droite peuvent aussi être négligés en vertu du fait que  $\rho_p \gg \rho_f$ . Dans notre cas,  $\rho_p/\rho_f \gtrsim 100$ . Il reste donc

$$\frac{d\vec{U}_p}{dt} = -\frac{3}{4} c_D \text{Re}_p \frac{\mu}{\rho_p d_p^2} (\vec{U}_p - \vec{U}_f), \tag{A.7}$$

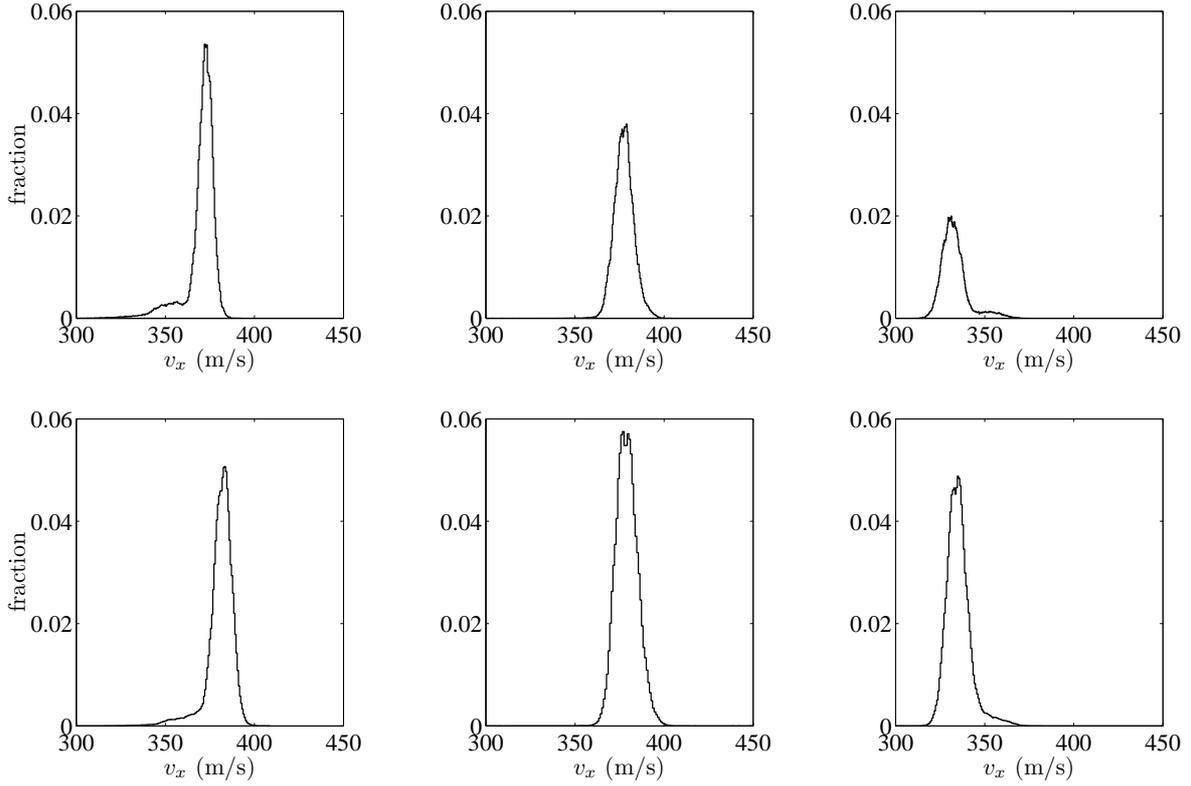


Fig. A.29 Distribution des réalisations de la vitesse longitudinale instantanée mesurée par LDV sur l'axe à  $x = 0.24 D \approx 0.3 L_1$  (colonne de gauche),  $x = 0.48 D \approx 0.7 L_1$  (centre) et  $x = 0.63 D \approx 0.9 L_1$  (droite). Haut : valeur standard de la tension d'alimentation du photomultiplicateur ; bas : valeur élevée de cette tension. Tuyère lisse,  $M_j = 1.15$ ,  $M_f = 0$ .  $L_1$  dénote la longueur de la première cellule.

où le nombre de Reynolds de la particule s'écrit

$$\text{Re}_p = \frac{\rho_f d_p \|\vec{U}_p - \vec{U}_f\|}{\mu} \quad (\text{A.8})$$

L'équation (A.7) se résout simplement si l'on suppose un profil de vitesse du fluide en marche descendante et si  $c_D$  suit la loi de Stokes,  $c_D = 24/\text{Re}_p$ . On a alors

$$\left\| \frac{\vec{U}_f - \vec{U}_p}{\vec{U}_f - \vec{U}_{pi}} \right\| = \exp(-Ct) \quad (\text{A.9})$$

avec

$$C = \frac{18\mu}{\rho_p d_p^2} \quad (\text{A.10})$$

et  $\vec{U}_{pi}$  une vitesse particulaire initiale.

L'équation du mouvement peut être exploitée de deux manières distinctes : pour étudier la réponse d'une particule dans un écoulement soit stationnaire, soit fluctuant. Nous nous intéresserons dans la suite seulement aux biais auxquels s'attendre sur les vitesses moyennes, puisque la LDV a été utilisée pour étudier le cône potentiel du jet peu turbulent. Le cas d'écoulements turbulents est mentionné rapidement ici.

Melling [149] cite deux solutions à la question de la réponse d'une particule à des fluctuations de vitesse, qui formellement décomposent les composantes fluctuantes par fréquence. Cela revient à déterminer la réponse d'une particule à un écoulement oscillant. Les paramètres importants sont le

rapport d'amplitude d'oscillation et le déphasage. Ces solutions se simplifient si l'on suppose que  $\rho_p \gg \rho_f$ . L'expression obtenue par Melling sur le rapport des niveaux de fluctuation est la même que Becker *et al.* [29], et est utilisée par exemple dès Yanta *et al.* [323] dans leur étude de la faisabilité de la LDV dans les écoulements supersoniques. Par ailleurs, le paramètre  $C$  de l'équation (A.9) peut être considéré comme l'inverse d'une constante de temps  $\tau_p$  de la particule.  $\tau_p$  est parfois utilisée pour construire le nombre de Stokes  $\tau$ , défini comme le rapport du temps de réponse de la particule sur le temps caractéristique de la turbulence. Ce nombre permet d'évaluer la capacité des particules à suivre les fluctuations de l'écoulement. Nouri & Whitelaw [189] prennent

$$\tau = \frac{\tau_p}{D/U_{\max}} = \frac{\rho_p d_p^2 / (18\mu)}{D/U_{\max}},$$

où  $U_{\max}$  est la vitesse moyenne maximale de l'écoulement. Dans leur étude, le nombre de Stokes vaut environ 0.2. Avec la même formule, on trouve ici environ 0.05. Notons que Samimy & Lele [235] prennent un temps caractéristique pour l'écoulement différent, et sans doute plus juste, défini comme  $10 \delta_{\omega 0} / (U_1 - U_2)$ , où  $\delta_{\omega 0}$  est l'épaisseur de vorticité initiale et  $(U_1 - U_2)$  la différence de vitesse au travers de la couche de mélange.

La deuxième application de l'équation du mouvement (A.6) est l'étude de la réponse d'une particule à des gradients stationnaires de vitesse, tels ceux que l'on rencontre à la travers e d'un choc. Le temps de relaxation  $\tau_p$  est souvent utilisé pour caractériser la réponse d'une particule à un choc, soit directement, soit convertie en longueur de relaxation. C'est ce qui est fait par Ross *et al.* [232] dans le cas d'un choc oblique, par Mitchell *et al.* [162] pour estimer les imprécisions de mesures de vitesse derrière un disque de Mach, ou encore par Ragni *et al.* [222] dans leur étude plus spécifiquement tourn e vers la PIV.

On comprend par l'expression (A.9) que le temps de relaxation est un bon indicateur de la réponse d'une particule à une discontinuité de vitesse. Cependant, comme on l'a vu en partie 3.1.1.1, les jets faiblement sous-détendus ne présentent pas de chocs, mais peuvent être vus comme une oscillation continue de l'écoulement autour d'un champ homogène. Pour étudier le comportement des particules de manière quantitative dans ce cas, l'équation (A.7) a été projet e dans la direction du jet et il a été fait usage de la stationnarité de l'écoulement moyen pour écrire

$$U_{px} \frac{dU_{px}}{dx} = -\frac{3}{4} c_D \text{Re}_p \frac{\mu}{\rho_p d_p^2} (U_{px} - U_{fx}) \quad (\text{A.11})$$

où les indices  $x$  indiquent la composante longitudinale. Cette nouvelle équation a déjà été utilis e dans la littérature [175, 322, 144]. Dans la suite, l'intégration de l'équation (A.11) est seulement r alis e sur l'axe du jet. L'axisymétrie du problème dicte alors que la vitesse moyenne du fluide et donc la vitesse particulaire moyenne ont seulement une composante horizontale. Ainsi, les composantes axiales de l'équation sont les vraies normes des vecteurs-vitesses.

De nombreuses expressions existent pour le coefficient de traînée  $c_D$ . Elles sont valables sur des plages différentes de  $\text{Re}_p$  et  $M_r$ , où

$$M_r = \|\vec{U}_f - \vec{U}_p\|/c \quad (\text{A.12})$$

est le nombre de Mach relatif, avec  $c$  la vitesse du son locale. L'expression la plus simple est la loi de Stokes déjà mentionn e,  $c_D = 24/\text{Re}_p$ , qui s'applique lorsque  $\text{Re}_p < 1$  [149], mais cette condition est trop restrictive pour l'application actuelle. Walsh [309] a effectué une confrontation de différentes expressions pour le coefficient de traînée avec des résultats expérimentaux et a proposé une nouvelle formule applicable pour de faibles valeurs de  $M_r$ , qui s'écrit

$$c_D = c_{D,C} + (c_{D,FM} - c_{D,C}) \exp(-A \text{Re}_p^N) \quad (\text{A.13})$$

où  $c_{D,C}$ ,  $c_{D,FM}$ ,  $A$  et  $N$  sont des paramètres de  $M_r$ . Pour tous les calculs présentés ici, sauf l'estimation de la distance de relaxation en 3.1.1.2, ont été retenues les valeurs de ces paramètres pour  $M_r = 0.1$ . En effet,  $M_r = 0.1$  est la plus petite valeur étudiée par Walsh et  $M_r$  est le plus souvent inférieur à 0.1 pour nos applications.

Pour la résolution, il faut noter que  $\rho_f$  et  $\mu$  varient dans des jets imparfaitement détendus.

La masse volumique du fluide,  $\rho_f$ , peut être déterminée à partir des pression et température statiques locales, en utilisant la loi des gaz parfaits. La pression statique (respectivement température statique) peut être calculée par les relations isentropiques à partir du nombre de Mach local si l'on suppose connue la pression totale locale (respectivement température totale locale). Dans notre cas, la pression totale locale peut différer de la pression génératrice lorsque les jets ne sont pas isentropiques, par exemple dans le cas d'écoulement avec disque de Mach. En revanche, les résultats de la section 3.1.1.1, en particulier les figures 3.7 (b) et 3.13 (b), justifient d'estimer la pression totale locale par la pression génératrice en l'absence de disque de Mach. Par ailleurs, la température totale peut être considérée comme étant invariante, au moins dans le cône potentiel des jets considérés : l'hypothèse d'homogénéité de la température totale a été validée par Morrison & McLaughlin [171] pour les écoulements supersoniques parfaitement détendus ; de plus, comme la température totale ne varie pas au travers d'un choc [17], cette hypothèse doit toujours être vérifiée dans les jets choqués, même si un disque de Mach existe.

La viscosité  $\mu$  a été écrite selon la loi de Sutherland

$$\mu = \mu_0 (T/T_0)^{3/2} (T_0 + S)/(T + S) \quad (\text{A.14})$$

où  $\mu_0$  est une constante,  $T$  est la température statique de l'écoulement,  $T_0$  est une température de référence et  $S$  est la constante de Sutherland. Les valeurs des constantes  $\mu_0$ ,  $T_0$  et  $S$  sont prises chez Pierce [208]. En définitive, il a été vérifié que l'influence des variations de  $\rho_f$  et  $\mu$  sur les résultats est faible.

Deux méthodes d'intégration du système formé par les équations (A.11), (A.8) et (A.13) se présentent à nous. Soit on connaît la vitesse du fluide et alors on peut en déduire simplement  $U_{p_x}$ , soit on adopte une démarche inverse et on cherche  $U_{f_x}$  en connaissant  $U_{p_x}$ .

### A.4.5.3 Calcul de la vitesse particulière

Si on suppose connue la vitesse du fluide,  $U_{p_x}$  est intégrée en utilisant un schéma de Runge-Kutta à six étapes de Berland *et al.* [32]. Cette analyse peut être mise à profit pour évaluer la taille des particules d'ensemencement, de manière très similaire à Yanta [322] ou Ross *et al.* [232], par comparaison entre résultats numériques et mesures. Cette comparaison est effectuée dans un cas subsonique, à  $M = 0.9$ . L'hypothèse d'un écoulement unidimensionnel et isentropique dans la tuyère permet d'y établir le profil de vitesse du gaz, en connaissant la géométrie interne de la buse et le nombre de Mach de sortie. Dans l'écoulement subsonique traité, la vitesse du fluide ne change pas en aval de la sortie tant que l'on reste dans le cône potentiel, soit dans les cinq premiers diamètres environ. La vitesse des particules peut donc être calculée, à partir de la vitesse postulée de l'écoulement, à l'intérieur de la tuyère et dans le jet, où elle peut être comparée à la vitesse mesurée. L'écoulement dans la tuyère et le cône potentiel pouvant être considéré comme isentropique, on identifie la pression totale locale à la pression génératrice pour la détermination de  $\rho_f$ . La condition à la limite est prise telle que la vitesse particulière au début de la contraction est égale à la vitesse du fluide. La vitesse du fluide calculée et la vitesse particulière intégrée sont montrées dans la tuyère et au dehors pour un Mach de sortie de 0.9 en figure A.30, pour plusieurs valeurs de  $d_p$  et  $\rho_p$ . Le retard des particules par rapport au fluide en accélération se voit

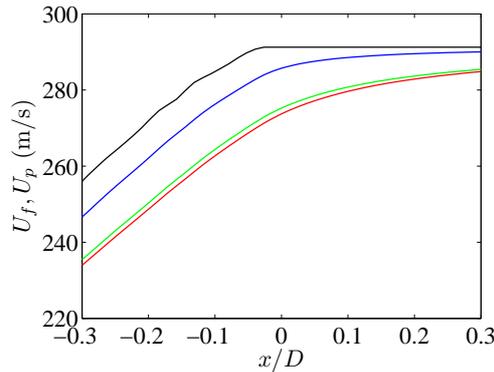


Fig. A.30 Effet de  $d_p$  et  $\rho_p$  sur la vitesse particulaire dans la tuyère et le jet (pour un Mach de sortie  $M=0.9$ ). —  $U_f$  (postulée); —  $U_p$  déduite avec  $d_p=1\ \mu\text{m}$  et  $\rho_p=970\ \text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ , —  $U_p$  déduite avec  $d_p=3\ \mu\text{m}$  et  $\rho_p=970\ \text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ , —  $U_p$  déduite avec  $d_p=1\ \mu\text{m}$  et  $\rho_p=3970\ \text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ .

très bien en sortie de tuyère, en  $x/D=0$ . À  $\rho_p$  constant, augmenter  $d_p$  entraîne une augmentation du déficit de vitesse des particules en sortie de tuyère. À  $d_p$  constant, on a la même conclusion lorsque  $\rho_p$  croît. La valeur  $\rho_p=970\ \text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$  correspond à l'huile d'olive, alors que  $\rho_p=3970\ \text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$  correspond à l'oxyde d'aluminium  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , d'après Melling [149]. Cette dernière substance est souvent employée pour un ensemencement par particules solides. On peut conclure qu'il est important d'ensemencer par des particules petites et légères. Yanta *et al.* [323] ajoutent qu'elles doivent aussi être bien calibrées, sans quoi les réponses individuelles des particules vont être disparates.

Les calculs précédents permettent de justifier l'emploi d'huile d'olive, au lieu de particules solides comme il est souvent fait. Non seulement ces dernières sont chères et potentiellement dangereuses pour la santé lorsqu'elles sont utilisées dans un système ouvert, mais leurs performances dans l'écoulement sont pas forcément meilleures que celles des gouttes d'huile d'olive; certes, on peut acquérir des particules solides bien calibrées et de très faible diamètre, mais la masse volumique élevée est un gros désavantage, sans parler des problèmes d'agglomération bien connus pour ces particules d'ensemencement [232, 293].

Les courbes présentées en figure A.31 permettent de confronter les vitesses particulaires calculées aux vitesses mesurées dans le jet, que l'on note  $U_{LDV}$ . On voit que la taille  $d_p=1\ \mu\text{m}$  semble adéquate pour décrire la dynamique des particules. La décroissance axiale de la vitesse particulaire mesurée n'est pas jugée significative, puisqu'elle correspond à 1% de la vitesse maximale. Notons que la valeur de  $d_p$  optimale peut varier d'un facteur trois environ selon l'expression prise pour  $c_D$ . Cette acquisition subsonique peut être vue comme une sorte de calibration de  $d_p$  en fonction du coefficient de traînée choisi. On s'attend à ce que les résultats finaux soient peu dépendants des couples  $(c_D; d_p)$  considérés, mais cela n'a pas été vérifié.

#### A.4.5.4 Calcul de la vitesse du fluide

La démarche inverse de résolution de l'expression (A.11) a également été entreprise pour calculer  $U_f$  connaissant  $U_p$ , et permettre ainsi de se faire une idée quantitative de l'erreur liée au retard des particules. D'abord, les points expérimentaux obtenus par LDV sont interpolés sur une grille régulière plus fine et un schéma de différences finies centrées d'ordre deux est utilisé pour calculer la dérivée spatiale de (A.11). Ensuite, un algorithme de Newton permet de trouver  $U_f$  à partir d'une valeur initiale. Cette procédure fournit une estimation de la vitesse du fluide  $U_f$  à l'intérieur du jet, en partant de la vitesse particulaire mesurée. Elle est appliquée au paragraphe 3.1.1.2.

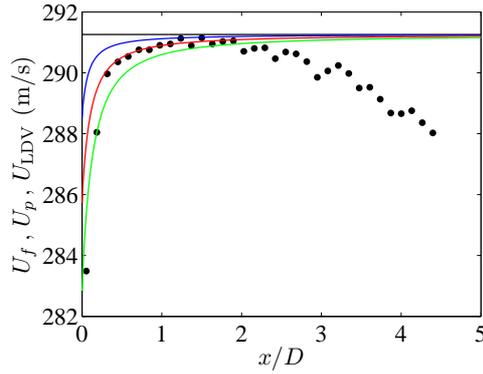


Fig. A.31 Comparaison entre la vitesse particulière calculée  $U_p$  et la vitesse mesurée  $U_{LDV}$  (tuyère lisse,  $M=0.9$ ,  $y/D=0$ ). —  $U_f$  postulée; —  $U_p$  déduite avec  $d_p=0.5\ \mu\text{m}$ , —  $U_p$  déduite avec  $d_p=1\ \mu\text{m}$ , —  $U_p$  déduite avec  $d_p=1.5\ \mu\text{m}$ ; •  $U_{LDV}$ . Pour tous les calculs,  $\rho_p=970\ \text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ .

#### A.4.6 Validation de la LDV

Les mesures par LDV sont maintenant validées par comparaison avec les profils de nombre de Mach issus des mesures de pression, voir A.3.4. Si l'on fait l'hypothèse que la température totale locale est partout égale à la température génératrice, on peut facilement calculer un nombre de Mach local à partir des mesures de vitesse, selon

$$M = \left\{ \frac{U_{LDV}^2}{\gamma r T_t - U_{LDV}^2 (\gamma - 1)/2} \right\}^{1/2} \quad (\text{A.15})$$

Les estimations de nombre de Mach local par LDV et par les mesures de pression pour  $M_j=1.15$ , à la fois sur l'axe et à mi-chemin entre l'axe et la lèvre de la tuyère, sont montrées en figure A.32. On remarque qu'il faut décaler les profils de pression statique d'environ 5 mm vers l'aval si l'on veut que les profils se superposent. Cette translation s'explique si l'on admet que les sondes de  $P_s$  mesurent la pression régnant au droit des trous plutôt que celle existant à la pointe de la sonde. Cette hypothèse a déjà été avancée par Seiner & Norum [250]. Si l'on observe attentivement les comparaisons entre mesures et calculs dans des jets sous-détendus réalisées par Seiner *et al.* [248], on remarque aussi que les profils mesurés sont souvent décalés vers l'amont par rapport aux calculs. D'ailleurs, les auteurs de cet article effectuent une translation identique à la nôtre pour les jets à nombre de Mach faiblement supersonique, arguant que les sondes sont originellement dessinées pour des nombres de Mach locaux plus élevés. Gao & Li [81] traduisent également de plusieurs millimètres vers l'aval les profils de  $P_s$  de Norum & Seiner [185] pour que leurs résultats issus de simulations numériques soient en phase avec les mesures.

Une fois la translation effectuée, les deux estimations de nombre de Mach local sont remarquablement proches.

Le cas  $M_j=1.35$  est proposé en figure A.33. Encore une fois, les deux estimations sont très proches dès que l'on translate le profil de  $P_s$ . Les plus grands écarts se situent aux extrema, surtout au niveau du maximum de vitesse dans la première cellule. Il y a d'abord l'effet du retard des particules, qui peut expliquer certains désaccords. Par ailleurs, la résolution des mesures de pression a un effet sur le résultat final, comme on peut le voir en comparant les figures A.33 (a) et (b) : le double pic apparaît avec les mesures de pression les plus raffinées, alors qu'il était absent en se fondant sur les traversées les plus lâches.

Le très bon accord entre les estimations du nombre de Mach local fondées sur les mesures de pression et de vitesse donne confiance en ces deux types de mesure, quoique les écoulements choqués étudiés

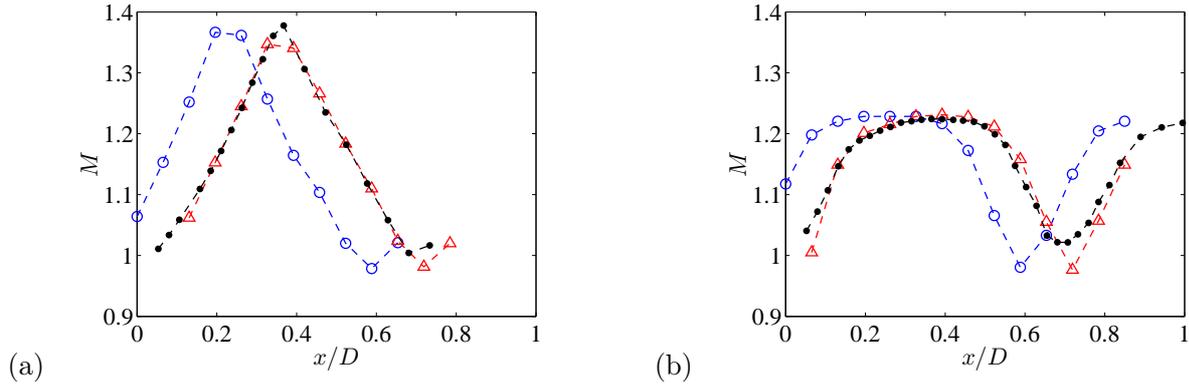


Fig. A.32 Comparaison des profils de nombre de Mach local estimés par LDV et par les mesures de pression; tuyère lisse pour  $M_j = 1.15$  et  $M_f = 0$ . (a)  $y/D = 0$ , (b)  $y/D = 0.25$ .  $\circ$  Estimation par les pressions en utilisant la formule (A.3), profils bruts;  $\triangle$  estimation par les pressions, avec le profil de  $P_s$  décalé de 5 mm vers l'aval pour (a), 4.5 mm pour (b);  $\bullet$  estimation par la LDV d'après l'équation (A.15).

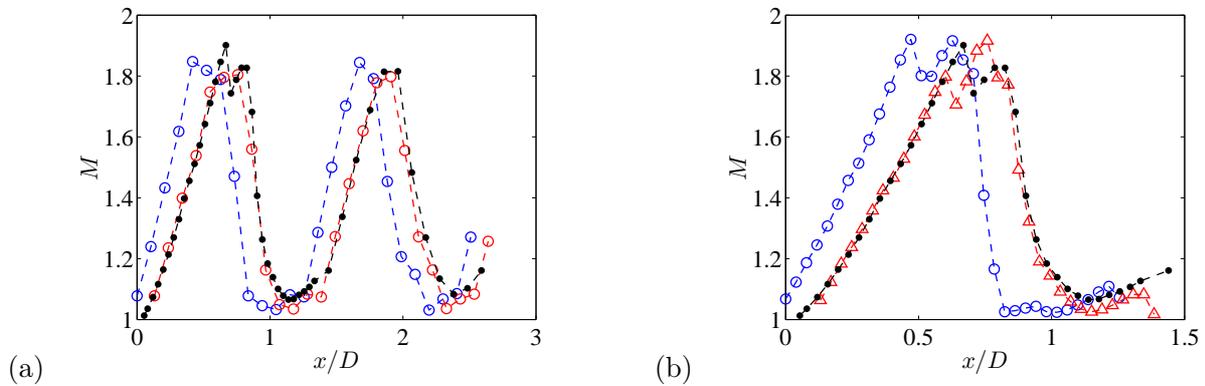


Fig. A.33 Comparaison des profils de nombre de Mach local estimés par LDV et par les mesures de pression; tuyère lisse,  $M_j = 1.35$  et  $M_f = 0$ . (a)  $y/D = 0$ , deux premières cellules, (b)  $y/D = 0$ , première cellule seule.  $\circ$  Estimation par les pressions, profils bruts;  $\triangle$  estimation par les pressions, profil de  $P_s$  décalé de 5 mm vers l'aval;  $\bullet$  estimation par la LDV.

complexifient l'interprétation des résultats. Au passage, on s'assure que le coefficient multiplicatif appliqué aux mesures LDV, *cf.* A.4.3, est nécessaire et correct.

## A.5 Vélométrie par images de particules

La vélocimétrie par images de particules (PIV) est une technique courante en mécanique des fluides expérimentale visant à estimer des champs de vitesse de l'écoulement à partir du déplacement de particules d'ensemencement. Cette technique a été utilisée ici pour étudier l'effet du vol sur la turbulence dans la couche de mélange entre le jet supersonique et le jet subsonique.

### A.5.1 Matériel

Le matériel pour la PIV comprend principalement un laser servant à éclairer les particules d'ensemencement et une ou plusieurs caméras pour acquérir les images. Les spécifications les plus importantes du laser sont indiquées en table A.2. Il s'agit d'un laser pulsé à double cavité. Il faut noter qu'aucun réglage de la durée de chaque pulse n'est possible. Un bras optique, visible en figure A.34, est connecté aux cavités laser pour amener le faisceau jusqu'à l'endroit de la mesure. Il se termine par une lentille cylindrique plan-concave divergente permettant d'éclater le faisceau sous la forme d'une nappe.



Fig. A.34 Montage pour la PIV. On distingue le laser, le bras optique menant à la tête d'émission et les deux caméras avec caches.



Fig. A.35 Caméras rapides fixées sur les montures Scheimpflug et pointant vers la mire.

L'épaisseur de la nappe a été mesurée à  $1.7 \text{ mm} \pm 0.3 \text{ mm}$ .

Laser Quantronix Darwin Duo 527-60-M
laser pulsé Nd :YLF à double cavité
longueur d'onde : 527 nm
fréquence de répétition : 100 à 10000 Hz
énergie : 18 mJ par faisceau et par pulse, à 1000 Hz
durée d'un pulse : 120 ns

Tab. A.2 Spécifications du laser utilisé pour la PIV.

Deux caméras identiques ont été utilisées simultanément pour diminuer le temps de mesure. Il s'agit de deux caméras rapides Phantom V12 ayant des capteurs de  $1280 \times 800$  pixels<sup>2</sup> (identiques à la caméra utilisée pour les visualisations Schlieren). Elles sont fixées sur des montures Scheimpflug permettant de régler angle et écartement entre caméra et objectif. Le montage des caméras est représenté en figure A.35. Les objectifs montés sur les caméras sont deux Nikkor-Q de 135 mm de distance focale.

Une mire 3D de 10 cm de côté, fournie par LaVision GmbH, a été utilisée pour calibrer les images, notamment pour déterminer leur grossissement (cf. figure A.35). Cette calibration est d'autant plus importante qu'elle permet aussi de corriger la distorsion des images provenant de l'angle de vue oblique des caméras, comme il sera explicité au paragraphe A.5.5.1.



Fig. A.36 Visualisation de l'angle entre l'axe des caméras et l'orthogonale à la mire.

Le logiciel d'acquisition et de dépouillement est DAVIS 7.2 de LaVision GmbH. Un synchroniseur externe *HighSpeed Controller* de cette même entreprise, piloté par le logiciel, gère les déclenchements des caméras et des deux cavités laser.

Le matériel d'ensemencement est décrit au paragraphe A.5.4.

### A.5.2 Montage et réglages

La tête d'émission de la nappe laser est fixée au-dessus de la zone de mesure, voir figure A.34. Une platine de translation Microcontrôle permet de régler la position de la tranche transversalement au jet. Par ailleurs, deux dispositifs de rotation autorisent le réglage angulaire de la nappe. L'un est une platine de rotation Microcontrôle manuelle, d'axe parallèle à l'axe du jet, alors que l'autre est intégré à la tête d'émission et est d'axe vertical. Ces trois possibilités de déplacement sont suffisantes pour amener la nappe dans un plan vertical contenant l'axe du jet, qui est le seul positionnement considéré dans cette étude.

La position de la mire a été réglée finement par rapport aux caméras au début des essais. La mire a alors été fixée dans un parallélépipède en téflon pour figer ses réglages de position et d'angle, alors qu'une cale sur le bâti a marqué l'emplacement du pavé. Ceci a permis de monter la mire d'une seule façon à chaque nouvelle utilisation, ce qui assure une référence de position unique pour tous les essais.

Les objectifs des caméras sont recouverts de caches en papier épais noir pour limiter les réflexions parasites, comme on peut le voir en figure A.36. Des chiffons en tissu sont par ailleurs enroulés autour de l'interstice entre les objectifs et les caméras pour la même raison.

Les caméras sont montées sur le flanc, de sorte que le petit côté des capteurs CMOS soit dirigé selon l'axe du jet, alors que le grand côté lui est perpendiculaire. L'intérêt des montures Scheimpflug est de pouvoir faire tourner la caméra par rapport à l'objectif. Cette rotation permet de mettre au point l'image sur toute sa largeur et est nécessaire lorsque l'angle de vue de la caméra n'est pas droit. Cette mise au point a été réalisée une fois pour toutes au début des essais en visualisant directement les particules. Les intervalles entre objectifs et caméras, pilotant le grossissement des images finales, ont été fixés une fois pour toute au début des essais. Les grossissements sont obtenus par la procédure de calibration et valent en moyenne  $0.0527 \text{ mm.pixel}^{-1}$  pour la caméra amont et  $0.0524 \text{ mm.pixel}^{-1}$  pour la caméra aval. Les dépouillements livrant un vecteur par fenêtre de  $8 \times 8 \text{ pixels}^2$ , un vecteur vitesse est calculé par carré d'environ  $0.4 \text{ mm}$  de côté. A titre de comparaison, l'épaisseur du volume de mesure du dispositif LDV employé dans ce travail est de  $0.09 \text{ mm}$ . Les mesures de vitesses axiales obtenues par LDV, représentées pour  $M_j = 1.15, 1.35$  et  $1.50$  sur la figure A.38, montrent que les gradients de vitesse dans la zone de détente de la première cellule sont semblables pour toutes les valeurs de  $M_j$ , au moins en-dehors du disque de Mach. Ce gradient longitudinal peut être estimé à  $8.5 \text{ m.s}^{-1}/\text{mm}$ , ce

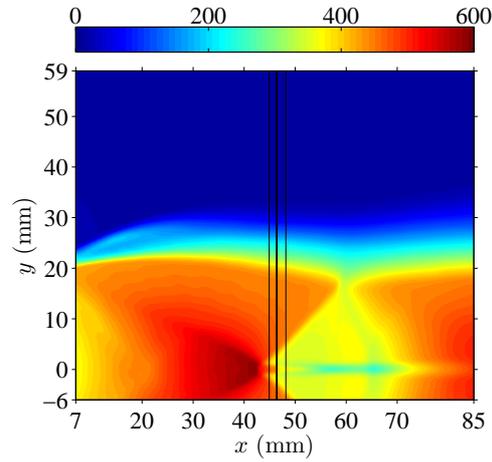


Fig. A.37 Cartographie de  $\overline{v_x}$ , tuyère crénelée,  $M_j = 1.50$ ,  $M_f = 0.05$ . La barre de couleur marque la vitesse en  $\text{m.s}^{-1}$ . Les lignes externes dénotent les extrémités des champs de vision des capteurs de chaque caméra, alors que la démarcation choisie entre les deux champs suit la ligne centrale. Les axes sont à la même échelle.

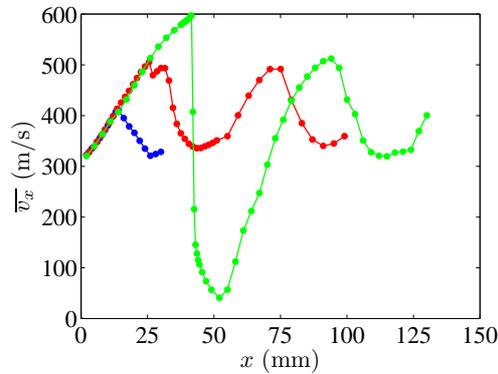


Fig. A.38 Mesures par LDV de la composante longitudinale de la vitesse sur l'axe pour : —●—  $M_j = 1.15$ , —●—  $M_j = 1.35$  et —●—  $M_j = 1.50$  (tuyère lisse,  $M_f = 0$ ).

qui induit un écart de vitesse d'environ  $3.4 \text{ m.s}^{-1}$  au travers de la fenêtre de calcul. Cette valeur est apparue comme étant satisfaisante. Il faut par ailleurs rapporter ces  $0.4 \text{ mm}$  aux  $1.7 \text{ mm}$  d'épaisseur de la nappe laser.

La position relative des deux caméras donne un recouvrement des images de  $3.4 \text{ mm}$ . Tout se passe comme si l'on disposait d'une seule caméra équivalente de taille  $1530 \times 1280 \text{ pixels}^2$ . Un exemple de cartographie issue de la combinaison des champs des deux caméras est proposé en figure A.37. Les objectifs sont positionnés à environ  $55 \text{ cm}$  de l'axe du jet.

Pour toutes les mesures, les objectifs sont ouverts à 2.8.

### A.5.3 Paramètres et procédure d'acquisition

Tous les essais relatifs à l'effet du vol sur la turbulence des jets sous-détendus ont été effectués avec les mêmes paramètres d'acquisition. La fréquence de répétition des pulses laser a été fixée à  $500 \text{ Hz}$ , ce qui est assez lent pour obtenir des champs de vitesse indépendants. En effet, le temps de passage d'un tourbillon d'une taille d'un diamètre de tuyère au travers des  $80 \text{ mm}$  visualisés par les deux caméras est de l'ordre de  $0.5 \text{ ms}$  pour le cas le plus restrictif,  $M_j = 1.10$ , en estimant la vitesse de convection selon  $0.7 U_j$ . Cette durée est bien inférieure à l'écart de  $2 \text{ ms}$  entre deux champs successifs. Le décalage temporel entre les pulses laser des deux cavités a été réglé à  $3 \mu\text{s}$ , ce qui est la valeur minimale tolérée pour des questions de synchronisation entre laser et caméras. Cet intervalle correspond à des déplacements de l'ordre de  $60 \text{ pixels}$  pour les écoulements les plus rapides.  $2000$  paires d'images ont été



Fig. A.39 Ensemenceur utilisé pendant les mesures par PIV pour l'écoulement secondaire.

enregistrées dans chaque cas, pour une durée totale d'acquisition de 4 s.

Le déroulement des acquisitions est le suivant. La position du bâti selon l'axe du jet est réglée. Pour prendre en compte une possible déviation de la nappe laser en raison du mouvement du bras optique, la mire est alors montée sur le chariot et la nappe est réglée à nouveau. Une nouvelle calibration est ensuite réalisée, qui sera valable et utilisée pour tous les essais menés à cette position. Sans bouger le chariot, douze enregistrements sont effectués pour trois valeurs de  $M_f$  et quatre valeurs de  $M_j$  (la valeur minimale de  $M_f$  a été fixée à 0.05 pour assurer un ensemencement extérieur au jet supersonique, tout en cherchant à minimiser l'effet de l'écoulement secondaire). Pour une valeur de  $M_j$ , les trois valeurs de  $M_f$  sont parcourues ; ensuite,  $M_j$  est changé, et la mesure reprend, jusqu'à ce que les douze cas aient été traités. Le chariot est ensuite déplacé et la procédure recommence. Les mesures ont été effectuées jusqu'à environ douze diamètres de jet primaire en aval, ce qui correspond à six acquisitions indépendantes le long du jet, pour chaque configuration. Les deux tuyères convergentes, lisse et crénelée, sont utilisées. La buse secondaire est la complète pour tous les essais.

#### A.5.4 Ensemencement et visualisation d'un échantillon d'images de particules

L'ensemencement est réalisé par deux dispositifs différents, un pour chaque écoulement étudié.

Le jet primaire estensemencé de la même manière que lors de la LDV, voir la partie A.4.1.

Le jet secondaire estensemencé par de la fumée de spectacle injectée par un appareil *SAFEX Nebelgerät SNG* nébulisant du glycol dans le ventilateur en fonctionnement, voir la figure A.39 (b). Le diamètre des gouttelettes est censé être inférieur à  $1\ \mu\text{m}$ . L'appareil est pilotable à distance par une télécommande permettant la définition d'un cycle de fonctionnement ainsi que le réglage du flux de liquide nébulisé. Cette télécommande autorise ainsi une simple adaptation de l'ensemencement à la vitesse de l'écoulement.

La situation visée est d'obtenir un ensemencement homogène sur les deux jets, dont un exemple est montré en figure A.40 (a). Cependant, cette situation n'a pas toujours été atteinte (b).

Certains défauts sur les images de particules sont apparus pour  $M_j \geq 1.15$  et peuvent être visualisés en figure A.41. Pour  $M_j = 1.15$ , de la condensation a constamment (lors des essais de PIV) été présente dans le jet supersonique à partir d'une certaine distance en aval de la sortie (a), et ce malgré le séchage de l'air constituant l'écoulement supersonique. Cet effet, apparaissant au-dessus de  $M_j = 1.10$  et disparaissant au-delà de 1.15, dépendait des conditions atmosphériques puisqu'il n'a pas toujours été aperçu sur toute la durée de la campagne d'essais. L'opacification résultante a empêché tout calcul de corrélation d'images dans les zones touchées. Cependant, la couche de mélange reste nette. A  $M_j = 1.35$  et 1.50 par ailleurs, les faibles températures statiques dans le jet ont entraîné dans la couche de mélange la condensation de l'air provenant de l'écoulement secondaire, non séché. Cela a pour conséquence

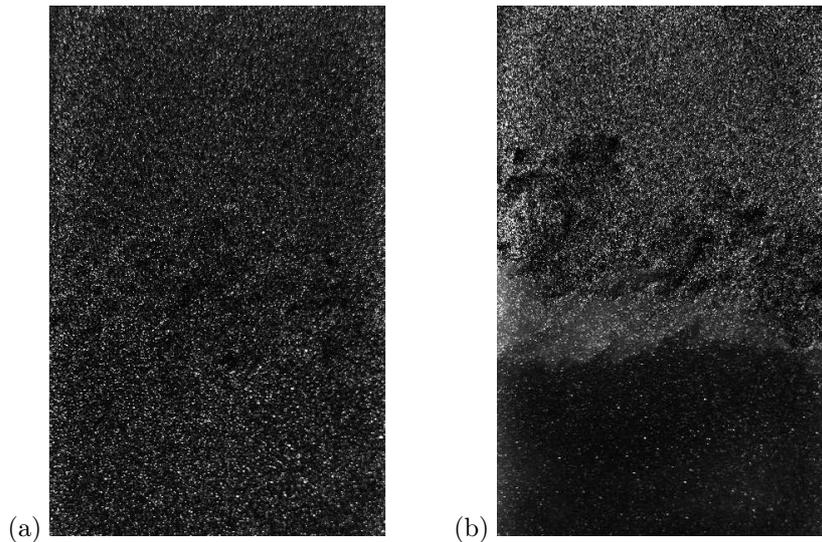


Fig. A.40 Exemples d'ensemencement : visualisation des particules. (a) Situation visée, (b) situation perfectible.

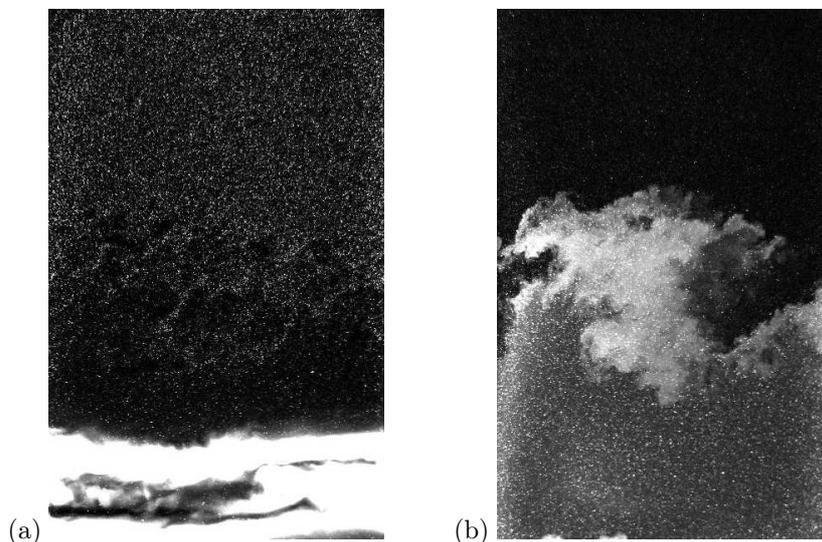


Fig. A.41 Illustration des défauts apparaissant sur certaines images de particules. (a)  $M_j = 1.15$ ,  $M_f = 0.05$ , (b)  $M_j = 1.35$ ,  $M_f = 0.39$  (tuyère lisse).

l'apparition de panaches plus clairs que les environs, qui pouvaient modifier la visibilité des particules dans les deux écoulements. On voit par exemple sur l'image (b) que les taches de diffusion des particules de l'écoulement supersonique sont plus brillantes que celles des particules du secondaire. Aucun défaut n'est cependant apparu lors du dépouillement de ces images.

### A.5.5 Choix de l'algorithme de dépouillement

L'influence de l'algorithme de calcul des vitesses est maintenant analysée. Au passage, on explicite l'algorithme utilisé pour tous les dépouillements réalisés. Les résultats présentés dans cette partie sont non filtrés, jusqu'à l'introduction du filtrage, nécessaire pour éliminer les vecteurs faux, au paragraphe A.5.5.6.

L'analyse itérative des images de particules est primordiale dans notre cas d'étude [162]. Dans un écoulement rapide, les particules avancent beaucoup entre deux trames, à moins de réduire en conséquence l'écart inter-trame, ce qui n'était pas possible ici par limitation matérielle (de toute façon, réduire cet écart détériore la dynamique de mesure). Ainsi, si l'on n'utilise pas d'algorithme itératif,

il faut nécessairement prendre des fenêtres de grande taille pour la corrélation. La résolution en pâtit donc, de même que la qualité des mesures à cause des gradients de vitesse présents dans l'écoulement.

Nogueira *et al.* [178] énumèrent les différentes méthodes itératives de calcul de champs de vitesse à partir des images de particules. Dans ces techniques, l'analyse se fait en plusieurs étapes, chaque étape mettant en jeu des fenêtres d'interrogation réduites par rapport à la précédente. La recherche du maximum de corrélation se fait dans une région définie par les résultats de l'étape précédente (voir par exemple Scarano & Riethmüller [241] ou Hart [91]). Nogueira *et al.* [178] distinguent : (i) le calcul multi-grille par corrélation, déterminée dans le domaine spectral par l'application de transformées de Fourier, en général en utilisant l'algorithme FFT ; (ii) les techniques hybrides, utilisant les techniques de corrélation classiques de la PIV avant d'effectuer les dernières calculs avec des algorithmes de suivi de particules (PTV, pour *particle tracking velocimetry*) ; (iii) la corrélation directe multi-grille, qui n'utilise pas de transformée de Fourier pour le calcul de corrélation, ce qui permet d'augmenter le rapport signal-sur-bruit de la carte de corrélation ; (iv) la technique de correction locale (*local field correction PIV*), proposée par Nogueira *et al.* [177].

La technique (i) est sans doute la plus couramment utilisée et est celle adoptée par le logiciel DAVIS employé au Laboratoire pour l'acquisition et le dépouillement de la PIV. La procédure multi-grille démarre avec des fenêtres d'interrogation de taille  $n_{f,init} \times n_{f,init}$  se réduisant progressivement jusqu'à des fenêtres de taille  $n_{f,fin} \times n_{f,fin}$ .  $n_{f,init}$  et  $n_{f,fin}$  sont des puissances de 2 pour accélérer l'application de l'algorithme FFT. A chaque étape, c'est-à-dire pour chaque taille de fenêtres, le calcul de corrélation est lui-même réalisé itérativement. Par ailleurs, une pondération spatiale est appliquée à chaque fenêtre avant le calcul de la FFT. Différentes formes de pondération sont proposées par le logiciel DAVIS.

Les paramètres de cette procédure de calcul sont étudiés ici. Le cas de la tuyère crénelée,  $M_j = 1.50$  et  $M_f = 0.05$ , a été retenu, puisque c'est celui qui présente le plus fort cisaillement au travers de la couche de mélange. Notons que pour tous les résultats présentés dans ce travail, les calculs intermédiaires ont été menés sans pondération des fenêtres d'interrogation et sur deux sous-itérations, ce qui a permis de limiter le temps de dépouillement des images. Les effets de  $n_{f,init}$ , de  $n_{f,fin}$ , de la pondération des fenêtres finales d'interrogation, et du nombre d'itérations pour le calcul final, sont présentés dans la suite, après la détermination de la meilleure technique de correction d'images. Une technique de filtrage des champs de vecteurs instantanés est aussi mentionnée.

### A.5.5.1 Correction d'images

Préalablement à tout calcul de corrélations, les images doivent être rectifiées pour se ramener à une visualisation de face, ou orthonormée. En effet, l'angle existant entre l'axe optique de l'objectif et la perpendiculaire au plan de mesure, visible en figure A.36, occasionne une distorsion des images. On peut le voir sur les images brutes de mire en figure A.42 (a) et (b) : les lignes en réalité parallèles de la mire ne le sont pas sur les images brutes. Le logiciel DAVIS propose une méthode de correction automatique des images, en s'appuyant sur les images de mire telles celles représentées en figure A.42. Il s'agit d'interpoler sur une grille orthonormée les images acquises par les caméras.

Le logiciel DAVIS laisse le choix entre l'interpolation de Whittaker et l'interpolation bilinéaire. L'influence de la technique de correction d'images est montrée en figure A.43. Il est clair qu'il est nécessaire de rectifier les images, sous peine d'observer une structure de cellules décalée par rapport à sa vraie position, ce qui est particulièrement visible en (a) et (c). Par ailleurs, l'interpolation bilinéaire génère des oscillations de la moyenne et de l'écart-type des vitesses, surtout dans l'écoulement secondaire, voir (b) et (d). La correction d'images par interpolation de Whittaker a donc été retenue. Notons au passage que les décrochements sur les profils dans l'écoulement secondaire proviennent de la jonction

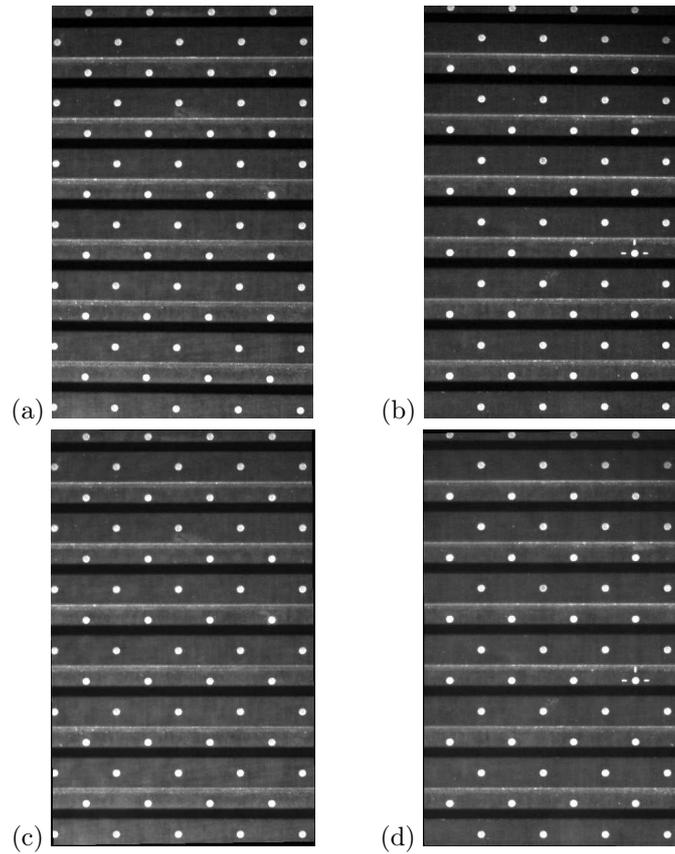


Fig. A.42 Images de mire : (a) brute, caméra amont, (b) brute, caméra aval, (c) corrigée, caméra amont, (d) corrigée, caméra aval.

entre les deux caméras.

Le résultat de la correction sur les images de mire est représenté en figure A.42 (c) et (d). Chaque paire d'images subit cette transformation avant tout calcul de corrélations.

### A.5.5.2 Effet du recouvrement des fenêtres pour la première étape de calcul

Le recouvrement des fenêtres de corrélations de la première étape de calcul a été fixé arbitrairement à 25% pour toutes les analyses. L'effet de ce paramètre est très limité. Il est détaillé en annexe B.

### A.5.5.3 Effet de la taille des fenêtres d'interrogation finales

La taille finale des fenêtres d'interrogation est généralement comprise entre  $8 \times 8$  et  $32 \times 32$  pixels<sup>2</sup>, selon les applications et résolutions souhaitées. Prendre une grande fenêtre conduit à un moyennage spatial des champs de vitesse, ce qui n'est pas souhaitable si de forts gradients existent dans l'écoulement, comme c'est le cas ici. Prendre une petite fenêtre d'interrogation réduit le nombre d'images de particules dans chaque fenêtre, ce qui a pour effet de diminuer le rapport signal-sur-bruit de la carte de corrélation [241]. Des profils radiaux de vitesse sont présentés en figure A.44 avec des tailles finales de fenêtre valant  $n_{f,fin} = 8$  et 16.

Un faible écart entre les cas  $n_{f,fin} = 8$  et 16 est visible dans les zones de fort cisaillement. Pour limiter au maximum le moyennage spatial mentionné plus haut, il semble alors plus judicieux de privilégier  $n_{f,fin} = 8$ . Pour tous les résultats présentés dans ce travail, et sauf mention contraire, les fenêtres de la dernière itération du calcul de vitesses ont une taille de  $8 \times 8$  pixels<sup>2</sup>.

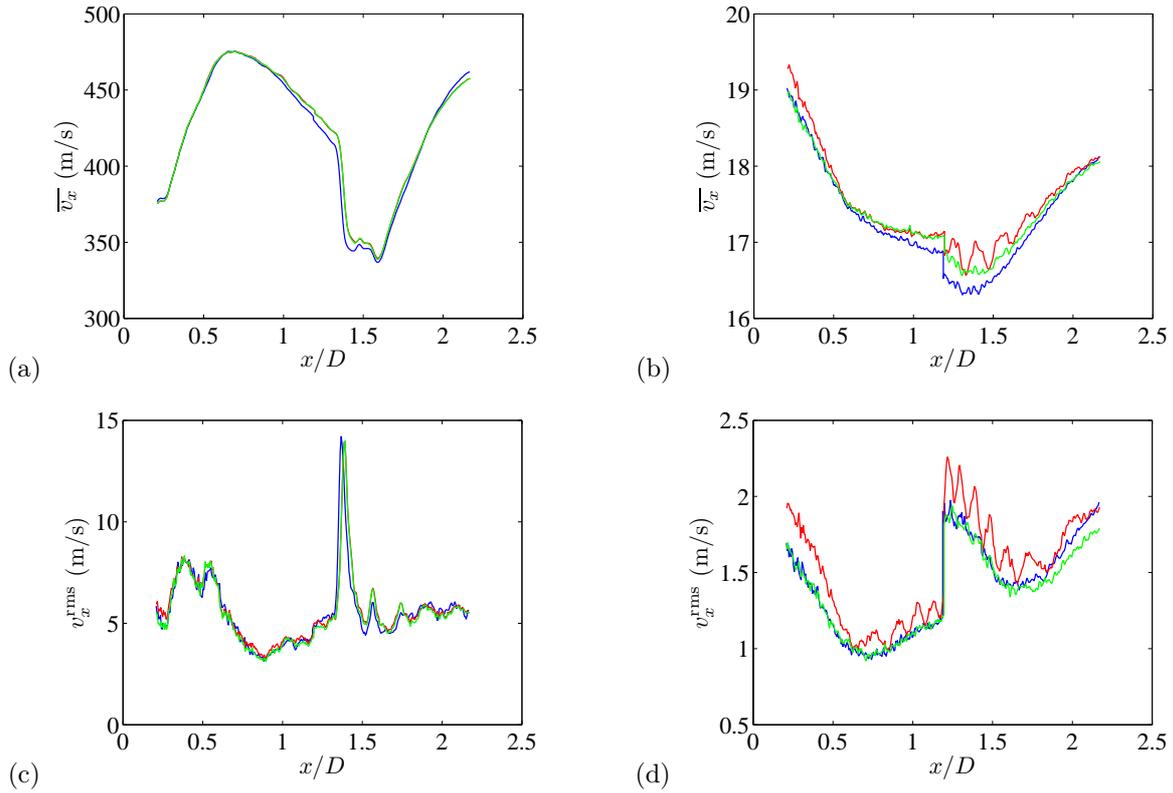


Fig. A.43 Effet de la correction d'images sur des profils axiaux de vitesse longitudinale (tuyère crénelée,  $M_j = 1.50$ ,  $M_f = 0.05$ ). (a)  $\overline{v_x}$ ,  $y = 0.25D_j$ ; (b)  $\overline{v_x}$ ,  $y = D_j$ ; (c)  $v_x^{\text{rms}}$ ,  $y = 0.25D_j$ ; (d)  $v_x^{\text{rms}}$ ,  $y = D_j$ . — Sans correction, — interpolation bilinéaire, — interpolation de Whittaker.

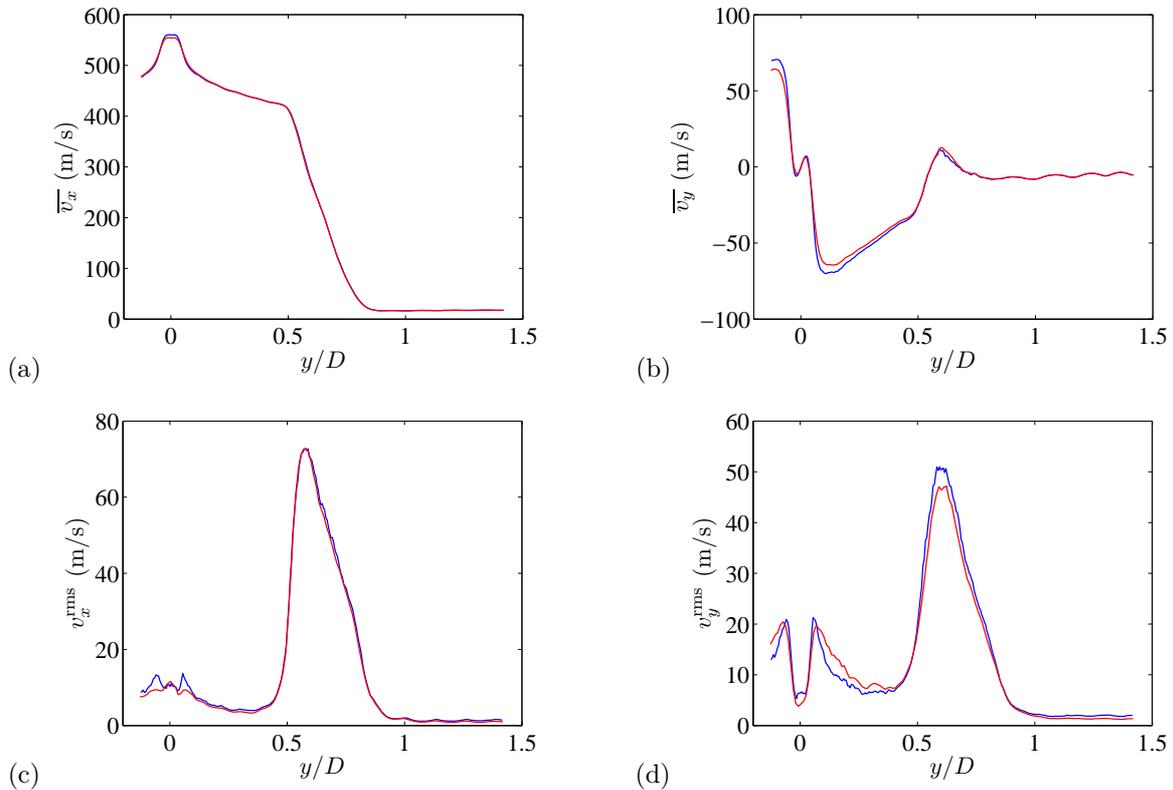


Fig. A.44 Effet de la taille finale des fenêtres d'interrogation sur des profils radiaux de vitesse,  $x = D_j$  (tuyère crénelée,  $M_j = 1.50$ ,  $M_f = 0.05$ ). (a)  $\overline{v_x}$ , (b)  $\overline{v_y}$ , (c)  $v_x^{\text{rms}}$ , (d)  $v_y^{\text{rms}}$ . —  $n_{f,\text{fin}} = 8$ , —  $n_{f,\text{fin}} = 16$ .

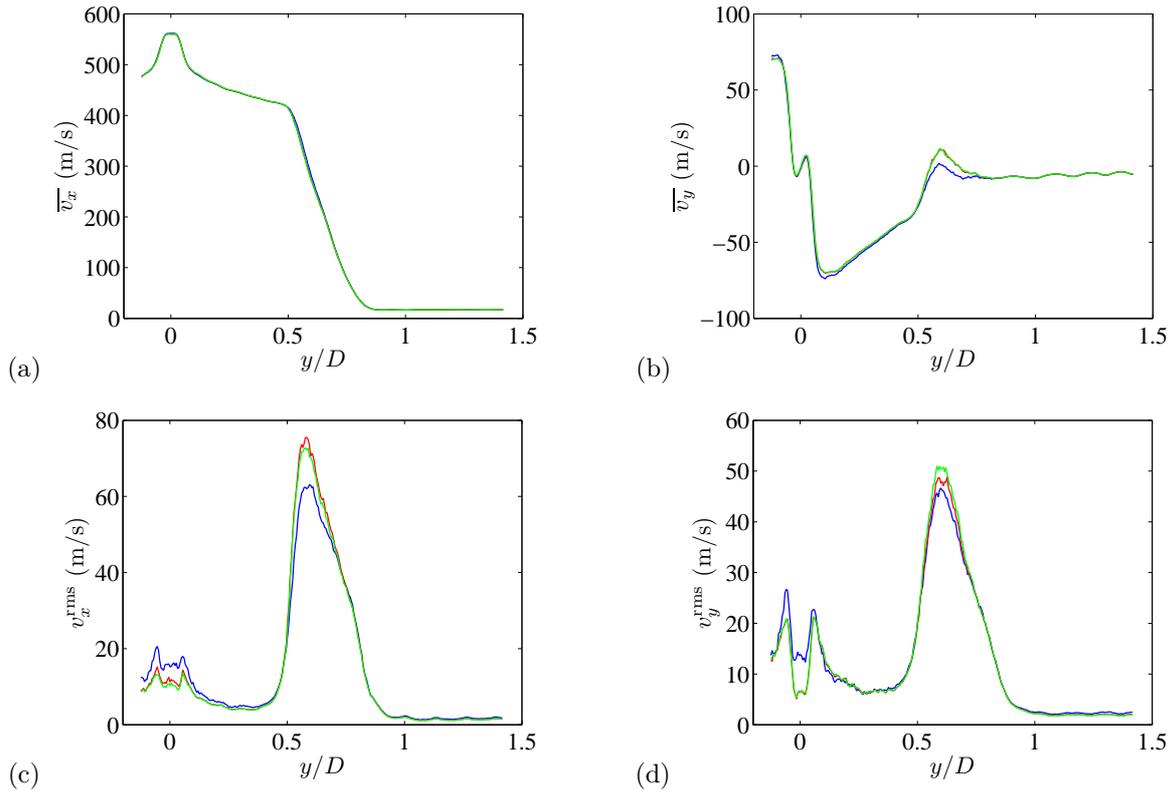


Fig. A.45 Effet de la pondération des fenêtres de corrélation finales sur des profils radiaux de vitesse,  $x = D_j$  (tuyère crénelée,  $M_j = 1.50$  et  $M_f = 0.05$ ). (a)  $\overline{v_x}$ , (b)  $\overline{v_y}$ , (c)  $v_x^{\text{rms}}$ , (d)  $v_y^{\text{rms}}$ . — Absence de pondération, — pondération Gaussienne isotrope (ronde), — pondération Gaussienne elliptique horizontale, avec rapport des axes de deux.

#### A.5.5.4 Effet de la pondération de la fenêtre d'interrogation finale

Pour le calcul des FFT, DAVIS propose de pondérer les fenêtres d'interrogation par des fonctions spatiales gaussiennes. L'absence de pondération étant bien entendu l'option la moins coûteuse en temps de calcul, elle a été retenue pour les premières étapes des calculs. La pondération a cependant été testée sur la dernière itération, et son effet est visible sur les profils transverses donnés en figure A.45. Alors que les profils de vitesse axiale moyenne (a) sont très semblables, les autres courbes montrent que la pondération des fenêtres a un effet non négligeable, au moins pour les conditions de mesure les plus sévères pour l'algorithme de corrélation. Le fait que les profils issus des pondérations rondes et elliptiques restent assez proches laisse penser que le calcul sans pondération est moins précis dans la couche de mélange. On peut s'intéresser à la détectabilité pour comparer les calculs, c'est-à-dire au rapport des niveaux entre les deux pics les plus élevés de la carte de corrélation. On constate alors que les calculs sans pondération produisent des détectabilités plus faibles, ce qui confirme le classement ci-dessus. Entre les pondérations rondes et elliptiques par contre, l'écart sur les détectabilités est quasiment nul. Sans comparaison plus détaillée avec d'autres moyens de mesure (les mesures par LDV mentionnées ailleurs se sont concentrées sur l'intérieur du jet supersonique), il est difficile de savoir laquelle des deux pondérations est finalement la meilleure. Les fenêtres d'interrogation de l'étape finale ont alors été pondérées par une fonction gaussienne isotrope (ronde) dans ce travail. Il est bon de garder à l'esprit la variabilité possible sur les résultats finaux en fonction de la pondération retenue.

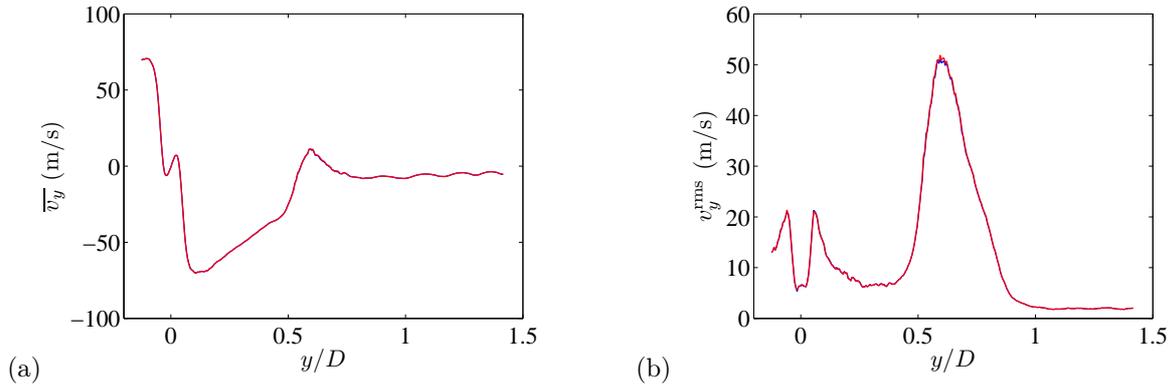


Fig. A.46 Effet du nombre d'itérations pour l'étape finale sur des profils radiaux de vitesse,  $x = D_j$  (tuyère crénelée,  $M_j = 1.50$  et  $M_f = 0.05$ ). (a)  $\overline{v}_y$ , (b)  $v_y^{\text{rms}}$ . — Trois itérations, — six itérations.

### A.5.5.5 Effet du nombre d'itérations pour le calcul final

Comme on l'a dit, chaque étape fait l'objet d'un processus itératif pour délivrer un champ de vecteurs. On peut *a priori* raffiner l'estimation en augmentant le nombre d'itérations. Pour toutes les étapes intermédiaires, le nombre d'itérations a été fixé à 2. On s'intéresse ici à l'effet du nombre d'itérations de l'étape finale sur les résultats.

On peut voir en figure A.46, sur les profils radiaux de vitesse transverse, que le nombre d'itérations pour l'étape finale n'a quasiment pas d'influence sur les résultats. Cette conclusion est corroborée par d'autres profils axiaux et radiaux, non montrés ici, de vitesse longitudinale et transverse. Dans cette thèse, tous les calculs de champs de vecteurs ont été réalisés avec une étape finale composée de trois itérations.

### A.5.5.6 Filtrage des champs de vecteurs instantanés

Pour enlever les vecteurs aberrants, le logiciel DAVIS impose différents traitements pour toutes les sous-étapes du calcul. Un des critères est fondé sur la détectabilité [109] : un vecteur est éliminé si le pic de corrélation l'ayant déterminé a une amplitude à peine plus élevée que le deuxième pic le plus haut. Un seuil de 1.05 est réglé dans DAVIS. De plus, un filtre médian est appliqué, variante de celui proposé par Westerweel [314]. Ce dernier fait remarquer que le critère de la détectabilité n'est pas robuste ni efficace, et propose de comparer chaque vecteur avec ses voisins pour rejeter ceux qui sont trop éloignés.

Par défaut, DAVIS délivre des champs de vecteurs finaux, issus de la dernière sous-étape de calcul, non filtrés. Les champs ont été filtrés sous MATLAB avant de calculer les moyennes et écart-types des vitesses. Utiliser le critère de détectabilité a été envisagé. Cependant, comme l'a noté Westerweel, ce critère n'est pas efficace. Avoir un pic de corrélation légèrement supérieur au deuxième pic le plus fort ne veut pas dire que le vecteur induit est faux. Le filtrage est par ailleurs très sévère dans la couche de mélange, et il semble illogique de supprimer plusieurs centaines de vecteurs sur deux mille lorsque le résultat final provient d'un calcul itératif contrôlé pas à pas. Cela engendre une moins bonne convergence des résultats. Enfin, le choix du seuil est entièrement arbitraire.

En alternative, une méthode de filtrage s'appuyant sur une comparaison avec les vecteurs voisins est plus prometteuse. La technique du filtre médian spatial n'étant pas facile à implémenter, le critère de Chauvenet a été appliqué sur la série temporelle des vecteurs vitesse en chaque position : chaque vecteur est comparé à ses voisins temporels et non spatiaux. Le critère est expliqué dans Coleman & Steele [55]. Les valeurs trop éloignées de la moyenne en terme de nombre d'écart-types (dépendant de

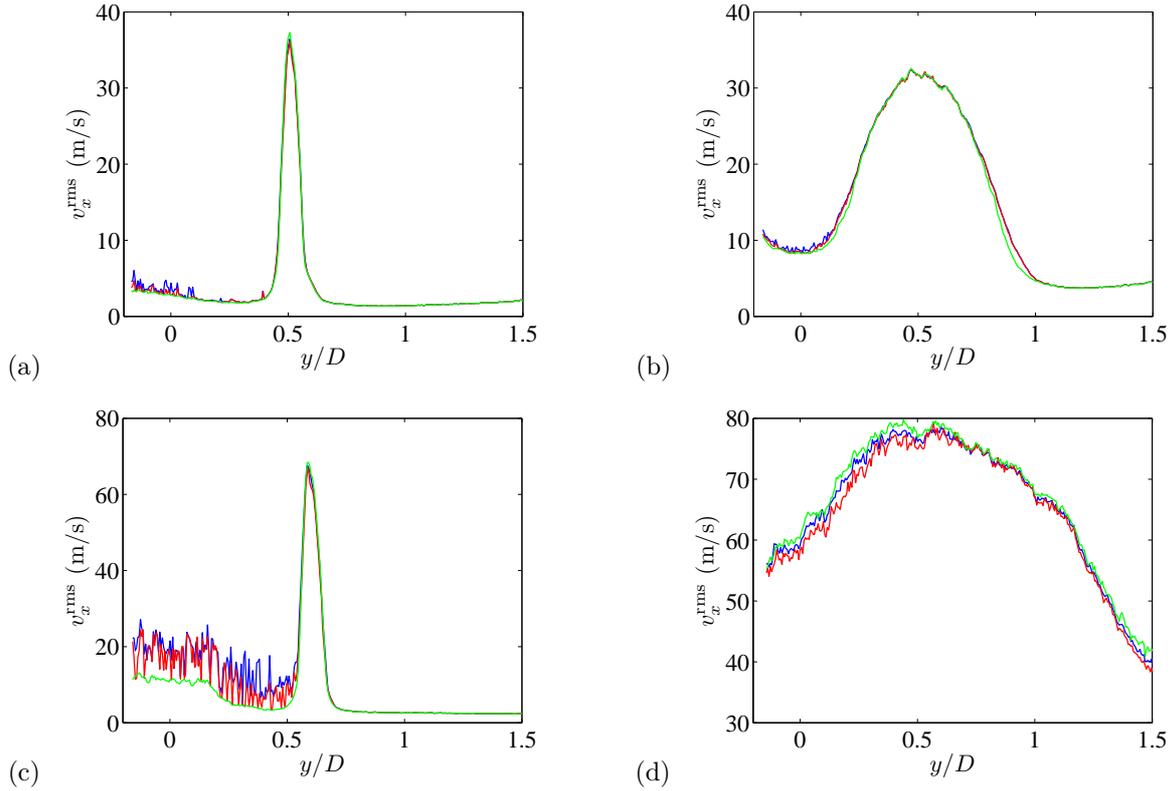


Fig. A.47 Comparaison, fondée sur  $v_x^{rms}$ , entre les filtrages des champs de vecteurs par la détectabilité  $D_0$  et par le critère de Chauvenet. Tuyère crénelée,  $M_j = 1.10$  et  $M_f = 0.39$  : (a)  $x = D_j$ , (b)  $x = 10D_j$  ; tuyère lisse,  $M_j = 1.50$  et  $M_f = 0.05$  : (c)  $x = 0.8D_j$ , (d)  $x = 10D_j$ . —  $D_0 = 1.2$ , —  $D_0 = 1.5$ , — critère de Chauvenet.

la population statistique) sont rejetées. Ce critère a été appliqué indépendamment aux composantes longitudinale et transverse de vitesse, et un vecteur a été rejeté dès que l'une de ses composantes était jugée aberrante. Il s'est avéré que ce critère élimine beaucoup moins de vecteurs dans la couche de mélange que le critère de détectabilité mais plus dans le cœur des jets primaire et secondaire. Il faut noter que le critère de Chauvenet n'est pas non plus idéal dans le cas d'un écoulement turbulent qui est par essence aléatoire. Il est peut-être plutôt prévu pour épurer des séries de mesures d'une grandeur constante, la variabilité de la mesure provenant de l'appareillage et non de la grandeur elle-même. En particulier, tout phénomène d'intermittence dans la couche de mélange risque d'être filtré alors qu'il est physique.

Des profils radiaux de  $v_x^{rms}$  sont donnés en figure A.47, où l'on compare les filtrages par détectabilité avec des seuils de 1.2 et 1.5 au filtrage de Chauvenet. On remarque en (a) et (c) que les profils de  $v_x^{rms}$  sont très bruités dans le jet primaire quand on filtre par la détectabilité, alors que le filtrage par Chauvenet donne des courbes plus monotones. Dans la couche de mélange, la plus faible épuration effectuée par Chauvenet engendre des niveaux de fluctuation légèrement plus élevés. Si l'on s'éloigne dans l'écoulement, voir (b) et (d), les différentes courbes sont plus proches. On remarque que les écarts de niveau de turbulence dans la couche de mélange sont limités. Ces comparaisons justifient l'utilisation du critère de Chauvenet pour filtrer les champs de vecteurs instantanés.

#### A.5.5.7 Résumé : algorithme utilisé

En résumé, les paramètres de l'algorithme multi-grille de corrélation par FFT utilisé dans ce travail sont listés ici :

- étape initiale :  $n_{f,init} = 128$  pour  $M_j = 1.35$  et  $1.50$ ,  $n_{f,init} = 64$  pour  $M_j = 1.10$  et  $1.15$ , pas de

- pondération, 25% de recouvrement des fenêtres, deux itérations
- étapes intermédiaires : pas de pondération, 25% de recouvrement des fenêtres, deux itérations
- étape finale :  $n_{f,fin} = 8$ , 50% de recouvrement des fenêtres, pondération gaussienne isotrope, trois itérations.

### A.5.6 Validation des mesures par PIV

Dans cette partie, on se propose de valider les mesures par PIV. D’abord, on détermine si le phénomène de *peak locking* apparaît lors du calcul de vitesses. La convergence statistique est mentionnée dans un deuxième paragraphe. Enfin, une étude de répétabilité et une comparaison quantitative avec des résultats issus de LDV sont menées.

#### A.5.6.1 Vérification de l’absence de *peak locking*

De sorte à augmenter la précision de la mesure, les algorithmes de corrélation essaient de déterminer les déplacements de particules avec une précision inférieure au pixel. La technique pour y parvenir est d’interpoler le pic de corrélation ou de calculer un barycentre autour du pic (voir par exemple Lourenco & Krothapalli [135]). Nogueira *et al.* [178] indiquent que le calage par une Gaussienne est la méthode la plus répandue. Ainsi, on peut espérer atteindre une précision de l’ordre de 0.1 pixel sur le déplacement des particules [176]. Cependant, si le pic de corrélation n’a pas une bonne forme, typiquement s’il est trop étroit, le pic interpolé restera fixé sur le centre du pixel présentant le maximum de corrélation. On parle alors de *peak locking*. D’après Nogueira *et al.* [178], cet artefact a plusieurs sources. L’une des plus importantes est une trop petite taille des images de particules ; Prasad *et al.* [221] montrent à ce sujet qu’il faut que les images de particules occupent au moins deux fois la taille d’un pixel pour s’affranchir du *peak locking*.

On cherche à vérifier, en examinant les histogrammes (sur les 2000 champs disponibles pour chaque configuration) de la partie fractionnaire des déplacements en pixels en différents points des cartographies, qu’il n’y a pas de concentration d’occurrences autour de 0 et 1. Pour quantifier l’homogénéité de la distribution des occurrences entre 0 et 1, on peut aussi replier l’histogramme entre 0 et 0.5 et calculer un indicateur, que l’on va nommer  $\text{indic}_{\text{PL}}$ , de la façon suivante [128] :

$$\text{indic}_{\text{PL}} = 4|0.25 - \text{CDG}| \quad (\text{A.16})$$

où CDG est le centre de gravité de l’ensemble des déplacements fractionnaires repliés.  $\text{indic}_{\text{PL}}$  est compris entre 0 et 1. Lorsque  $\text{indic}_{\text{PL}} < 0.1$ , on considère que le *peak locking* est suffisamment faible.

L’indicateur  $\text{indic}_{\text{PL}}$  a été calculé pour deux cas extrêmes : tuyère crénelée,  $M_j = 1.50$ ,  $M_f = 0.05$ , et tuyère lisse,  $M_j = 1.10$ ,  $M_f = 0.39$ . Notons que hors de la couche de mélange, les taux de turbulence sont faibles donc on observe en général une amplitude de déplacement inférieure au pixel : la différence entre les déplacements maximal et minimal (sur les 2000 champs disponibles) en un endroit est inférieure au pixel. Dans ce cas, il est bien entendu impossible d’obtenir des histogrammes de déplacements fractionnaires plats entre 0 et 1, mais le caractère lisse des profils de vitesse à l’intérieur des jets démontre assez clairement l’absence de *peak locking*. L’évolution de l’indicateur  $\text{indic}_{\text{PL}}$  sur une ligne  $y = 0.5D_j$ , où  $D_j$  est le diamètre parfaitement détendu du jet, est montrée pour ces deux configurations en figure A.48 pour les déplacements axiaux. Il est évident qu’il n’y a pas de *peak locking* significatif sur les mesures présentées ici, puisque  $\text{indic}_{\text{PL}}$  est le plus souvent inférieur à 0.05. Notons que la bosse dans le premier diamètre pour  $M_j = 1.50$  (b) provient de ce que la ligne  $y = 0.5D_j$  passe dans le cœur peu turbulent du jet en raison de la courbure de sa frontière. Des courbes similaires sont obtenues pour les déplacements radiaux.

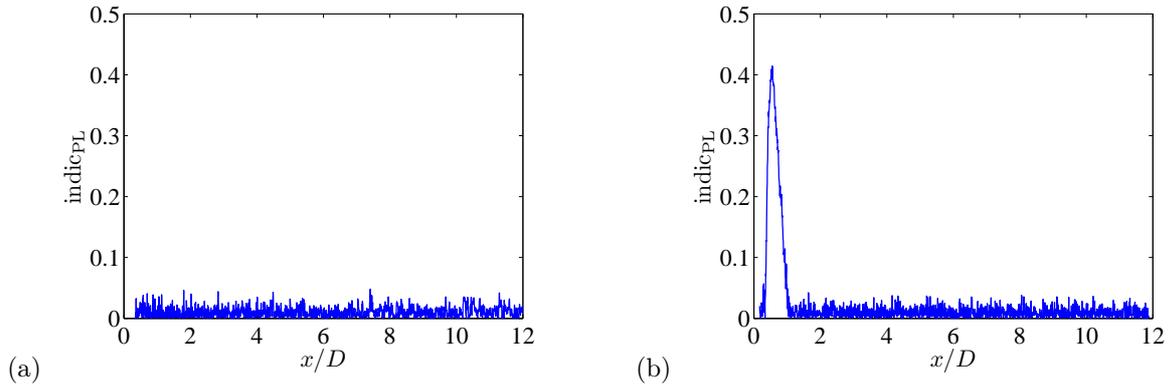


Fig. A.48 Indicateur de *peak locking* ( $\text{indic}_{\text{PL}}$ ) dans la couche de mélange,  $y = 0.5D_j$ . Les calculs sont fondés sur les déplacements longitudinaux. (a) Tuyère lisse,  $M_j = 1.10$ ,  $M_f = 0.39$ ; (b) tuyère crénelée,  $M_j = 1.50$ ,  $M_f = 0.05$ .

### A.5.6.2 Convergence statistique

La convergence statistique des champs de vecteurs est étudiée ici. Il s'agit de montrer que les valeurs moyennes et les écarts-types des composantes axiales et transverses de vitesse sont calculées à partir d'un échantillon suffisamment grand de champs instantanés. Rappelons que 2000 paires d'images ont été acquises à chaque mesure. C'est bien plus qu'Alkislar *et al.* [11] (128), Mitchell *et al.* [162] (184) ou Rask *et al.* [227] (500).

La convergence statistique des moyennes et écarts-types de vitesse a été vérifiée de la manière suivante. D'abord, des zones caractéristiques de l'écoulement ont été isolées, puisque l'écoulement est très variable entre le cœur supersonique et l'extérieur subsonique, de même que l'intérêt porté aux différentes régions. Le jet supersonique, la couche de mélange et le jet extérieur ont ainsi été considérés séparément. Ensuite, des statistiques ont été calculées sur les écarts entre les cartographies moyenne et RMS provenant de 500, 1000 et 1500 champs par rapport à la cartographie calculée sur 2000 champs, considérée comme référence. Les premiers et derniers déciles et quartiles ainsi que la médiane des distributions spatiales d'écarts relatifs donnent une bonne indication sur les écarts entre ces champs, en les considérant *dans leur intégralité*, contrairement à ce que l'on peut observer sur des profils isolés. Une représentation graphique est proposée en figure A.49 pour la tuyère crénelée,  $M_j = 1.50$ ,  $M_f = 0.05$ , aux extrémités amont et aval de l'étendue mesurée. On constate bien qu'il y a convergence vers les valeurs calculées à partir de 2000 champs lorsqu'on augmente le nombre de champs de base pour le calcul. On peut dire que la convergence est rapide, puisque la médiane des écarts entre 500 et 2000 champs n'est qu'à environ 2%.

Pour compacter l'information, les résultats des calculs de convergence sont indiqués sous forme tabulaire pour les cas : tuyère crénelée,  $M_j = 1.50$ ,  $M_f = 0.05$  en table A.3 et tuyère lisse,  $M_j = 1.10$ ,  $M_f = 0.39$  en table A.4. Les résultats issus de 500 champs sont comparés à ceux provenant de 2000 champs. Si l'écart est faible, on peut dire que les valeurs moyenne et RMS calculées avec 2000 champs ont convergé. Seuls les résultats se rapportant au jet supersonique et à la couche de mélange sont montrés ici. Dans cette dernière, les écarts sur les fluctuations maximales à chaque position axiale sont aussi incluses. Dans la dernière colonne, la médiane de la grandeur considérée est indiquée pour relativiser les écarts calculés ( $\overline{v_y}$  est prise en valeur absolue).

Il est clair en observant ces tableaux que les vitesses radiales moyennes n'ont peut-être pas convergé avec 2000 champs, aussi bien dans le jet primaire que dans la couche de mélange. Une inspection des écarts entre les calculs issus de 1500 champs et ceux provenant de 2000 champs permettent de confirmer cette hypothèse. Cela s'explique par les très faibles valeurs de vitesse radiale moyenne dans

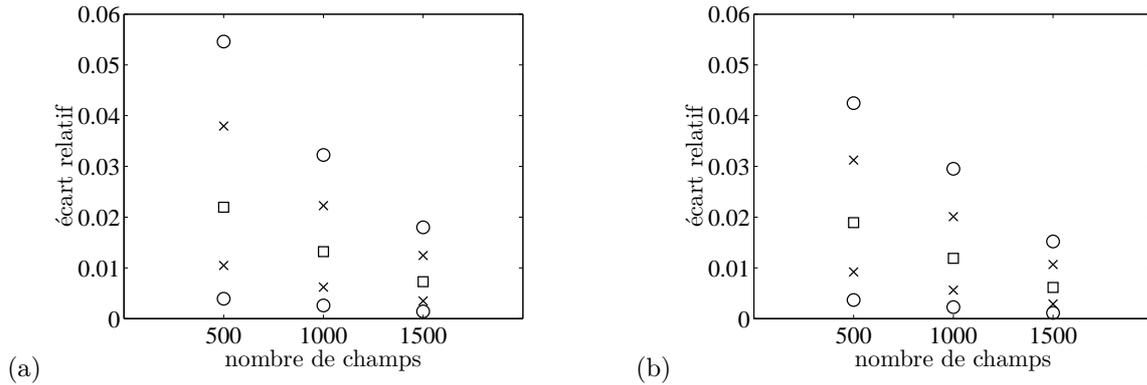


Fig. A.49 Écarts relatifs sur  $v_x^{\text{rms}}$  dans la couche de mélange entre les valeurs issues de 500, 1000 et 1500 champs et celles issues de 2000 champs. Tuyère crénelée,  $M_j = 1.50$ ,  $M_f = 0.05$ . Statistiques calculées sur une distance axiale d'environ un diamètre, (a) en sortie de tuyère, (b) aux alentours de  $10D$  en aval.  $\circ$  Premier et dernier décile,  $\times$  premier et dernier quartile,  $\square$  médiane (de la distribution des écarts relatifs).

		Ecart relatif (%)					Grandeurs absolues ( $\text{m.s}^{-1}$ )	
		1 <sup>er</sup> décile	1 <sup>er</sup> quartile	médiane	3 <sup>e</sup> quartile	9 <sup>e</sup> décile	médiane	
$x \approx D$	jet primaire	$\overline{v_x}$	0.01	0.03	0.07	0.12	0.19	438
		$v_x^{\text{rms}}$	0.66	1.74	3.75	6.78	10.1	6.9
		$\overline{v_y}$	0.10	0.26	0.62	1.52	4.27	27.4
		$v_y^{\text{rms}}$	0.58	1.46	3.17	5.62	8.70	5.7
$x \approx D$	couche de mélange	$\overline{v_x}$	0.15	0.38	0.80	1.44	2.18	175.0
		$v_x^{\text{rms}}$	0.39	1.05	2.20	3.79	5.46	49.5
		$v_x^{\text{rms,max}}$	0.28	0.81	1.84	3.04	5.22	72.0
		$\overline{v_y}$	0.96	2.42	6.52	21.6	64.2	14.1
		$v_y^{\text{rms}}$	0.44	1.13	2.39	4.06	6.03	41.4
		$v_y^{\text{rms,max}}$	0.28	0.98	2.11	3.98	6.95	53.0
$x \approx 10D$	couche de mélange	$\overline{v_x}$	0.14	0.36	0.73	1.22	1.79	170.3
		$v_x^{\text{rms}}$	0.37	0.92	1.89	3.12	4.25	53.9
		$v_x^{\text{rms,max}}$	0.98	1.87	3.05	3.95	5.46	61.4
		$\overline{v_y}$	3.47	8.89	21.8	61.8	169	2.7
		$v_y^{\text{rms}}$	0.36	0.90	1.90	3.28	4.83	35.3
		$v_y^{\text{rms,max}}$	1.06	1.92	3.13	5.03	6.77	39.7

Tab. A.3 Répartition statistique des écarts relatifs entre les champs issus de 500 paires d'images et ceux issus de 2000 paires. Ces écarts sont calculés sur des champs d'environ  $1D$  de long, aux alentours de  $x = D$  et  $10D$  (tuyère crénelée,  $M_j = 1.50$ ,  $M_f = 0.05$ ). La dernière colonne indique la médiane de chaque grandeur.  $v_{x,y}^{\text{rms,max}}$  dénotent les maxima de fluctuation dans la couche de mélange.

		Ecart relatifs (%)					Grandeurs absolues (m.s <sup>-1</sup> )
		1 <sup>er</sup> décile	1 <sup>er</sup> quartile	médiane	3 <sup>e</sup> quartile	9 <sup>e</sup> décile	médiane
$x \approx D$	jet primaire						
	$\overline{v_x}$	0.02	0.04	0.08	0.1	0.2	329.4
	$v_x^{\text{rms}}$	0.7	1.6	3.6	6.2	9.1	3.1
	$\overline{v_y}$	1.7	3.1	7.7	21.4	64.0	1.8
$x \approx D$	couche de mélange						
	$\overline{v_x}$	0.08	0.2	0.5	0.8	1.4	219.1
	$v_x^{\text{rms}}$	0.5	1.1	2.4	4.3	6.7	33.0
	$v_x^{\text{rms,max}}$	0.3	0.8	1.8	3.0	5.2	40.7
	$\overline{v_y}$	1.4	3.8	8.2	17.4	42.6	7.6
	$v_y^{\text{rms}}$	0.5	1.4	3.	5.2	7.9	21.8
$x \approx 10D$	couche de mélange						
	$\overline{v_x}$	0.08	0.2	0.4	0.7	0.9	200
	$v_x^{\text{rms}}$	0.4	0.9	2.0	3.7	6.1	29.1
	$v_x^{\text{rms,max}}$	0.7	1.6	2.4	4.2	15.5	33.1
	$\overline{v_y}$	11.2	32.8	100	277	738	0.6
	$v_y^{\text{rms}}$	0.5	1.4	2.8	5.0	7.8	20.7
	$v_y^{\text{rms,max}}$	0.2	0.7	1.4	2.3	3.8	22.9

Tab. A.4 Répartition statistique des écarts relatifs entre les champs issus de 500 paires d'images et ceux issus de 2000 paires. Ces écarts sont calculés sur des champs d'environ  $1D$  de long, aux alentours de  $x = D$  et  $10D$  (tuyère crénelée,  $M_j = 1.10$ ,  $M_f = 0.39$ ).

ces deux régions. Autrement, les écarts relatifs sont faibles. Les vitesses moyennes axiales sont celles qui convergent le plus rapidement. Quant aux fluctuations dans les couches de mélange, les écarts relatifs ne dépassent pas 4% en médiane. Cela assure la convergence sur les taux de turbulence, calculés en divisant les écarts-types des vitesses par  $U_j$  ou  $U_j - U_f$  ( $U_j$  et  $U_f$  étant respectivement la vitesse des jets supersonique et subsonique), donc par un facteur supérieur à 100.

Ainsi, hormis pour  $\overline{v_y}$ , les vitesses calculées avec 2000 champs sont convergées, en moyenne et écart-type.

### A.5.6.3 Estimation de la répétabilité des mesures

Des essais de répétabilité des mesures ont été réalisés avec les deux tuyères, pour la position de champ la plus en amont. Les conditions de jet  $M_j = 1.10$  avec  $M_f = 0.22$  ainsi que  $M_j = 1.35$  avec  $M_f = 0.05$  ont été retenues. L'étude de répétabilité impliquant des essais effectués à plusieurs jours d'intervalle, les caméras n'occupaient pas exactement la même position entre deux essais comparés. On ajuste donc la position du champ de vitesse répété par rapport au champ original par un calcul de corrélation avec celui-ci. Les décalages délivrant la corrélation maximale entre les deux champs sont indiqués en table A.5. Ces valeurs donnent une idée de la précision sur le positionnement. Il faut noter que le décalage optimal dans l'axe du jet est plus incertain que le décalage radial compte tenu du fait que la tache de corrélation est très allongée longitudinalement. Les décalages en  $x$  s'expliquent par les déplacements incontrôlés de la sortie de tuyère. Lors des acquisitions, l'origine du jet a été réinitialisée à chaque fois que les images des caméras ont été calibrées, à l'aide de la mire. Le jet primaire devait alors être éteint. On pense qu'à chaque réglage de point de fonctionnement, la tuyère se décalait en

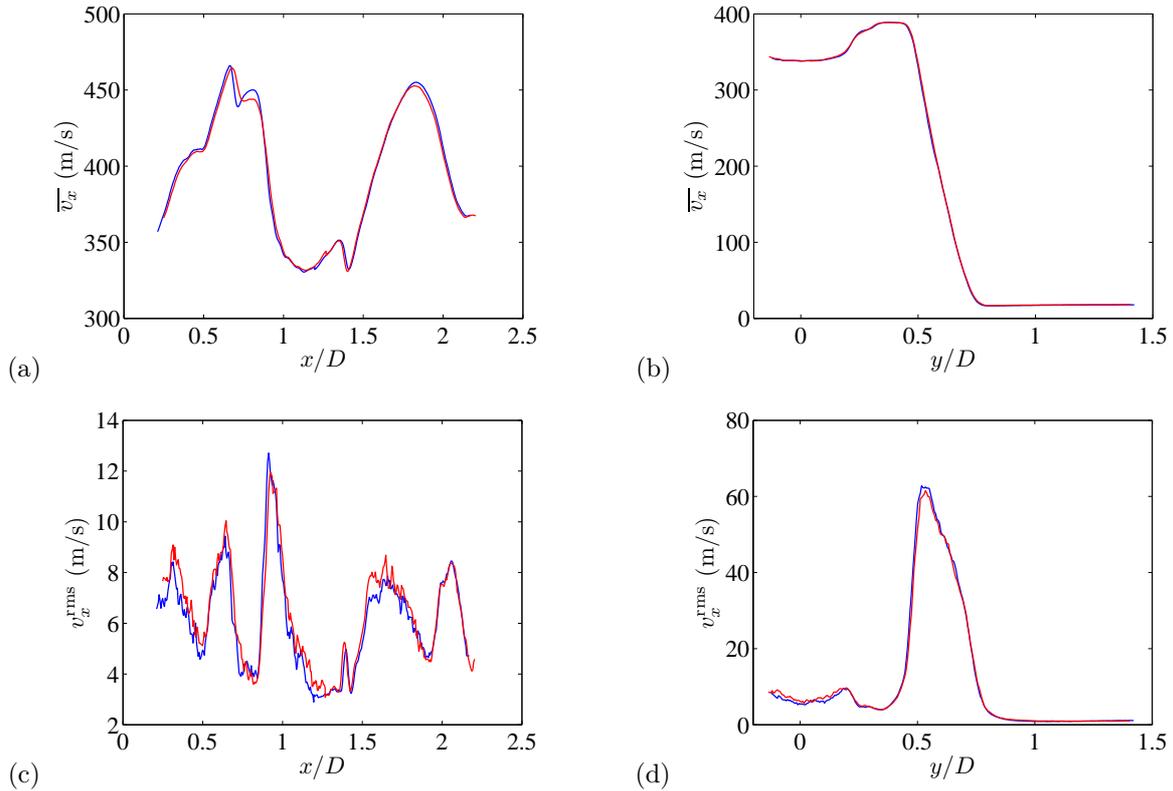


Fig. A.50 Profils démontrant la répétabilité des mesures PIV. Tuyère crénelée,  $M_j = 1.35$ ,  $M_f = 0.05$ . (a)  $\overline{v_x}$ ,  $y = 0$ ; (b)  $\overline{v_x}$ ,  $x = D_j$ ; (c)  $v_x^{\text{rms}}$ ,  $y = 0$ ; (d)  $v_x^{\text{rms}}$ ,  $x = D_j$ . — Première mesure, — seconde mesure.

réponse aux efforts exercés par le jet sur le modèle et pouvait continuer de bouger en raison de la dilatation thermique des pièces de la maquette, ce qui rend incertain la position du 0 selon  $x$ . Des écarts de quelques millimètres semblent être envisageables. L'incertitude selon  $y$  est par contre *a priori* indépendante des déplacements de la tuyère. Il semble que la procédure de réglage adoptée est précise à environ 0.5 mm près. Il est très important de garder en tête cette incertitude lorsqu'il sera temps de discuter des fluctuations dans la couche de mélange : regarder l'évolution de celles-ci à une position radiale fixe (par exemple  $y = D_j/2$ ) n'est pas du tout le meilleur choix, compte tenu de l'incertitude sur  $y$  et des forts gradients de vitesse moyenne et fluctuante dans la couche de mélange. Il est plutôt souhaitable de se focaliser sur le maximum des fluctuations à chaque position axiale. C'est par ailleurs ce qui est fait dans les travaux expérimentaux sur la turbulence des jets, voir par exemple [63, 125].

Les profils axiaux et radiaux de la figure A.50 illustrent la bonne répétabilité des mesures dans le cas considéré ; même pour les profils de  $v_x^{\text{rms}}$  sur l'axe, où les niveaux de fluctuations sont faibles, l'évolution spatiale des fluctuations est bien répétable.

Pour compléter ces comparaisons, les différentes paires de champs de vecteurs ont été traitées d'une manière similaire à celle expliquée en A.5.6.2 pour la convergence statistique. D'abord, le champ répété a été recalé par rapport au champ original, puis interpolé sur la grille de points de ce dernier. Ensuite, les mêmes trois zones caractéristiques des écoulements ont été isolées. Enfin, des statistiques ont été calculées sur les écarts entre les deux cartographies. Elles sont reportées en table A.6 pour les trois régions dans le cas de la tuyère crénelée,  $M_j = 1.10$ ,  $M_f = 0.22$  et en table A.7 pour les trois autres cas, dans la couche de cisaillement seulement. Dans cette dernière, les écarts sur les fluctuations maximales à chaque position axiale sont aussi inclus. Dans la dernière colonne, la médiane de la grandeur considérée est indiquée pour relativiser les écarts calculés ( $\overline{v_y}$  est prise en valeur absolue).

On voit que les valeurs moyennes de vitesse transverse sont en général peu sûres, ce qui est relié

		dx (mm)	dy (mm)
tuyère crénelée	$M_j = 1.35, M_f = 0.05$	1.65	0.42
	$M_j = 1.10, M_f = 0.22$	1.65	0.42
tuyère lisse	$M_j = 1.35, M_f = 0.05$	0.63	0.53
	$M_j = 1.10, M_f = 0.22$	1.68	0.53

Tab. A.5 Décalages absolus selon  $x$  et  $y$  entre les champs originaux et répétés pour obtenir la meilleure corrélation entre les cartographies de  $\overline{v_x}$ .

		Ecart relatifs (%)					Grandeurs absolues (m.s <sup>-1</sup> )
		1 <sup>er</sup> décile	1 <sup>er</sup> quartile	médiane	3 <sup>e</sup> quartile	9 <sup>e</sup> décile	médiane
jet primaire	$\overline{v_x}$	0.03	0.09	0.21	0.48	0.89	332.0
	$v_x^{\text{rms}}$	0.79	2.1	4.8	8.8	13	3.5
	$\overline{v_y}$	2.4	6.0	14.6	36.9	96.8	
	$v_y^{\text{rms}}$	0.5	1.3	2.7	4.8	7.3	4.4
jet secondaire	$\overline{v_x}$	0.29	0.57	0.79	0.91	1.0	76.2
	$v_x^{\text{rms}}$	2.4	5.7	10.5	15.9	20.5	1.3
	$\overline{v_y}$	3.1	5.8	8.7	11.5	14	-3.1
	$v_y^{\text{rms}}$	1.0	2.5	5.7	11.3	21.9	1.3
couche de mélange	$\overline{v_x}$	0.18	0.45	0.9	1.5	2.1	146.9
	$v_x^{\text{rms}}$	0.7	1.7	3.5	6.3	12.1	30.4
	$v_x^{\text{rms,max}}$	0.8	2.0	3.6	5.4	8.2	42.2
	$\overline{v_y}$	1.9	5.0	12.2	26.5	61.4	
	$v_y^{\text{rms}}$	0.4	1.1	2.4	4.5	7.7	21.2
	$v_y^{\text{rms,max}}$	0.3	0.7	1.4	2.7	3.8	29.0

Tab. A.6 Répartition statistique des écarts relatifs entre première et seconde mesure, calculés sur des champs d'environ  $2D$  de long, proche de la sortie de tuyère (tuyère crénelée,  $M_j = 1.10, M_f = 0.22$ ). La dernière colonne indique la médiane de chaque grandeur.

aux très faibles valeurs de cette composante. Il est probable qu'elles deviennent significatives dans le jet primaire lorsque  $M_j$  augmente, comme par exemple à  $M_j = 1.50$ , voir la figure A.46. Néanmoins, les formes de profils (telles les antisymétries) sont dignes de confiance, à défaut des valeurs quantitatives. En ce qui concerne la vitesse axiale moyenne,  $\overline{v_x}$ , il faut noter une bonne répétabilité des valeurs dans le jet supersonique. Pour tous les cas considérés, la médiane de l'erreur relative est inférieure à 1%. Le réglage de la vitesse de l'écoulement secondaire est aussi répétable. Les fluctuations maximales dans la couche de cisaillement varient en général de quelques pourcent, même pour les vitesses radiales. Cela assure une très bonne répétabilité sur les taux de turbulence, calculés en divisant les écarts-types des vitesses par  $U_j$  ou  $U_j - U_f$ , donc par un facteur supérieur à 100.

On peut conclure que la répétabilité des mesures par PIV est bonne, au moins tant que la vitesse mesurée est assez grande. En particulier, les fluctuations maximales dans la couche de mélange varient peu selon les acquisitions.

#### A.5.6.4 Comparaison quantitative des résultats de PIV avec ceux de LDV

Quelques comparaisons peuvent être effectuées avec des profils obtenus par LDV. Ces dernières mesures ayant été dirigées essentiellement vers l'exploration du jet supersonique, seulement des profils

		Ecart relatifs (%)					Grandeurs absolues (m.s <sup>-1</sup> )
		1 <sup>er</sup> décile	1 <sup>er</sup> quartile	médiane	3 <sup>e</sup> quartile	9 <sup>e</sup> décile	médiane
tuyère crénelée $M_j = 1.35, M_f = 0.05$	$\overline{v_x}$	0.2	0.7	1.6	2.8	4.4	143.8
	$v_x^{\text{rms}}$	0.5	1.3	2.8	4.9	7.5	41
	$v_x^{\text{rms,max}}$	1.1	2.1	3.2	5.9	9.4	61.3
	$\overline{v_y}$	1.8	4.7	10.8	24.1	58.6	
	$v_y^{\text{rms}}$	0.5	1.3	2.7	4.6	6.7	30.4
	$v_y^{\text{rms,max}}$	1.2	2.0	3.2	4.4	5.2	42.2
tuyère lisse $M_j = 1.10, M_f = 0.22$	$\overline{v_x}$	0.3	1.0	3.5	5.4	7.7	158.5
	$v_x^{\text{rms}}$	1.6	3.9	7.8	13.8	20.9	28.5
	$v_x^{\text{rms,max}}$	0.2	0.7	1.6	3.3	5.1	44.9
	$\overline{v_y}$	2.4	6.6	17.6	50.0	133	
	$v_y^{\text{rms}}$	2.3	4.5	8.3	12.0	16.6	19.5
	$v_y^{\text{rms,max}}$	2.3	3.9	6.2	9.7	13.4	28.1
tuyère lisse $M_j = 1.35, M_f = 0.05$	$\overline{v_x}$	2.7	4.7	6.9	9.3	12.0	135.6
	$v_x^{\text{rms}}$	1.0	2.5	5.7	11.9	18.2	44.3
	$v_x^{\text{rms,max}}$	0.3	0.7	1.6	2.9	4.2	60.8
	$\overline{v_y}$	1.6	4.1	9.0	18.8	43.3	
	$v_y^{\text{rms}}$	0.9	2.4	5.0	8.3	11.9	26.7
	$v_y^{\text{rms,max}}$	0.2	0.7	1.5	2.8	4.2	34.1

Tab. A.7 Répartition statistique des écarts relatifs entre première et seconde mesure, calculés sur des champs d'environ  $2D$  de long, proche de la sortie de tuyère. Sont uniquement indiqués les résultats de la couche de mélange. La dernière colonne indique la médiane de chaque grandeur.

de vitesse moyenne axiale dans le jet primaire sont considérés ici.

Les vitesses issues de la PIV sont toujours inférieures à celles provenant de la LDV, d'un facteur variant entre 1.04 et 1.05 suivant les valeurs de  $M_j$ . On remarque en (a) et (b) qu'après multiplication par ce facteur, les profils PIV sont proches des ceux mesurés par LDV, hormis au niveau du maximum de vitesse dans la première cellule de choc à  $M_j = 1.35$  où la PIV ne montre pas le deuxième maximum local visible avec la LDV. Il est évident par (c) que la PIV ne parvient pas à résoudre le disque de Mach de façon satisfaisante. Il s'est avéré que cela est dû à un problème d'intégration spatiale lors de la première itération, où les fenêtres d'interrogation sont grandes (voir l'annexe B). En revanche, lorsqu'on s'éloigne de l'axe (d) et qu'on évite le disque de Mach, la forme du profil PIV est correcte. Les imprécisions derrière le disque ne sont donc pas pénalisantes.

L'accord des formes entre les profils de vitesse axiale mesurés par LDV et PIV est très satisfaisant. Il subsiste donc un désaccord portant sur l'amplitude des vitesses, à hauteur de 4-5%. On ne sait pas très bien ce qui peut avoir engendré cet écart. Il a été vérifié que cet écart ne provenait pas d'un mauvais calcul du facteur de grossissement. Il reste la possibilité d'un écart inter-trames différent des  $3\mu\text{s}$  réglés; ceci n'a pas été vérifié. Il faut cependant noter que, vis-à-vis des études menées au chapitre 3, ni l'épaisseur de quantité de mouvement, ni les taux de turbulence, ni les calculs de corrélation spatiale et les analyses qui en découlent ne sont influencés par un quelconque facteur correctif.

Pour ce qui est de la vitesse radiale, les mesures LDV n'offrent pas un point de comparaison fiable étant donné l'orientation des franges d'interférence, parallèle et orthogonale à l'axe du jet. Le taux d'acquisition moyen par LDV pour la vitesse radiale était le plus souvent assez faible et les résultats

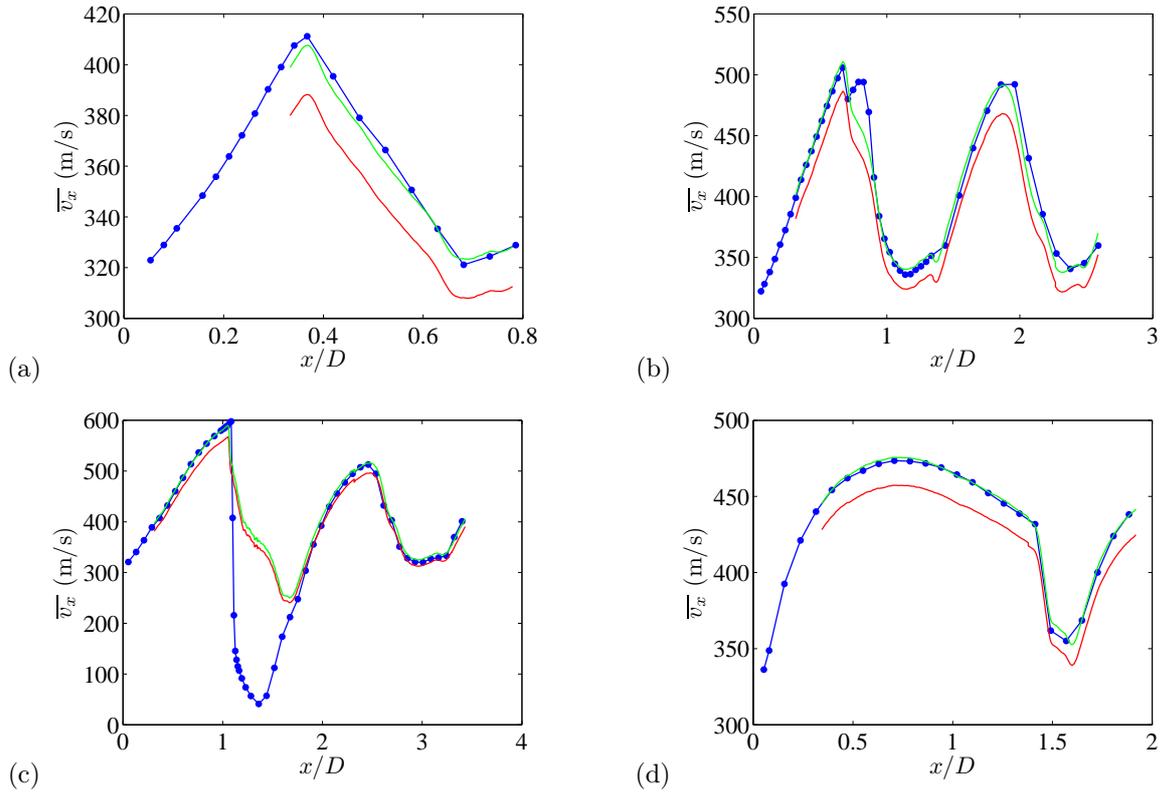


Fig. A.51 Comparaison entre les vitesses longitudinales moyennes mesurées par PIV et par LDV (tuyère lisse). (a)  $M_j = 1.15, y = 0$ , (b)  $M_j = 1.35, y = 0$ , (c)  $M_j = 1.50, y = 0$ , (d)  $M_j = 1.50, y = 0.33 D_j$ . — LDV, — données brutes issues de la PIV, — données issues de la PIV  $\times$  coefficient, avec coefficient = 1.04 pour  $M_j = 1.50$ , et 1.05 pour les trois autres  $M_j$ . Les profils de PIV ont été mesurés avec  $M_f = 0.05$ , alors que  $M_f = 0$  pour la LDV.

sont sans doute trop incertains pour être utilisés ici. Pour les écarts-types, les fluctuations sont faibles dans le jet supersonique et les comparaisons ne peuvent donc être significatives (*cf.* aussi A.5.6.3). Ceci dit, on peut vérifier que les taux de turbulence calculés dans la couche de mélange ont des valeurs attendues. Cela est développé au paragraphe 3.2.1.2.

## Annexe B

# Effet du taux de recouvrement des fenêtres de corrélation lors de l'étape initiale de l'analyse d'images de la PIV

Pour tous les résultats issus de la PIV présentés dans ce travail, la procédure d'analyse des paires d'images de particules est telle qu'elle a été décrite en partie A.5.5. En particulier, le taux de recouvrement des fenêtres de corrélation lors de toutes les étapes de calcul, sauf la dernière, a été fixé arbitrairement à 25%. Il est apparu que ce paramètre avait une incidence dans les régions de l'écoulement où les gradients sont particulièrement élevés. Cela inclut les couches de mélange initiales et le disque de Mach dans le cas  $M_j = 1.50$ . Pour quantifier l'importance de ce taux de recouvrement, des analyses complémentaires du cas  $M_j = 1.50$  et  $M_f = 0.05$  pour la tuyère lisse ont été menées. La seule modification par rapport aux calculs initiaux est le passage de 25% de recouvrement pour les étapes initiales à 75 et 87%.

Les champs de vitesse longitudinale de la figure B.1 (moyenne et écart-type) permettent d'apprécier l'influence de ce paramètre. Sur les champs moyens (colonne de gauche), la variation la plus frappante se situe dans la région subsonique en aval du disque de Mach. On avait déjà relevé à partir de la comparaison avec les résultats issus de la LDV, montrée en figure A.51 (c), que la vitesse longitudinale en aval du choc droit était beaucoup trop importante avec la PIV. On s'aperçoit ici qu'augmenter le taux de recouvrement permet de régler le problème, au moins qualitativement. On remarque par ailleurs que le recollement entre les champs de vision des deux caméras se fait mal avec un recouvrement de 75%, alors qu'il est meilleur avec 87%. La proximité du choc droit avec les bords de la fenêtre de visualisation rend le calcul dans cette région encore plus difficile, comme en témoignent les anomalies sur les moyennes et écarts-types des vitesses dans la région supersonique à  $y < 0$ .

Les écarts-types de la vitesse longitudinale (figure B.1, colonne de droite) confirment qu'augmenter le recouvrement permet de gagner en résolution dans la région en aval disque de Mach : on distingue clairement une poche de faible taux de turbulence dans le calcul avec 87% de recouvrement, ce qui est qualitativement en accord avec les mesures par LDV présentées en figure 3.19.

On reprend en figure B.2 la comparaison avec les données issues de la LDV, déjà proposée au paragraphe A.5.6.4. Augmenter le taux de recouvrement améliore considérablement l'accord entre les deux techniques de mesures. Le décrochement entre les champs de vision des deux caméras, observé sur les cartographies avec 75% de recouvrement, est flagrant sur ce profil. Il est effectivement atténué, mais pas éliminé, avec 87% de recouvrement. L'effet de bord ainsi mis en évidence empêche que l'accord entre les deux techniques de mesure soit meilleur, mais la tendance est la bonne en amont de la jonction entre les deux plans.

Sur les cartographies de la figure B.1, on constate une modification des niveaux de fluctuation, ainsi

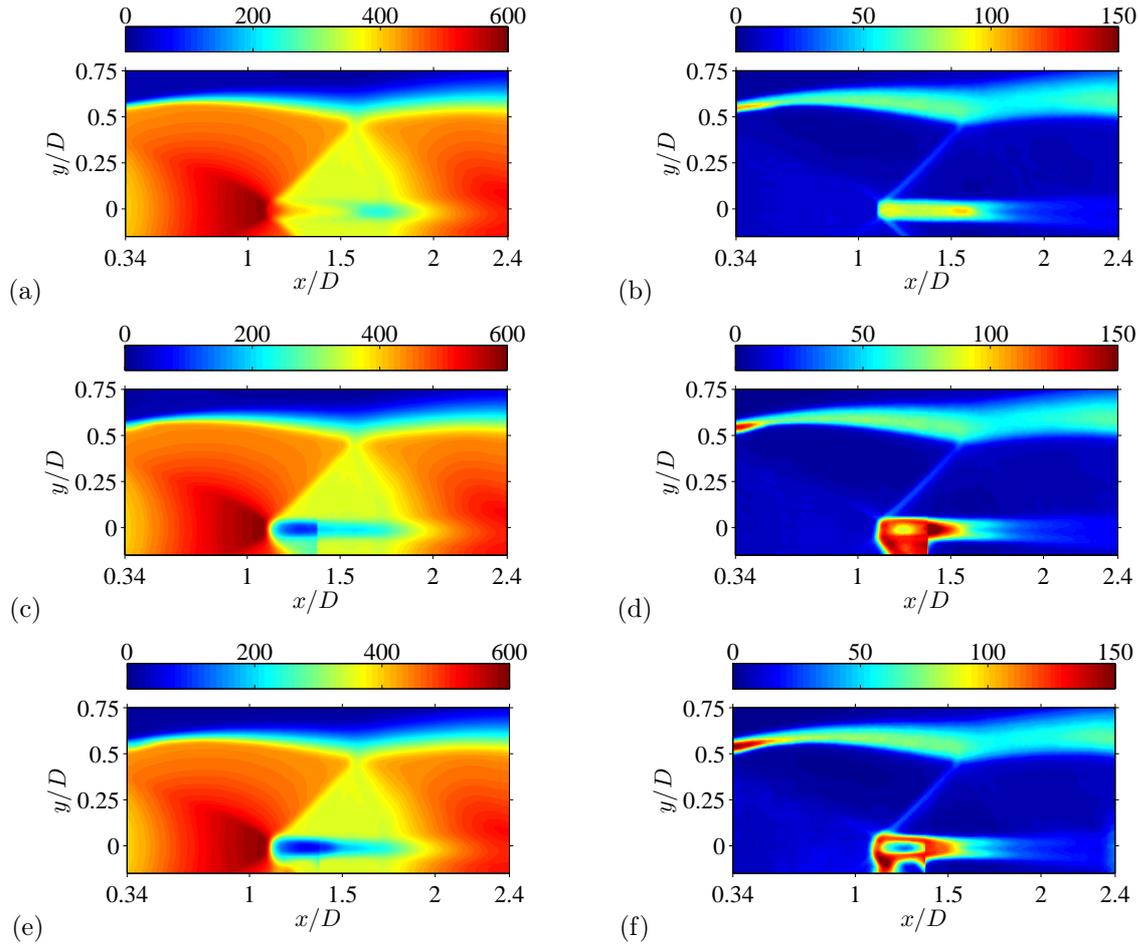


Fig. B.1 Effet du pourcentage de recouvrement pour les itérations initiales sur les moyennes et écarts-types de  $v_x$  ; tuyère lisse,  $M_j = 1.50$  et  $M_f = 0.05$ . La couleur code la vitesse en  $\text{m.s}^{-1}$ . (a), (c) et (e) :  $\overline{v_x}$  ; (b), (d), (f) :  $v_x^{\text{rms}}$ . (a) et (b) : 25% de recouvrement, (c) et (d) : 75%, (e) et (f) : 87%.

que de l'épaisseur de la couche de mélange, dans les premiers dixièmes de diamètre après l'éjection. Cette influence du taux de recouvrement doit également exister dans les autres cas étudiés. On la quantifie dans les figures B.3 et B.4 pour ce même jet ( $M_j = 1.50$  et  $M_f = 0.05$ ), sachant que l'effet est forcément moindre dans les autres conditions puisque le cisaillement est alors diminué.

L'effet sur les taux de turbulence est présenté en figure B.3. Pour les deux composantes de la vitesse, ceux-ci augmentent en aval de la sortie lorsque le taux de recouvrement augmente, mais les trois calculs sont quasiment identiques pour  $x/D \gtrsim 1$ .

L'effet sur l'épaisseur de la couche de mélange est présenté en figure B.4. On rappelle que  $\delta_\theta$  est calculée comme il est expliqué au paragraphe 3.2.1.1. Ici, l'influence est minime et cantonnée à une zone encore plus réduite axialement.

On peut conclure qu'augmenter le taux de recouvrement des fenêtres initiales améliore grandement les calculs en aval du disque de Mach. Le biais observé avec 25% de recouvrement provient sans doute des forts gradients de vitesse, à la fois axiaux et radiaux, dans la région du choc droit ; la grande taille des fenêtres initiales doit faire que l'algorithme de corrélation juge mal, d'emblée, les vitesses au niveau du disque. Plus précisément, elles sont surestimées dès le début du calcul, et comme l'algorithme est itératif, les évaluations successives derrière le choc restent fantaisistes jusqu'à la fin du calcul. Augmenter le recouvrement lors des premières étapes doit permettre d'affiner l'estimation initiale, donc de converger vers la bonne valeur de la vitesse. En revanche, les modifications des propriétés de la couche de cisaillement initiale induites ne semblent pas très physiques. Cela se voit aux taux

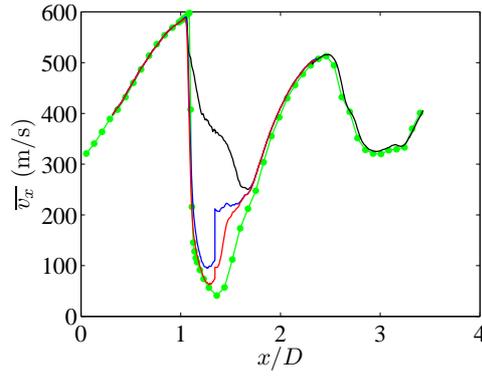


Fig. B.2 Comparaison des résultats des différentes analyses des champs de PIV ( $M_j = 1.50$ ,  $M_f = 0.05$ ) avec les données provenant de la LDV ( $M_j = 1.50$ ,  $M_f = 0$ ); tuyère lisse. La vitesse longitudinale moyenne,  $\overline{v_x}$ , est tracée. PIV : — 25% de recouvrement, — 75%, — 87%; • LDV.

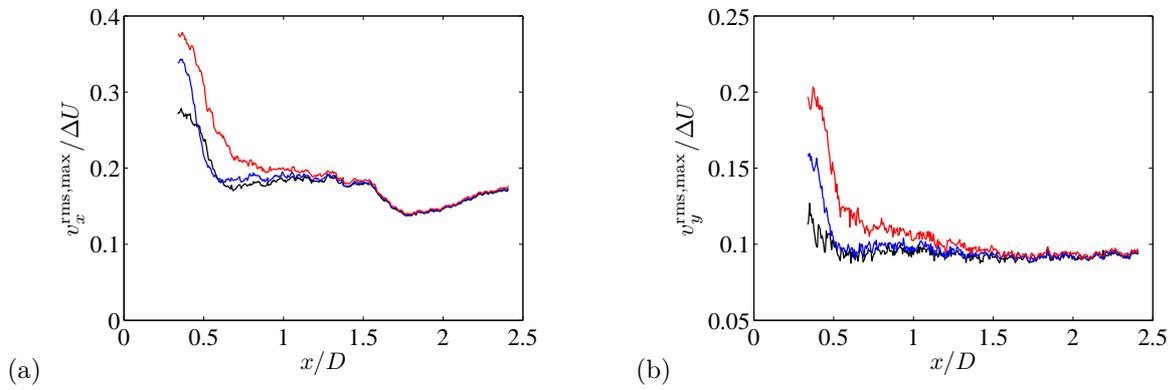


Fig. B.3 Effet du pourcentage de recouvrement pour les itérations initiales sur les taux de turbulence maximaux dans la couche de mélange; tuyère lisse,  $M_j = 1.50$  et  $M_f = 0.05$ . (a)  $v_x^{\text{rms,max}}/\Delta U$ , (b)  $v_y^{\text{rms,max}}/\Delta U$  ( $\Delta U$  est l'écart moyen des vitesses longitudinales de part et d'autre de la couche de mélange). — 25% de recouvrement, — 75%, — 87%.

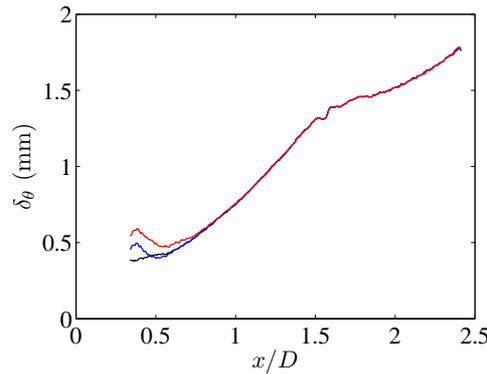


Fig. B.4 Effet du pourcentage de recouvrement pour les itérations initiales sur  $\delta_\theta$ , l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de mélange; tuyère lisse,  $M_j = 1.50$  et  $M_f = 0.05$ . — 25% de recouvrement, — 75%, — 87%.

de turbulence et à l'épaisseur de la couche, qui apparaissent anormalement élevés lorsqu'on augmente le taux de recouvrement. Ceci dit, ce paramètre n'a aucun effet pour la partie aval de la couche de mélange ( $x/D \gtrsim 1$ ), et en a probablement moins qu'ici dans les jets où le cisaillement initial est plus modéré.



## Annexe C

# Correction de l'effet de la couche de mélange externe sur la propagation acoustique

### C.1 Problèmes liés à la simulation du vol par jet secondaire

Diverses méthodes expérimentales existent pour simuler le vol d'avancement d'un appareil. Certaines ont été présentées en partie 1.3.1. Dans ce travail, le vol est simulé par un jet subsonique entourant le jet supersonique. Pour les mesures acoustiques en champ lointain, les microphones sont placés à l'extérieur de la couche de mélange se développant entre le jet secondaire et le milieu ambiant. Or cette couche a différents effets sur la propagation acoustique qu'il convient d'éliminer puisqu'elle n'existe pas en vraie situation de vol.

Certains effets sont directement liés à la nature turbulente de l'écoulement dans la couche de mélange. Il s'agit de l'absorption d'énergie acoustique par la turbulence, la dispersion (angulaire et fréquentielle) des ondes incidentes et leur réflexion interne partielle des ondes sur la couche de cisaillement.

L'effet principal de la couche de mélange est cependant la réfraction intervenant lorsqu'une onde acoustique traverse la zone cisillée. La réfraction se manifeste par un changement d'angle de propagation des ondes acoustiques ainsi que par une modification de l'amplitude mesurée en champ lointain. C'est cette influence que l'on cherche à élucider.

### C.2 Théories de la réfraction acoustique par une couche de cisaillement

Les théories permettant de corriger l'effet de la couche de cisaillement externe sur les mesures acoustiques ont été élaborées simultanément au développement d'études expérimentales sur l'effet du vol sur le bruit de jet, dans les années 1970. Ceci dit, les premiers travaux fondamentaux traitant de la propagation d'une onde acoustique à travers une couche de cisaillement sont bien antérieurs. Nous reprenons ici dans un souci de complétude l'historique établi dans Schlinker & Amiet [244].

Miles [158] et Ribner [230] font partie des premiers à étudier la réfraction d'une onde plane par une couche de cisaillement infiniment fine. Gottlieb [86] a étudié le cas d'une source placée à proximité d'une couche de cisaillement plane. Par ailleurs, Graham & Graham [87] se sont intéressés à une onde plane se propageant au travers d'une couche de cisaillement d'épaisseur finie. Ces études préalables, qui n'avaient pas pour but de corriger l'effet de la couche de cisaillement, ont plus tard été reprises et étendues pour s'appliquer au présent problème.

Amiet a ensuite été un des premiers à travailler sur des corrections, présentées d'abord dans l'article fondateur de 1975 [14] puis étendues, obtenues par diverses méthodes et finalement vérifiées dans une succession de publications [15, 16, 244]. Amiet et Jacques [101] ont établi indépendamment des

corrections pour des couches de cisaillement planes et cylindriques, d'épaisseur nulle (modèle dit de *vortex sheet*) ou infinie, par une méthode combinant tracé de rayons et résultats sur la transmission d'une onde plane à travers une couche de cisaillement [158, 230]. Les corrections sont séparées en deux parties : une correction angulaire et une correction en amplitude.

D'autres chercheurs ont mis en œuvre des méthodes différentes pour corriger l'effet de la couche de cisaillement. Très apparentée aux travaux cités ci-dessus est l'étude de Ahuja, Tanna & Tester [10, 9]. La correction angulaire est identique à celle d'Amiet alors que la correction en amplitude s'appuie sur l'acoustique géométrique.

Candel *et al.* [45, 46, 47] utilisent quant à eux uniquement l'acoustique géométrique. Les auteurs modélisent plus exactement la couche de mélange entre un écoulement et l'air au repos en s'aidant de mesures aérodynamiques réduites pour faire apparaître des lois de similitude, et dans un second temps calculer la propagation d'ondes acoustiques dans le champ moyen défini. Le résultat ne consiste pas ici en des formules applicables mais en un calcul numérique des relations en amplitude, en phase et en angle. Amiet [15] a vérifié que ces résultats étaient en accord avec les modèles simplifiés d'Amiet et de Jacques pour une large gamme d'angles.

Morfey & Tester [164] ont effectué d'autres calculs numériques sur des géométries réelles de couche de cisaillement, cette fois pour résoudre l'équation de Lilley, qui est une équation des ondes valable dans les écoulements stratifiés. Les résultats de simulations montrent que les corrections fondées sur l'acoustique géométrique sont tout à fait valables.

Pour finir avec les techniques de correction, Mani *et al.* [140] en ont élaboré une autre, assez différente des précédentes dans le sens où la dualité entre correction en angle et en amplitude est abandonnée. Cette technique est marginale et est très peu utilisée dans la communauté scientifique.

### C.3 Correction angulaire

Les corrections angulaires d'Amiet [16], identiques donc à celles de Ahuja *et al.* [10], ont été implémentées et utilisées dans ce travail pour remonter aux angles physiques de propagation des ondes acoustiques à partir des angles géométriques caractérisant la position des microphones en champ lointain. Elles ont également été employées dans Norum *et al.* [188, 182], Brown *et al.* [43] et Viswanathan & Czech [307], par exemple.

Dans le cadre des théories retenues, les corrections angulaires visant à corriger la réfraction de la couche de cisaillement externe sont les mêmes que la couche de cisaillement soit plane ou cylindrique, d'épaisseur nulle ou finie. Elles sont indépendantes de la fréquence et du type de source et n'exigent pas que la couche de mélange soit en champ lointain de la source, qui par ailleurs n'a pas à être compacte. Elles font intervenir les angles et dimensions définis sur la figure C.1, où les notations ont été modifiées par rapport à celles d'Amiet.

$R_m$  est la distance entre la source de bruit S et un microphone.  $h$  est la hauteur de l'écoulement secondaire à traverser avant d'atteindre la couche de cisaillement. Les angles importants sont :

- $\theta$ , l'angle de positionnement du microphone, entre l'axe du jet et la ligne droite joignant source à microphone
- $\theta_c$ , l'angle de propagation des fronts d'ondes convectés par l'écoulement secondaire à la vitesse  $U_f$
- $\theta_e$ , l'angle d'émission des fronts d'ondes avant convection (angle de phase), qui est défini par le triangle des vitesses formé par  $U_f$  et  $a_s$ , la célérité du son dans l'écoulement secondaire
- $\theta_r$ , l'angle émergent de la couche cisaillement après réfraction

La correction angulaire est une simple loi de Snell, similaire à celle de l'optique, déterminée en égalant la composante parallèle de la vitesse de phase de l'onde acoustique de part et d'autre de la

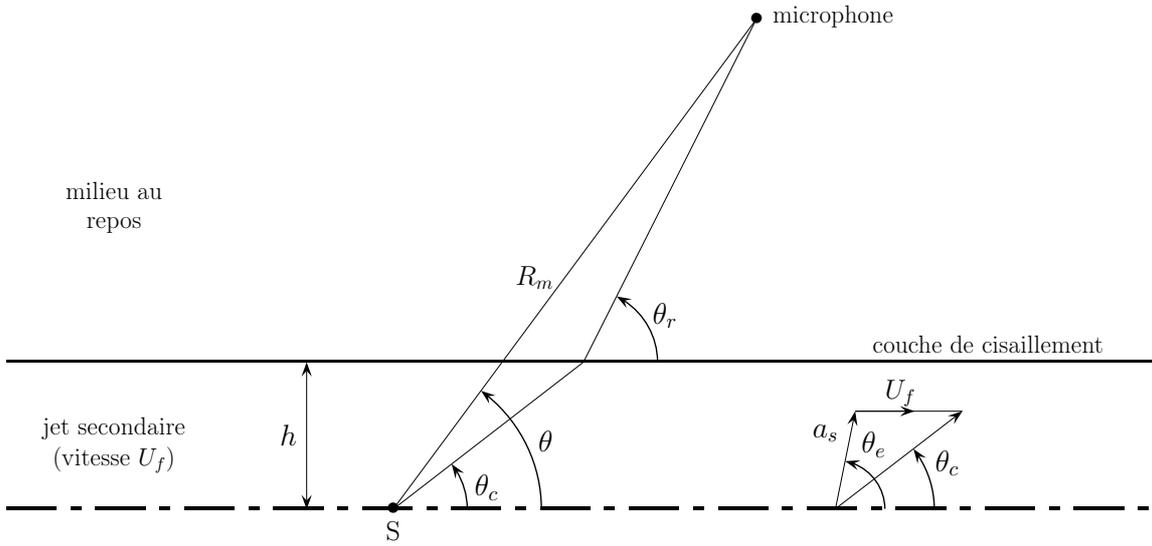


Fig. C.1 Schématisation de la réfraction des ondes acoustiques par une couche de cisaillement et définition des angles et dimensions utiles.

couche de cisaillement. Cela relie l'angle de phase  $\theta_e$  et l'angle émergent  $\theta_r$  selon

$$\cos \theta_e = \frac{\cos \theta_r}{1 - M_f \cos \theta_r} \quad (\text{C.1})$$

où  $M_f$  est le nombre de Mach de l'écoulement secondaire.

Combinant la loi de Snell (C.1) et la relation entre  $\theta_c$  et  $\theta_e$ , déterminée par le triangle des vitesses de la figure C.1, et qui s'écrit [10]

$$\tan \theta_c = \frac{\sin \theta_e}{M_f + \cos \theta_e} \quad (\text{C.2})$$

on obtient la relation suivante entre  $\theta_c$  et  $\theta_r$

$$\tan(\theta_c) = \frac{\sqrt{(1 - M_f \cos \theta_r)^2 - \cos^2 \theta_r}}{(1 - M_f^2) \cos \theta_r + M_f} \quad (\text{C.3})$$

La géométrie du problème donne par ailleurs

$$R_m \cos \theta = \frac{h}{\tan \theta_c} + \frac{R_m \sin \theta - h}{\tan \theta_r} \quad (\text{C.4})$$

Ces relations suffisent à déterminer  $\theta_e$  et  $\theta_c$  à partir de  $\theta$  pour une valeur de  $M_f$  donnée, ou inversement.

## C.4 Correction en amplitude

L'amplitude de l'onde sonore parvenant à un microphone doit être corrigée pour tenir compte de deux effets, bien mis en évidence chez Ahuja *et al.* [9]. D'abord, la longueur du trajet parcouru par l'onde acoustique est modifiée par la réfraction sur la couche de cisaillement. Ainsi, pour pouvoir comparer tous les spectres mesurés, il faut tenir compte du fait que suivant l'angle  $\theta_c$  ou  $\theta_e$  considéré, et en fonction de  $M_f$ , la distance de propagation de la source au microphone varie. On voit que cette correction de distance a besoin de la correction angulaire pour pouvoir être appliquée. Elle est nécessaire si  $h/R_m$  n'est pas nul (auquel cas elle devient négligeable). La seconde partie dans la correction en amplitude provient directement de ce qui se passe à la traversée de la couche de mélange. Ici, les théories d'Amiet [16] et d'Ahuja *et al.* [9] divergent un petit peu (voir [244]) mais l'idée principale est que les faisceaux de rayons acoustiques se déforment lors de la traversée de la couche de cisaillement : la

loi de Snell montre que l'angle de divergence d'un faisceau donné va changer en raison de la réfraction par la couche, ce qui va finalement modifier l'amplitude mesurée par un microphone.

Contrairement à la correction angulaire, les corrections en amplitude sont multiples, étant différentes pour une couche de cisaillement plane ou cylindrique, d'épaisseur nulle, finie ou infinie. Pour une couche cylindrique comme la nôtre, la solution de Jacques [101], reprise par Amiet [16], nécessite que la couche de mélange soit infiniment mince, située dans le champ lointain de la source ( $h/\lambda \gg 1$ , où  $\lambda$  est la longueur d'onde acoustique), et qu'il n'y ait pas de réflexions multiples à l'intérieur du jet secondaire. Alors, la correction ne dépend pas de la fréquence ni du type de la source (monopolaire, dipolaire, etc.).

Amiet [16] a estimé analytiquement l'influence de l'épaisseur de la couche de cisaillement et a montré que seulement quelques centièmes de décibels séparent les corrections à épaisseur nulle et infinie. Il a aussi résolu l'équation de Lilley pour différents types de sources, de sorte à considérer les réflexions multiples et l'épaisseur finie de la couche de cisaillement. Les erreurs dépendent de la fréquence et des angles de propagation mais dans tous les cas, il est montré que l'erreur n'excède pas 1 dB par rapport à la correction de base sauf pour les angles extrêmes. En conséquence, les réflexions multiples dans le cas d'une couche de cisaillement cylindrique sont négligeables la plupart du temps, ce qui fait que les corrections en amplitude sont indépendantes de la fréquence.

On utilise dans ce travail les corrections d'Amiet [16] pour une couche de mélange cylindrique, infiniment fine, en prenant en compte le rapport  $h/R_m$  particulier à notre montage. Par ailleurs, les corrections à distance constante de la vraie source, et non de la source retardée, sont utilisées. Comme le mentionnent Veltin *et al.* [295], ce choix s'impose par le fait que dans notre expérience, les microphones sont fixes par rapport au jet (donc aux sources), alors que la correction à distance constante de la source retardée est à utiliser dans le cas de microphones mobiles par rapport au jet.

Par ailleurs, aucune correction d'un quelconque terme d'amplification convective n'est appliquée (cette correction n'est pas du même type que les autres car elle ne provient pas de la couche de cisaillement externe; elle n'est d'ailleurs pas mentionnée chez Amiet). Il en aurait fallu une si

- les microphones avaient été montés à l'intérieur de l'écoulement secondaire, en raison de la compression/dilatation des fronts d'ondes par l'écoulement; Norum & Brown [182] montrent bien cet effet,
- l'on s'était intéressé à l'effet du vol sur le bruit reçu par un observateur en mouvement par rapport à l'avion, alors que nos microphones sont fixes; une telle correction a été calculée spécialement pour le bruit de choc large bande par Tam [272],
- les microphones avaient été en mouvement par rapport au jet (comme dans une simulation du vol par l'aérotrain de Bertin), alors que l'on étudie l'effet du vol sur le bruit dans un référentiel fixe par rapport à l'avion.

## C.5 Validité des corrections présentées

Pendant plusieurs années, les théories proposant des corrections de la réfraction par la couche de cisaillement externe se sont développées en l'absence de résultats expérimentaux, ce qui peut s'expliquer par la non-trivialité d'une telle mesure de validation. Deux campagnes importantes sont finalement venues approuver les corrections, celle de Schlinker & Amiet [242, 243], résumée en référence [244] et celle de Ahuja *et al.* [10], résumée en référence [9]. Il est important de noter que les deux expériences sont assez différentes, surtout en ce qui concerne les techniques d'analyse des données acquises. Malgré ces différences, les résultats sont très semblables. La conclusion principale est que dans toutes les conditions testées, les corrections en angle et en amplitude sont valables. Elles sont donc indépendantes de la fréquence du signal, qu'il soit large bande ou de bande étroite, ou encore de la position sur l'axe

(au moins jusqu'à deux diamètres de l'écoulement secondaire en aval).

Une erreur absolue inférieure à  $2^\circ$  est citée chez Schlinker & Amiet pour la correction angulaire (avec  $\theta = 37.5^\circ$ ) et il semble d'après les courbes montrées par Ahuja *et al.* que l'erreur sur l'amplitude soit en général bornée à 1 dB pour  $\theta_c$  compris entre  $30^\circ$  et  $120^\circ$ .

## C.6 Importance des autres effets de la couche de mélange

La validation des formules de correction de l'angle et de l'amplitude à l'aide de résultats expérimentaux, dont il est fait mention en section C.5, suffit à elle seule à dire que tous les effets de la couche de cisaillement externe non pris en compte par les deux corrections présentées sont forcément négligeables, au moins dans les conditions couvertes par les études de validation. Citons aussi l'étude de l'influence du vol sur le bruit de mélange de Tanna & Morris [287], où il est conclu que les effets d'absorption et de dispersion d'énergie acoustique par la turbulence sont négligeables puisque sans les corriger, on obtient avec une installation similaire à la nôtre des résultats très semblables à ceux de Cocking & Bryce [54], qui avaient placé les microphones dans l'écoulement secondaire. Nous allons tout de même énumérer ces autres effets et voir dans quelles conditions ils peuvent devenir importants. Les conclusions énoncées ici proviennent des références [244] et [9].

Les réflexions des ondes acoustiques sur la couche de cisaillement externe sont négligeables, sauf dans le cas de réflexion totale, qui intervient pour les angles extrêmes amont seulement (*cf.* C.7.1).

L'absorption d'énergie acoustique par la turbulence est négligeable, au moins jusqu'à des fréquences de 30 kHz.

La dispersion d'énergie acoustique par la turbulence, se manifestant par un décalage fréquentiel associé à une nouvelle direction de propagation de l'onde acoustique incidente, est négligeable dans le cas de bruit large bande, *mais pas pour un pic étroite bande* (ce qui serait le cas pour le screech par exemple). L'effet sur les pics spectraux est un élargissement et une diminution du niveau maximal. L'effet est plus intense lorsque  $M_f$  croît, puisqu'alors la turbulence est plus forte, et lorsque le chemin à travers la couche de mélange est plus long (donc lorsque la fréquence croît, lorsque  $\theta_c$  devient faible ou encore que la source se déplace vers l'aval). La limite  $\delta/\lambda > 10$  est citée dans les références [244] et [9] pour que les effets de la dispersion se fassent sentir, avec  $\delta$  l'épaisseur de la couche de mélange et  $\lambda$  la longueur d'onde acoustique. Cela correspond à  $\delta \sim 340$  mm pour une onde sonore de fréquence 10 kHz (typique du screech rencontré avec notre dimension de tuyère), ce qui est bien entendu largement supérieur à l'épaisseur réelle.

## C.7 Application des corrections

### C.7.1 Corrections angulaires

Les formules de la section C.3 ont été implémentées. Pour un angle  $\theta$  donné, on peut calculer  $\theta_r$ , en combinant (C.4) et (C.3), puis  $\theta_c$  de (C.3) et enfin  $\theta_e$  de (C.1). Les calculs ont été vérifiés à l'aide de tables de valeurs trouvées chez Amiet [16] et Ahuja *et al.* [10]. On a considéré dans ce travail que la source effective de bruit de choc était placée sur l'axe, *i.e.*  $h = 0.1$  m, et dans le plan de sortie de la buse primaire, ce qui implique  $R_m = 2.02$  m.

Les relations entre  $\theta$  et les deux angles pertinents  $\theta_e$  et  $\theta_c$  sont montrées en figure C.2. On voit en particulier une coalescence des courbes à différents  $M_f$  aux alentours de  $\theta_e = 90^\circ$  pour l'évolution de  $\theta_e$  en fonction de  $\theta$ . En particulier, on voit que  $\theta_e \approx \theta$  quel que soit  $M_f$ , pour une gamme d'angles  $\theta$  proches de  $90^\circ$ . Par ailleurs, il est clair que pour un  $M_f$  donné, on ne peut pas capter n'importe quel angle  $\theta_c$  de l'autre côté de la couche de cisaillement (ce n'est pas le cas pour  $\theta_e$ ). Il existe une limite

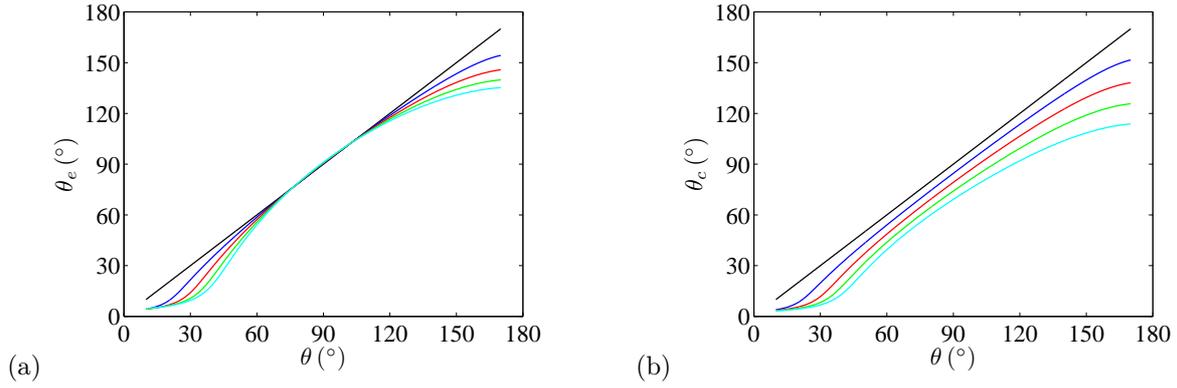


Fig. C.2 Variation de (a)  $\theta_e$  et (b)  $\theta_c$ , en fonction de  $\theta$ , pour différentes valeurs de  $M_f$ . Les calculs ont été menés pour notre géométrie, en supposant la source acoustique localisée sur l'axe du jet, dans le plan d'éjection (d'où  $h = 0.1$  m et  $R_m = 2.02$  m). —  $M_f = 0$ , —  $M_f = 0.1$ , —  $M_f = 0.2$ , —  $M_f = 0.3$ , —  $M_f = 0.4$ .

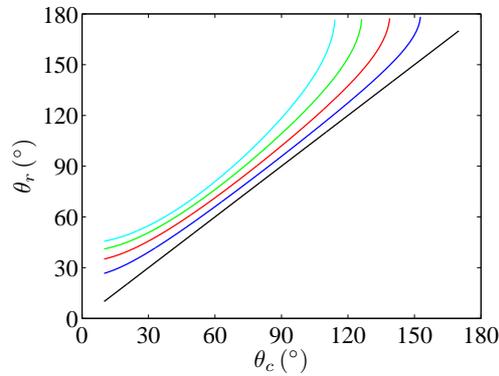


Fig. C.3 Variation de  $\theta_r$  en fonction de  $\theta_c$ , pour différentes valeurs de  $M_f$  ( $h = 0.1$  m et  $R_m = 2.02$  m). —  $M_f = 0$ , —  $M_f = 0.1$ , —  $M_f = 0.2$ , —  $M_f = 0.3$ , —  $M_f = 0.4$ .

haute pour  $\theta_c$ , qui correspond à  $\theta_r = 180^\circ$  ; aucun rayon transmis n'est prédit pour  $\theta_c$  supérieur à cet angle limite, d'après le modèle de réfraction : c'est le phénomène de réflexion totale. L'angle  $\theta_c$  limite, noté ici  $\theta_c^l$ , satisfait

$$\tan \theta_c^l = \frac{\sqrt{(1 + M_f)^2 + 1}}{M_f^2 + M_f - 1}.$$

Vers l'aval, on ne voit pas de zone de silence.  $\theta_r$  est représenté en fonction de  $\theta_c$  à différents  $M_f$  en figure C.3. Là, on perçoit à la fois la zone de silence vers l'aval et la zone de réflexion totale vers l'amont.

La correspondance entre les angles  $\theta$  de placement des microphones sur l'antenne en champ lointain présentée en A.1.2.1 et les angles  $\theta_e$  et  $\theta_c$  définis en section C.3 est donnée dans les tables C.1 et C.2.  $\theta$  varie de  $30^\circ$  à  $150^\circ$  par pas de  $10^\circ$ . Les angles en gras dans le cœur de la table montrent les groupements correspondant à  $\theta_e$  et  $\theta_c$  constants qui ont été choisis pour l'exploitation des spectres acoustiques en champ lointain. On voit en particulier qu'assez peu de spectres peuvent être considérés pour que la comparaison à  $M_f$  variant ait un sens physique.

La localisation de source considérée pour l'établissement des corrections est bien sûr erronée. En réalité, les sources sont placées plus en aval. Pour estimer l'effet de cette hypothèse, et compte tenu des connaissances sur la localisation des sources du bruit de choc large bande (voir 1.2.4.7), on peut faire par exemple l'hypothèse d'une source située sept cellules en aval, distance qui dépend de  $M_j$ . En prenant pour longueur moyenne des cellules  $1.12 \beta D$  d'après Seiner & Norum [251], on peut estimer les

		$\theta$ (°)												
		30	40	50	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150
$M_f$	0.00	30.0	40.0	50.0	60.0	70.0	<b>80.0</b>	90.0	<b>100.0</b>	110.0	120.0	<b>130.0</b>	140.0	150.0
	0.05	26.0	37.6	48.7	59.3	69.8	<b>80.1</b>	90.1	<b>100.1</b>	109.8	119.4	128.7	137.8	146.5
	0.11	20.8	34.5	46.9	58.5	69.6	<b>80.1</b>	90.3	<b>100.1</b>	109.6	118.7	127.3	135.5	142.9
	0.14	18.2	32.8	46.0	58.1	69.4	<b>80.2</b>	90.4	<b>100.2</b>	109.5	118.3	126.6	134.4	141.2
	0.18	15.2	30.5	44.8	57.6	69.3	<b>80.2</b>	90.5	<b>100.2</b>	109.3	117.8	125.8	133.0	139.2
	0.22	13.1	28.1	43.5	57.0	69.1	<b>80.3</b>	90.6	<b>100.2</b>	109.1	117.4	124.9	131.7	137.4
	0.26	11.6	25.7	42.1	56.4	69.0	<b>80.4</b>	90.7	<b>100.3</b>	109.0	117.0	124.1	<b>130.5</b>	135.7
	0.30	10.7	23.4	40.7	55.8	68.8	<b>80.4</b>	90.8	<b>100.3</b>	108.8	116.5	123.4	129.3	134.2
	0.35	10.0	20.9	38.9	55.0	68.6	<b>80.5</b>	91.0	<b>100.3</b>	108.6	116.0	122.5	128.0	132.4
	0.39	9.6	19.2	37.4	54.3	68.5	<b>80.6</b>	91.1	<b>100.4</b>	108.5	115.6	121.8	127.0	<b>131.1</b>

Tab. C.1 Table de correspondance entre  $\theta$  et  $\theta_e$ , avec  $h = 0.1$  m et  $R_m = 2.02$  m.

		$\theta$ (°)												
		30	40	50	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150
$M_f$	0.00	30.0	40.0	50.0	<b>60.0</b>	70.0	<b>80.0</b>	90.0	<b>100.0</b>	110.0	120.0	<b>130.0</b>	140.0	150.0
	0.05	24.8	35.9	46.6	56.9	67.2	77.3	87.3	97.2	107.1	116.8	126.4	135.8	144.9
	0.11	18.8	31.2	42.7	53.5	63.9	74.1	84.0	93.8	103.4	112.8	122.0	<b>130.7</b>	138.7
	0.14	16.0	28.9	40.8	51.8	62.3	72.5	82.4	92.1	<b>101.6</b>	110.8	119.6	128.0	135.6
	0.18	12.9	26.0	38.4	49.7	<b>60.3</b>	70.5	<b>80.3</b>	89.8	99.1	108.0	116.5	124.4	<b>131.5</b>
	0.22	10.7	23.1	36.0	47.6	58.3	68.5	78.2	87.5	96.5	105.1	113.3	120.8	127.3
	0.26	9.2	20.5	33.8	45.7	56.5	66.6	76.1	85.2	94.0	<b>102.2</b>	110.0	117.1	123.1
	0.30	8.3	18.1	31.7	43.8	54.7	64.7	74.1	83.0	91.4	99.3	106.7	113.3	118.9
	0.35	7.4	15.5	29.1	41.6	52.5	62.4	71.6	<b>80.1</b>	88.2	95.6	<b>102.5</b>	108.6	113.7
	0.39	6.9	13.9	27.2	39.9	50.9	<b>60.7</b>	69.7	77.9	85.6	92.7	99.1	104.8	109.5

Tab. C.2 Table de correspondance entre  $\theta$  et  $\theta_c$ , avec  $h = 0.1$  m et  $R_m = 2.02$  m.

vrais angles de placement des microphones par rapport à la source et les vraies distances entre source et microphones, voir la paragraphe A.1.2.1. Ces nouvelles valeurs de  $\theta$  sont associées bien entendu à de nouveaux  $\theta_e$  et  $\theta_c$ , sachant qu'il existe une correspondance par valeur de  $M_j$ . Les écarts entre les « vrais »  $\theta_e$  et  $\theta_c$  et ceux calculés en considérant que la source est toujours localisée dans le plan de sortie de la tuyère sont tracés en figure C.4. Ils dépendent de  $\theta$ ,  $M_j$  et  $M_f$ , et peuvent atteindre des valeurs de  $15^\circ$ . Ceci peut sembler beaucoup, mais le plus important est de s'assurer que les groupements de  $\theta_e$  et  $\theta_c$  constants inscrits en gras dans les tables C.1 et C.2 ne se dispersent pas trop, mais que les angles restent raisonnablement proches pour permettre une comparaison de spectres acoustiques qui ait du sens. Les groupements pour  $\theta_e \approx 80^\circ$ ,  $\theta_e \approx 130^\circ$ ,  $\theta_c \approx 60^\circ$  et  $\theta_c \approx 130^\circ$  sont représentés en figure C.5. Les groupements précédents restent donc valables pour les directions proches de  $90^\circ$ . Mais l'écart entre les différents points grandit lorsque  $\theta_e$  et  $\theta_c$  tendent vers  $130^\circ$ , atteignant environ  $4^\circ$  dans le pire des cas. Cependant, dans ces directions, la bosse du BBSAN évolue peu, si bien que cette dispersion ne semble pas gênante. Le cas  $\theta_e \approx 37.5^\circ$  a également pu être étudié à l'aide d'un bras pivotant, permettant d'atteindre des angles qui ne sont pas présents sur l'antenne polaire de microphones, voir A.1.2.2. La dispersion des angles pour cette valeur est indiquée en figure C.6. Les écarts sont un peu supérieurs à ceux relevés pour  $\theta_e \approx 130^\circ$ . Le problème ici est que la bosse du BBSAN évolue rapidement avec  $\theta$ , ce qui rend peu sûres les conclusions sur l'évolution du BBSAN en vol pour cet angle.

### C.7.2 Corrections en amplitude

L'implémentation des corrections en amplitude a été vérifiée grâce aux valeurs indiquées par Amiet [16] dans sa table 1.

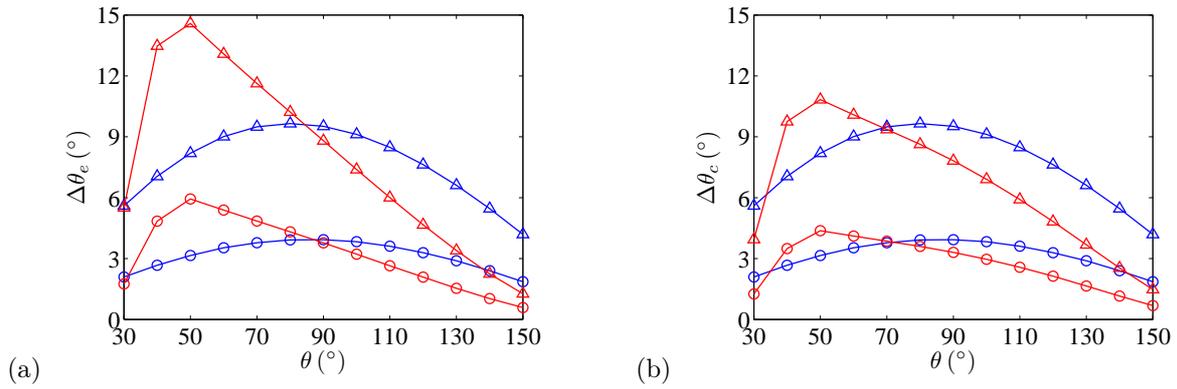


Fig. C.4 Variation de l'écart entre les calculs de (a)  $\theta_e$  et (b)  $\theta_c$  pour une source dans le plan de sortie et  $7 \times 1.12 (M_j^2 - 1)^{1/2} D$  en aval de l'éjection ( $D = 38.7$  mm), en fonction de la position du microphone par rapport au centre de la tuyère primaire.  $\circ M_j = 1.10$ ,  $\triangle M_j = 1.50$ ; —  $M_f = 0$ , —  $M_f = 0.4$ .

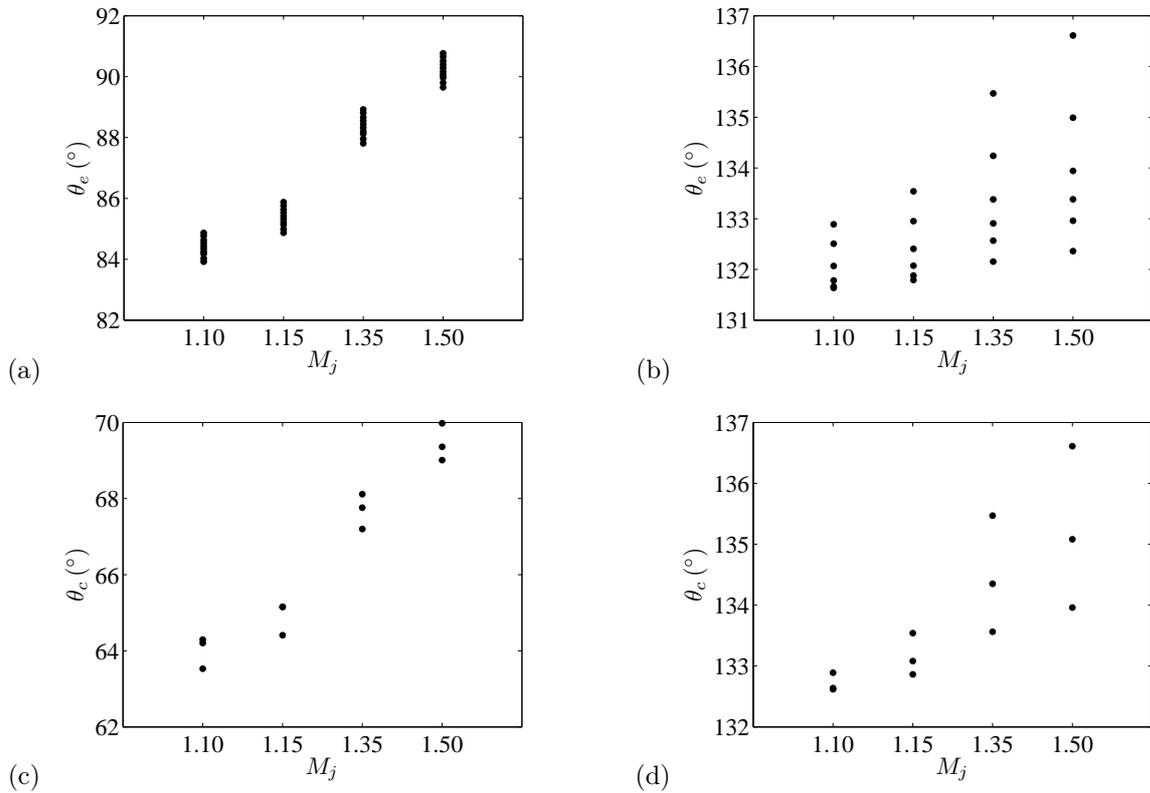


Fig. C.5 Valeurs de  $\theta_e$  et  $\theta_c$  « réelles » (correspondant à une source localisée sept cellules en aval) pour quelques groupements d'angles considérés lors de l'exploitation des spectres acoustiques en champ lointain. (a)  $\theta_e \approx 80^\circ$ , (b)  $\theta_e \approx 130^\circ$ , (c)  $\theta_c \approx 60^\circ$ , (d)  $\theta_c \approx 130^\circ$ . Chaque point noir correspond à un couple  $(M_j; M_f)$ .

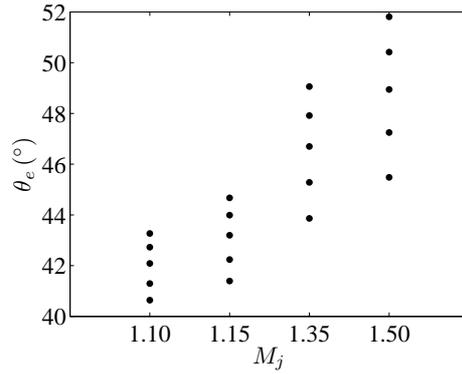


Fig. C.6 Valeurs de  $\theta_e$  « réelles » (correspondant à une source localisée sept cellules en aval) pour le groupement  $\theta_e \approx 37.5^\circ$ . Chaque point noir correspond à un couple  $(M_j ; M_f)$ .

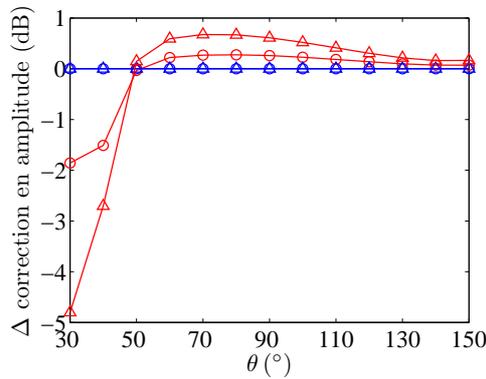


Fig. C.7 Soustraction de la correction en amplitude pour une source dans le plan de sortie à la correction en amplitude pour une source  $7 \times 1.12 (M_j^2 - 1)^{1/2} D$  en aval de l'éjection, en fonction de la position du microphone par rapport au centre de la tuyère primaire ( $D = 38.7$  mm).  $\circ M_j = 1.10$ ,  $\triangle M_j = 1.50$ ; —  $M_f = 0$ , - -  $M_f = 0.4$ .

Ces corrections sont également sensibles à la localisation supposée de la source, puisque cette dernière modifie les distances entre source et microphones (voir A.1.2.1). L'écart entre les corrections pour une source dans le plan d'éjection et sept cellules en aval est montré en figure C.7 pour  $M_j = 1.10$  et 1.50. Si la différence entre les deux corrections est inférieure à 1 dB pour  $\theta > 50^\circ$ , l'écart grandit considérablement pour les directions les plus en aval. On rejoint donc la conclusion du paragraphe précédent : il faut garder à l'esprit la sensibilité des corrections pour les directions aval.

## C.8 Conclusions sur les corrections des effets de la réfraction

Les corrections en angle et en amplitude implémentées dans ce travail sont assez classiques et bien acceptées aujourd'hui. On a vu quelles étaient les hypothèses sous-jacentes, et justifié qu'il était légitime de les faire. Il faut cependant bien noter ceci : pour étudier le bruit de choc large bande, qui possède des caractéristiques spectrales évoluant rapidement selon l'angle polaire d'observation, il faut travailler avec des microphones le plus loin possible du jet, la situation idéale étant de disposer les microphones si loin que sur toute la gamme de  $M_j$  étudiée, les angles entre sources et microphones sont inchangés.

En réalité, la situation est sans doute encore plus délicate que ce qui ressort de l'étude précédente puisque selon toute vraisemblance, la source du BBSAN se décale vers l'aval lorsque  $M_f$  augmente (voir la partie 3.1.2), ce qui devrait entraîner des écarts sur les corrections encore plus grands que ceux obtenus ici.



## Annexe D

# Précision du réglage du point de fonctionnement du jet supersonique

Il est capital de connaître la précision du réglage du point de fonctionnement du jet supersonique puisque c'est le taux de détente, ou le nombre de Mach parfaitement détendu, qui pilote le développement d'un jet désadapté et ainsi le bruit rayonné. On souhaite être précis sur  $M_j$  à 0.01 près. L'instrumentation de contrôle et la procédure de réglage sont décrites en partie 2.1.5.

Les causes d'erreur de la méthode de réglage de  $M_j$  fondée sur une mesure de pression statique sont *a priori* de quatre types :

1. l'écoulement n'est pas isentropique entre la section de mesure et la sortie de tuyère
2. l'écoulement n'est pas unidimensionnel
3. la mesure de pression statique est incorrecte
4. les diamètres de la section de mesure et de la section de sortie sont légèrement différents de ce que l'on croit

La première cause d'erreur a déjà été mentionnée en 2.1.5, et est la raison pour laquelle la mesure de pression statique de régulation a été approchée jusqu'à  $15D$  de la sortie. Une cause possible de diminution de  $P_r$  après la section de mesure est l'éventuelle présence d'une fuite au niveau de la pièce de raccordement où vient se visser la tuyère. Cette pièce est en effet simplement emboîtée sur le tube en aluminium du conduit primaire. Pour limiter les pertes à cet endroit, un ruban de silicone a été injecté dans la jointure.

Si l'écoulement n'est pas unidimensionnel, les formules soutenant toute l'argumentation deviennent fausses, mais il est difficile de dire dans quelle mesure. Ces formules sont cependant utilisées par toute la communauté d'expérimentateurs et doivent être supposées applicables. Notons qu'en réalité, la ligne sonique en sortie de tuyère n'est pas parfaitement plate, mais est bombée, voir Shapiro [255] (page 826), donc il devient difficile de définir un nombre de Mach dans la section de sortie.

Une autre façon de s'assurer que la méthode de réglage du point de fonctionnement n'est pas manifestement fautive est de comparer les pressions génératrices évaluées par la prise de pression totale à l'entrée de la chambre sourde et par la prise de pression statique en aval. Par la première méthode, les causes d'erreur 2 et 4 de la liste ci-dessus sont caduques. La cause 1 est exacerbée alors que la 3 conserve *a priori* son importance (dans ce cas, on mesure cependant une pression totale, et non plus statique). La figure D.1 montre de telles relations amont-aval sur l'ensemble des mesures collectées lors de la campagne d'essais de 2010, lorsqu'une telle comparaison est possible. On voit que les pressions génératrices estimées par les deux mesures sont égales à 2% près, ce qui correspond à un écart en  $M_j$  de l'ordre de 0.01, la pression dite « amont » étant plus grande que la pression dite « aval ». Cela va bien dans le sens des pertes de charge entre les deux points de mesure. Deux conséquences peuvent être déduites de ces courbes. Premièrement, on peut dire que les pertes de charges existant sur les  $15D$

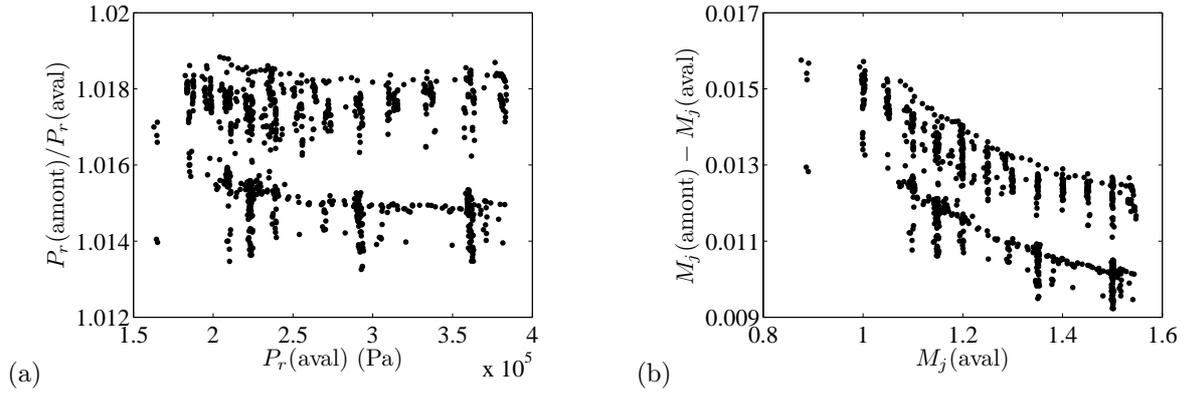


Fig. D.1 (a) Rapport des pressions génératrices estimées par les mesures de pression totale amont et pression statique aval, (b) écart entre les  $M_j$  correspondant (rassemblement de nombreuses mesures réalisées pendant la deuxième campagne).

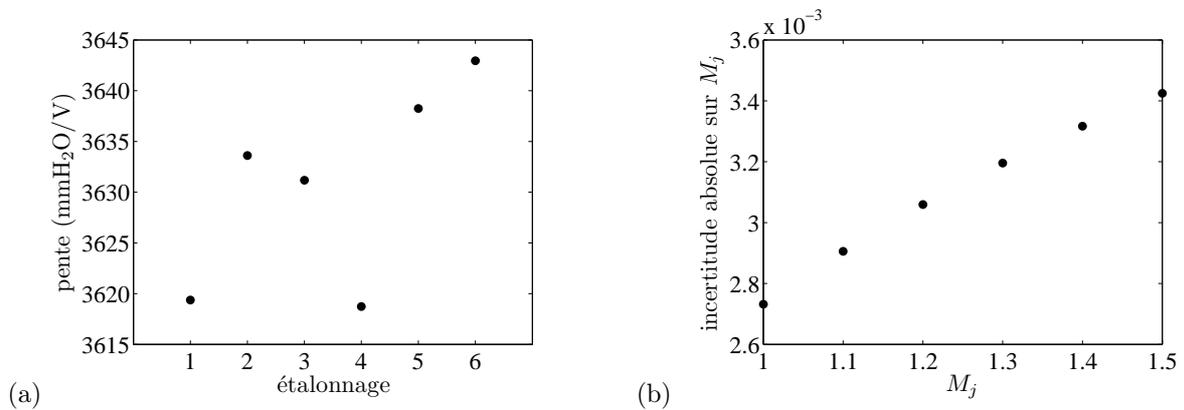


Fig. D.2 (a) Variation pendant la deuxième campagne de mesure de la pente du capteur Validyne mesurant  $P_s$  (aval), (b) incertitude sur  $M_j$  découlant de celle sur la pente du capteur de pression.

séparant la section de mesure de la pression statique de la sortie sont sans doute négligeables, au vu du faible écart en  $M_j$  entre les estimations provenant de l'aval et de l'amont, où la mesure est effectuée à environ  $150D$  de la sortie de tuyère. Deuxièmement, la mesure amont seule ne permet pas d'atteindre la précision souhaitée de 0.01 sur  $M_j$ , et la mesure aval est nécessaire.

Discutons maintenant de l'erreur possible sur la mesure de  $P_s$ . La pente des capteurs de pression est réputée constante au cours du temps, l'incertitude sur la mesure provenant de la précision de l'appareil, donnée par le constructeur à 0.25% de la pleine échelle. Il s'est avéré cependant lors d'étalonnages de contrôle que la pente des capteurs Validyne évoluait avec le temps. Regardons les étalonnages du capteur ayant servi à mesurer  $P_s$  lors de la campagne d'essais de 2010. La variation de la pente de ce capteur, suivant les six étalonnages effectués en six jours différents, est tracée figure D.2. On vérifie que l'incertitude sur la pente est supérieure de plusieurs fois à la limite de précision des capteurs. On ne considère donc que la première incertitude dans la suite. Pour évaluer son impact sur  $M_j$ , imaginons que la pente soit  $3640 \pm 25 \text{ mmH}_2\text{O} \cdot \text{V}^{-1}$ , ce qui surestime l'incertitude constatée. On peut alors calculer l'erreur commise sur  $M_j$ . On note qu'elle ne dépend pas de  $P_{\text{amb}}$ . L'évolution représentée en figure D.2 (b) de l'incertitude en fonction de  $M_j$  montre que dans la gamme des Mach étudiée, ce type d'incertitude n'est pas trop pénalisant.

Des calculs ont été réalisés pour évaluer l'effet d'une modification des diamètres de la section de mesure, noté  $D_1$  ici, et de la section de sortie, noté  $D_2$ , sur la relation entre pression statique mesurée et  $M_j$  déduit.  $D_2$  a été pris à 37.6 et 38.4 mm, et les valeurs de  $D_1$  considérées ont été 79 et 81 mm. Les écarts sur les  $M_j$  calculés par rapport au cas où  $D_1$  et  $D_2$  valent 80.0 et 38.0 mm sont reportés en figure D.3. On peut en conclure que l'estimation de  $M_j$  à partir de  $P_s$  est très peu sensible aux valeurs

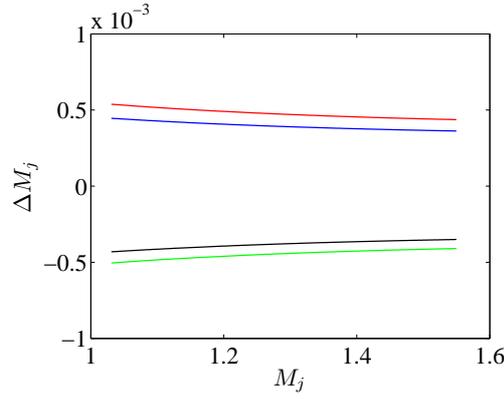


Fig. D.3 Ecart sur les  $M_j$  calculés à partir de valeurs de  $P_s$  pour différents diamètres de sortie et de la section de mesure. L'axe des abscisses représente le nombre de Mach calculé pour  $D_1 = 80$  mm et  $D_2 = 38$  mm, par rapport auquel les écarts sont calculés. —  $D_1 = 80$  mm,  $D_2 = 37.6$  mm, —  $D_1 = 80$  mm,  $D_2 = 38.4$  mm, —  $D_1 = 79$  mm,  $D_2 = 38$  mm, —  $D_1 = 81$  mm,  $D_2 = 38$  mm. La pression ambiante a été fixée à 99000 Pa pour ces calculs.

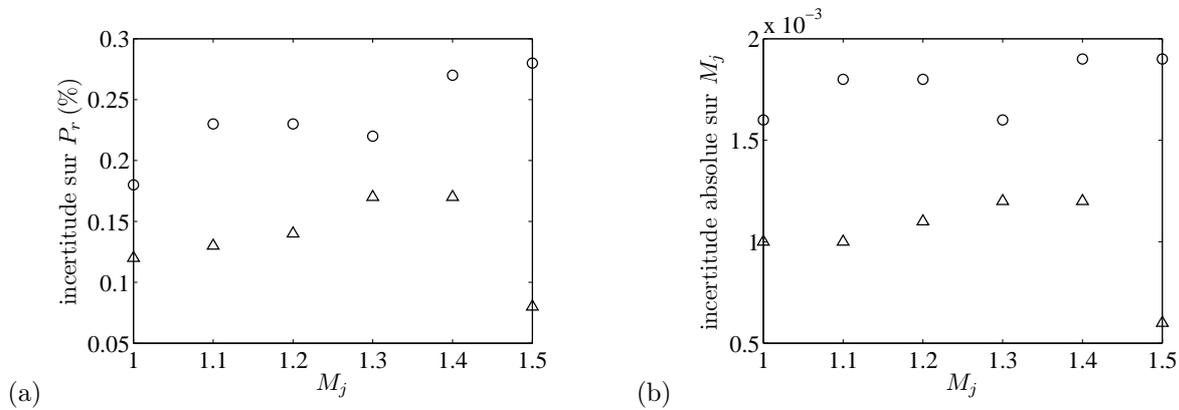


Fig. D.4 Effet de la fluctuation de la pression délivrée par le compresseur. (a) Incertitude sur  $P_r$ , (b) incertitude correspondante sur  $M_j$ .  $\circ$  Ecart maximal,  $\triangle$  écart moyen.

des diamètres de sortie et de la section de mesure.

On peut ajouter à la liste ci-dessus une nouvelle source d'incertitude, cette fois indépendante de la méthode de réglage du point de fonctionnement. Il s'agit de l'oscillation de la pression de réservoir due au compresseur lui-même. Les conditions de jet enregistrées pendant la totalité des mesures acoustiques en champ lointain lors de la campagne de 2010 ont été résumées de la façon suivante. A chaque point de mesure, l'écart-type de la série des valeurs moyennes sur une seconde de  $P_s$  mesurée à l'aval a été calculé. Une fourchette d'incertitude sur  $P_s$  a alors été déduite en ajoutant et soustrayant chaque écart-type à la valeur moyenne de  $P_s$  correspondante. De celle-ci, on calcule une fourchette d'incertitude sur la pression de réservoir  $P_r$  et également sur  $M_j$  en tenant compte de la pression ambiante propre à chaque point de mesure. Les gammes d'incertitude ont été regroupées par valeur de  $M_j$ . Le maximum et la moyenne des écarts pour chaque  $M_j$  ont été calculés et sont représentés en figure D.4. Les oscillations de pression génératrice sont inférieures à 0.3% de la valeur cible dans tous les cas, ce qui correspond à une incertitude sur le nombre de Mach parfaitement détendu inférieure à 0.002 pour tous les  $M_j$ . Ce type d'oscillation est donc peu critique.

Pour finir avec les vérifications, on peut comparer le  $M_j$  calculé par la procédure de réglage à celui issu de la pression totale mesurée par une sonde placée en sortie de tuyère (la pression mesurée est alors bien la pression totale locale si l'on suppose que le nombre de Mach local vaut 1). L'écart relevé pour différents points de fonctionnement entre  $M_j = 1.10$  et 1.50 est le plus souvent inférieur à 0.001 et ne dépasse pas 0.006. Ceci assure donc une fois de plus le réglage.

En conséquence de la discussion précédente, on estime être sûr de la valeur de  $M_j$  à 0.01 près.



## Annexe E

# Calibration de la sonde de LDV : mesure de l'interfrange

### E.1 Position du problème

Lors de la première utilisation du système de LDV dans le présent travail, une sous-estimation persistante des vitesses mesurées a été supposée en raison de vitesses en sortie de tuyère correspondant à un nombre de Mach clairement inférieur à 1 en régime sous-détendu. Par recalage de la valeur de vitesse de sortie mesurée pour les cas  $M = 0.9$  et 1 sur la vitesse attendue, un facteur correctif de 1.056 environ a été trouvé pour les mesures issues des faisceaux verts (utilisés pour la composante axiale de la vitesse), voir la partie A.4.3. Pour confirmer cette correction, une mesure indirecte de l'interfrange a été réalisée.

Dans un système de vélocimétrie laser Doppler à deux composantes, deux réseaux d'interférences sont superposés au sein du volume de mesure. Lorsqu'une particule traverse un réseau, elle émet des flashes de lumière réguliers, dont la période  $t_D$  s'exprime

$$t_D = i/v \quad (\text{E.1})$$

où  $i$  est l'interfrange du réseau considéré et  $v$  est la composante de la vitesse de la particule qui est perpendiculaire au réseau. Ces flashes lumineux sont convertis en tension à l'aide de photomultiplicateurs, puis le signal ainsi récupéré est traité pour déterminer la fréquence des flashes,  $f_D$ . C'est à partir de la mesure de  $f_D$  que l'on détermine pour chaque particule la vitesse de passage, par

$$v = i f_D \quad (\text{E.2})$$

Le programme d'acquisition de signaux de la LDV a donc besoin de l'interfrange  $i$ , qui est calculée d'après les caractéristiques géométriques de la tête d'émission par

$$i = \frac{\lambda}{2 \sin(\alpha/2)} \quad (\text{E.3})$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde des faisceaux de la paire considérée et  $\alpha$  est l'angle d'intersection entre ces deux faisceaux. On voit en particulier que l'interfrange est propre à chaque longueur d'onde, donc à chaque réseau d'interférences. L'angle  $\alpha$  peut être exprimé selon

$$\tan(\alpha/2) = \Delta/(2l) \quad (\text{E.4})$$

avec  $\Delta$  l'écartement entre les faisceaux au niveau de la lentille de la tête d'émission et  $l$  la distance focale de cette lentille.

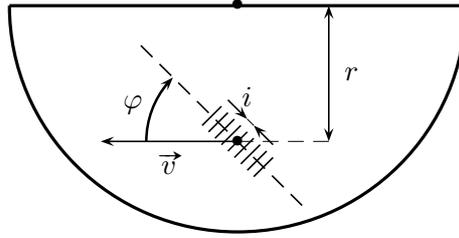


Fig. E.1 Représentation schématique de la géométrie du dispositif de calibration de l'interfrange ;  $\varphi$  est l'angle de roulis,  $\vec{v}$  est le vecteur-vitesse de la surface du disque,  $r$  est la distance entre le volume de mesure et le centre de rotation, et  $i$  est l'interfrange. On ne représente que la moitié inférieure du disque.

Il est peu probable que cette distance focale varie dans le temps. En revanche, l'écartement entre les faisceaux  $\Delta$  peut tout à fait changer suite aux réglages permettant d'optimiser la transmission lumineuse. Dans le cas de la tête d'émission utilisée dans ce travail, l'écartement  $\Delta$  est censé valoir 60.2 mm, ce qui donne  $i = 4.281 \mu\text{m}$  pour les faisceaux verts ( $\lambda = 514.50 \text{ nm}$ ). En supposant qu'en réalité  $\Delta$  est inférieur de 3 mm à cette valeur,  $i$  devient  $4.505 \mu\text{m}$ , ce qui engendre un facteur d'erreur sur les vitesses mesurées de  $4.505/4.281 \approx 1.052$ .

## E.2 Technique de calibration

Il existe plusieurs techniques permettant de mesurer l'interfrange. Par exemple, on peut simplement mesurer l'angle formé par chaque paire de faisceaux à l'aide d'un goniomètre et en déduire  $i$  par l'équation (E.3). Cependant, le Laboratoire ne dispose pas d'un tel équipement. La technique suivante a été adoptée : on vient focaliser le volume de mesure sur la surface d'un disque perpendiculaire à l'axe de la sonde, dont on contrôle la rotation. On utilise alors le programme d'acquisition de LDV pour enregistrer les bouffées Doppler émises par les grains microscopiques de la surface du disque traversant les franges d'interférence. Le programme délivre une valeur de vitesse  $v$ , que l'on traduit en fréquence Doppler  $f_D$  par la formule (E.1), en utilisant la valeur de l'interfrange rentrée dans le programme. Enfin, il est aisé de calculer la vraie distance inter-franges par l'expression suivante

$$i = \frac{2\pi f r}{f_D} \cos \varphi \quad (\text{E.5})$$

où  $f$  est la fréquence de rotation du disque,  $r$  est la distance entre le centre de rotation et la position de la mesure et  $\varphi$  est l'angle de roulis de la tête de sonde, défini en figure E.1.

## E.3 Analyse d'incertitude préliminaire

Une analyse d'incertitude selon la méthode préconisée par Coleman & Steele [55] a aidé à la préparation de l'expérience de calibration. Tout d'abord, une cause d'erreur est apparue lors de l'analyse d'incertitude générale : il est impossible de régler le dispositif de sorte que le disque soit parfaitement orthogonal à l'axe de la sonde d'émission. Il faudrait donc prendre en compte deux angles de désalignement dans l'équation (E.5), en plus de  $\varphi$  déjà introduit : les angles de lacet et de tangage de la sonde. Ces angles ont pour effet de modifier la véritable distance parcourue entre deux franges lumineuses, qui n'est pas tout à fait  $i/\cos \varphi$ . L'expression (E.5) n'a pas été modifiée pour tenir compte de ces deux angles mais les réglages du dispositif de mesure ont été faits pour minimiser leur impact.

Notons  $I_X$  l'incertitude globale sur la grandeur  $X$ . On rappelle que  $I_X$  se compose d'une incertitude de précision  $P_X$  et d'une incertitude de biais  $B_X$ , et l'on écrit par convention

$$I_X = \sqrt{B_X^2 + P_X^2} \quad (\text{E.6})$$

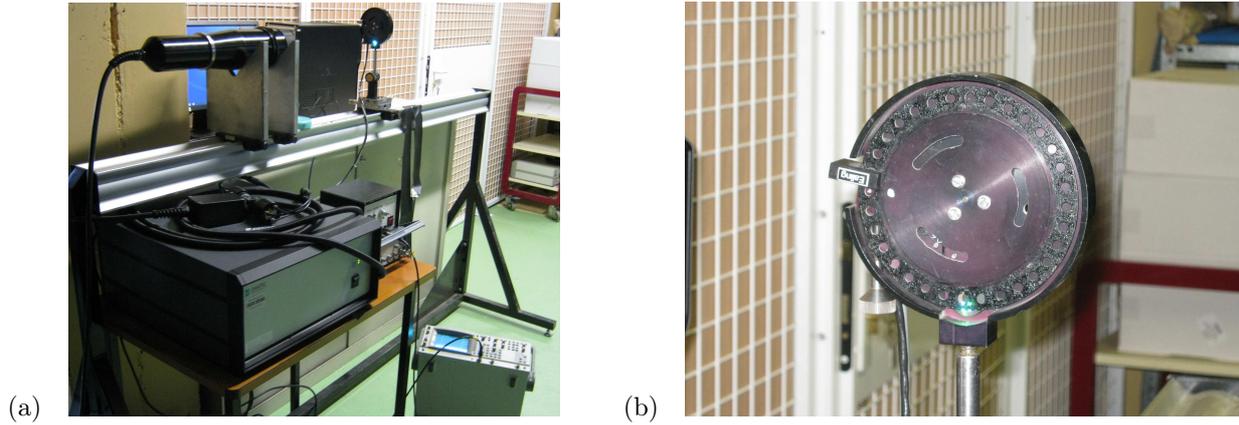


Fig. E.2 (a) Vue d'ensemble du dispositif utilisé pour la mesure des interférences, avec la tête d'émission, le disque tournant, le matériel d'acquisition et de traitement des bouffées Doppler, le boîtier de motorisation du disque et l'oscilloscope ; (b) détail sur le disque avec le volume de mesure non focalisé sur sa surface (remarquez les deux points verts, en bas).

On peut déduire de la formule (E.5) [55]

$$\left(\frac{I_i}{i}\right)^2 = \left(\frac{I_r}{r}\right)^2 + \left(\frac{I_f}{f}\right)^2 + \left(\frac{I_{fD}}{f_D}\right)^2 + \left(I_\varphi \tan \varphi\right)^2 \quad (\text{E.7})$$

On déduit tout d'abord de l'équation (E.7) que  $r$ ,  $f$  et  $f_D$  ont le même poids dans l'incertitude sur  $i$ .  $\varphi$  en revanche est à part. On peut estimer l'incertitude sur  $r$  à environ 0.2 mm sur une valeur nominale de 55 mm correspondant au rayon du disque utilisé. Il semble difficile au premier abord d'estimer l'erreur sur  $f$ , donc on postule  $I_f/f = 1\%$ . Quant à  $f_D$ , disons dans un premier temps que l'incertitude sur sa valeur est négligeable devant les deux précédentes. Considérant un  $I_\varphi$  de  $1^\circ \approx 0.018$  rad,  $I_\varphi \tan \varphi = 0.018$  pour  $\varphi = 45^\circ$  qui serait du même ordre de grandeur qu'une incertitude de 1% sur les autres variables, alors que  $I_\varphi \tan \varphi$  tend vers zéro lorsque  $\varphi$  devient nul. Dans ce cas, en estimant que l'on commet une erreur de  $1^\circ$  sur le calage de l'angle et donc que  $\varphi = 1^\circ$ ,  $I_\varphi \tan \varphi \approx 3.14 \times 10^{-4}$ , ce qui devient négligeable par rapport aux autres incertitudes. On peut donc conclure qu'il ne faut pas se placer à  $\varphi = 45^\circ$ , bien que cela permettrait de calibrer en même temps les deux interférences. Au lieu de cela, il faut aligner un réseau d'interférences avec la vitesse ortho-radiale pour calibrer son interférence, puis faire de même avec l'autre. Par ailleurs, on peut supposer que les imprécisions sur les autres angles mentionnés seront également négligeables devant les incertitudes sur  $r$  et  $f$ .

Un *jitter program* a été implémenté selon la manière indiquée par Coleman & Steele [55] pour calculer l'incertitude de chaque résultat de mesure.

## E.4 Montage, acquisition et analyse des mesures

Le dispositif de mesure est constitué du laser de la LDV avec sa tête d'émission-réception et son système d'acquisition, d'un disque monté sur deux platines Microcontrôle horizontales et perpendiculaires entre elles, et du boîtier de contrôle de la rotation du disque. La périphérie du disque est percée de 32 trous dont le passage devant un capteur optique fixe génère un signal de tension que l'on visualise sur un oscilloscope. La mesure de la durée entre le passage de deux trous devant le capteur optique permet de remonter simplement à la fréquence de rotation du disque. Le dispositif est représenté en figure E.2.

Le réglage se fait en plusieurs étapes visant à ajuster au mieux les différents angles mentionnés en E.2 et E.3. D'abord, l'angle de lacet de la sonde par rapport au disque est réglé en faisant pivoter ce dernier par rapport à un axe vertical pour faire auto-collimater les faisceaux lasers, ce qui est réalisé

à l'aide d'un miroir posé sur le disque. Le volume de mesure est alors focalisé sur le disque à l'aide des platines de translation, de sorte que  $\varphi \approx 0^\circ$ . Ensuite, on fait pivoter la tête de sonde jusqu'à ce que la vitesse ortho-radiale  $v_\perp$  soit approximativement nulle. Cela assure que les franges d'interférences dont on veut mesurer l'écartement sont bien ortho-radiales. Enfin, la distance  $r$  entre le volume de mesure et le centre de rotation est mesurée. Pour déterminer précisément la fréquence de rotation  $f$  du disque, un oscilloscope numérique Agilent 54624 A (acquisition à 200 MHz) a été utilisé. On introduit alors  $T$ , qui est l'intervalle temporel entre le passage de deux trous consécutifs du disque devant le capteur optique.  $T$  est donc le 32<sup>e</sup> de la période de rotation. Pour chaque vitesse de rotation, 10  $T$  ont été relevées sur l'oscilloscope pour diviser les incertitudes sur  $T$ , donc sur  $f$ . La distance  $r$  entre le volume de mesure et le centre de rotation est mesurée à l'aide d'un pied à coulisse numérique.

Les erreurs de précisions dans l'estimation de l'interfrange ont été rendues négligeables par moyenne sur un grand nombre d'échantillons. Pour tous les points de mesure,  $1 \times 10^6$  vitesses individuelles ont été acquises (correspondant à une vingtaine de seconde, dépendant du taux d'acquisition). Considérons par exemple l'une des calibrations (notée 8-1 dans la suite). Suivant Coleman & Steele [55], l'incertitude de précision sur la valeur moyenne de  $i$  s'exprime

$$P_i = 2 \left[ \frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^N (i_k - \bar{i})^2 \right]^{1/2} / \sqrt{N} \quad (\text{E.8})$$

où  $N$  est le nombre d'échantillons,  $\bar{i}$  est la valeur moyenne de  $i$  et les  $i_k$  sont les réalisations de  $i$ . L'équation (E.8) donne une incertitude de précision sur la valeur moyenne de  $i$  valant  $1.6 \times 10^{-10}$  m, soit 0.004% de la valeur moyenne. On vérifie donc bien que les incertitudes de précision sont négligeables devant les biais.

La distance au centre de rotation,  $r$ , est mesurée de manière répétée pour estimer son biais  $B_r$ . Le biais sur  $T$ ,  $B_T$ , a été estimé comme étant la somme d'une erreur provenant de la discrétisation temporelle du signal affiché sur l'oscilloscope et d'une variation temporelle observée sur la période de rotation du disque. Il a été mesuré que cette période pouvait varier de  $1 \mu\text{s}$  entre le début et la fin d'un enregistrement. Enfin, le biais sur la fréquence  $f_D$ , provenant du système d'acquisition, a été évalué par une expérience. Pour cela, plusieurs points ont été mesurés pour des réglages identiques (même  $r$ ,  $T$  et  $\varphi$ ) mais en faisant varier le centre et largeur de la fenêtre d'interrogation. Les écarts entre les interfranges calculées ont été utilisés pour estimer un biais sur  $f_D$ . En conséquence, un biais sur  $f_D$  valant  $25 \times 10^{-4}$  fois la fréquence Doppler moyenne de chaque point de mesure a été considéré pour les calculs d'incertitude, cette portion correspondant au plus grand écart observé sur les quelques essais menés dans ce sens.

Il faut noter que les séries statistiques de l'ensemble des vitesses individuelles ont été épurées préalablement au traitement, pour éviter de prendre en compte les occurrences déviantes. Pour certains points, une concentration inexplicquée de vitesses proche de 0 a été observée et il a été nécessaire de ne pas les prendre en compte pour aboutir à une estimation réaliste de l'interfrange. Le critère de Chauvenet, tel qu'il est décrit dans Coleman & Steele [55], a été appliqué. Mentionnons qu'une distribution gaussienne de la grandeur mesurée est supposée dans l'application de ce critère. La comparaison des interfranges ainsi calculées avec des estimations obtenues à partir des vitesses moyennes des séries non tronquées a montré que l'écart était très faible entre les deux méthodes (de l'ordre de 0.01%).

## E.5 Résultats

Les résultats de la calibration sont présentés en table E.1. Les points 8- à 13- estiment l'interfrange des faisceaux verts, alors que 14- à 18 évaluent l'interfrange bleue. Les points 8- $j$ ,  $j \in [1; 4]$  et le couple

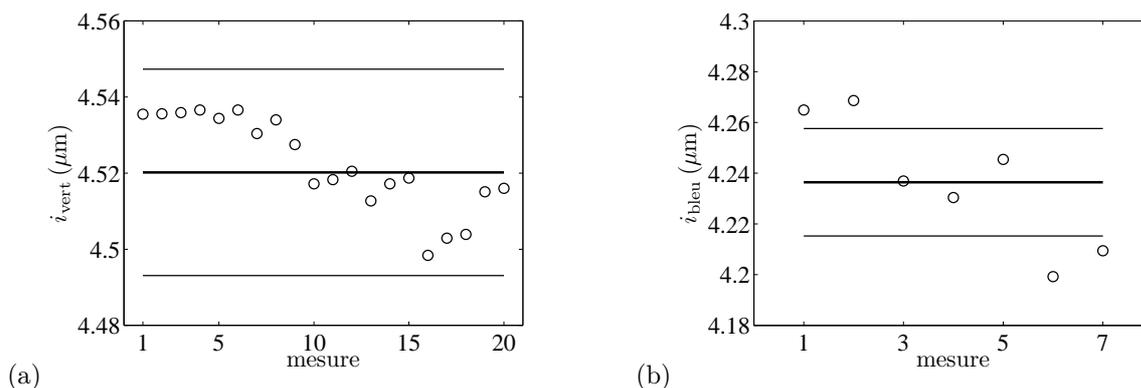


Fig. E.3 (a) Valeurs de l'interfrange verte (points 8-. à 13-. de la table E.1). (b) Valeurs de l'interfrange bleue (points 14-. à 18). Les lignes horizontales fines marquent un intervalle de  $\pm 0.6\%$  (a) ou  $\pm 0.5\%$  (b) autour de la valeur moyenne (ligne épaisse).

(13-2; 13-3) permettent de vérifier la répétabilité des mesures, donc l'incertitude de précision, puisque tous les paramètres ont été maintenus constants. On voit qu'en effet, la dispersion des interfranges est bien en-deçà des erreurs de biais. Les points 9-. à 13-. correspondent à de nouveaux réglages du dispositif. Au sein de chaque groupe, les redites sont là pour évaluer l'incertitude sur  $f_D$ , en faisant varier les paramètres des fenêtres d'interrogation, comme il a été expliqué précédemment.

Tout d'abord, on remarque que les mesures de l'interfrange verte sont cohérentes avec les incertitudes sur  $i$  calculées (colonne  $B_i/i$  de la table E.1). La valeur moyenne de  $i_{\text{vert}}$  en ne considérant pas les essais de répétabilité est de  $4.5202 \mu\text{m}$ . L'intervalle  $4.5202 \mu\text{m} \pm 0.6\%$  contient bien toutes les occurrences de  $i_{\text{vert}}$ , comme il est représenté en figure E.3 (a). En suivant la méthode détaillée dans Coleman & Steele [55], on peut effectuer des analyses au premier et  $N^{\text{e}}$  ordre de réplication. Dans notre cas, l'incertitude de précision au premier ordre est nulle puisqu'on mesure toujours la même grandeur et que les incertitudes de précision à l'ordre zéro sont négligeables. Au  $N^{\text{e}}$  ordre, on peut conclure que la vraie valeur de l'interfrange est située dans l'intervalle  $\overline{i_{\text{vert}}} \pm I_{i_{\text{vert}}}$  où  $I_{i_{\text{vert}}} = B_i$ , pris comme le maximum des incertitudes de biais sur l'ensemble des points. On peut dire au final que la vraie valeur de  $i_{\text{vert}}$  se trouve dans l'intervalle

$$4.5202 \pm 0.0275 \mu\text{m}$$

avec 95% de confiance, ce qui correspond à une dispersion de 0.6% autour de la moyenne.

Contrairement à ce qu'il se passe pour les mesures de l'interfrange verte, les mesures de l'interfrange bleue ne restent pas cantonnées à 0.5% de leur valeur moyenne, qui est de  $4.2364 \mu\text{m}$ , comme elles le devraient d'après l'analyse d'incertitude. Cela laisse penser que les erreurs de biais sont plus importantes que ce qui a été évalué. En se fondant sur les mesures, on estime que la vraie valeur de  $i_{\text{bleue}}$  se trouve dans l'intervalle

$$4.2364 \pm 0.0381 \mu\text{m}$$

avec 95% de confiance, ce qui correspond à une dispersion de 0.9% autour de la moyenne.

## E.6 Conclusions

Les interfranges du système LDV ont été mesurées pour expliquer une anomalie repérée sur les premières mesures de vitesse. On a abouti à des valeurs de  $4.5202 \mu\text{m}$  et  $4.2364 \mu\text{m}$  pour les interfranges verte et bleue, respectivement. Comparant ces dernières aux valeurs utilisées par le logiciel d'acquisition, on trouve que les vraies interfranges verte et bleue leur sont supérieures d'un facteur 1.056 et

1.043, respectivement. Pour les faisceaux verts, le facteur est identique au terme correctif introduit empiriquement en partie A.4.3, ce qui accrédite à la fois ce facteur et les mesures d'étalonnage.

Cependant, la calibration des interfranges n'est pas aisée avec cette méthode. Quelques écarts inexplicables sont apparus entre les dispersions des résultats observées et les incertitudes de mesure établies *a priori*. On peut penser qu'une calibration plus simple consisterait à comparer les vitesses mesurées par LDV et par un tube de Pitot dans le cône potentiel d'un jet incompressible.

mesure	$r$ (mm)	$B_r$ (mm)	$\varphi$ (°)	$B_\varphi$ (°)	$T$ ( $\mu$ s)	$B_T$ ( $\mu$ s)	$i_{\text{vert}}$ ( $\mu$ m)	$i_{\text{bleu}}$ ( $\mu$ m)	$B_i/i$ (%)	$B_r^2/B_i^2$	$B_f^2/B_i^2$	$B_\varphi^2/B_i^2$	$B_{f_D}^2/B_i^2$	$v_\perp$ (m.s <sup>-1</sup> )
8-1	54.59	0.2	0	1	926.720	1.5	4.5355	—	0.47	0.60	0.12	0.00	0.28	0.003
8-2	54.59	0.2	0	1	926.720	1.5	4.5356	—	0.47	0.60	0.12	0.00	0.28	0.004
8-3	54.59	0.2	0	1	926.720	1.5	4.5359	—	0.47	0.60	0.12	0.00	0.28	0.005
8-4	54.59	0.2	0	1	926.720	1.5	4.5366	—	0.47	0.60	0.12	0.00	0.28	0.006
8-5	54.59	0.2	0	1	926.720	1.5	4.5344	—	0.47	0.60	0.12	0.00	0.28	0.003
8-6	54.59	0.2	0	1	926.720	1.5	4.5366	—	0.47	0.60	0.12	0.00	0.28	0.004
9-1	54.59	0.2	0	1	360.380	1.5	4.5304	—	0.61	0.36	0.47	0.00	0.17	0.019
9-2	54.59	0.2	0	1	360.380	1.5	4.5340	—	0.61	0.36	0.47	0.00	0.17	0.007
9-3	54.59	0.2	0	1	360.380	1.5	4.5275	—	0.61	0.36	0.47	0.00	0.17	0.007
10-1	54.59	0.2	0	1	780.520	1.5	4.5172	—	0.48	0.58	0.16	0.00	0.27	0.007
10-2	54.59	0.2	0	1	780.520	1.5	4.5183	—	0.48	0.58	0.16	0.00	0.27	0.006
10-3	54.59	0.2	0	1	780.520	1.5	4.5205	—	0.48	0.58	0.16	0.00	0.27	0.009
11-1	54.63	0.2	0	1	1038.080	1.5	4.5127	—	0.47	0.62	0.10	0.00	0.29	0.008
11-2	54.63	0.2	0	1	1038.080	1.5	4.5172	—	0.47	0.62	0.10	0.00	0.29	0.008
11-3	54.63	0.2	0	1	1038.080	1.5	4.5187	—	0.47	0.62	0.10	0.00	0.29	0.005
12-1	54.65	0.2	0	1	887.200	1.5	4.4984	—	0.47	0.60	0.13	0.00	0.28	0.002
12-2	54.65	0.2	0	1	887.200	1.5	4.5029	—	0.47	0.60	0.13	0.00	0.28	0.005
13-1	54.56	0.2	0	1	995.280	1.5	4.5039	—	0.47	0.61	0.10	0.00	0.28	-0.001
13-2	54.56	0.2	0	1	995.280	1.5	4.5151	—	0.47	0.61	0.10	0.00	0.28	-0.005
13-3	54.56	0.2	0	1	995.280	1.5	4.5160	—	0.47	0.61	0.10	0.00	0.28	-0.004
14-1	54.89	0.2	0	1	1001.420	1.5	—	4.2649	0.47	0.61	0.10	0.00	0.29	-0.003
14-2	54.89	0.2	0	1	1001.420	1.5	—	4.2686	0.47	0.61	0.10	0.00	0.29	-0.002
15-1	54.41	0.2	0	1	857.880	1.5	—	4.2369	0.48	0.59	0.13	0.00	0.27	0.010
15-2	54.41	0.2	0	1	859.400	1.5	—	4.2304	0.48	0.59	0.13	0.00	0.27	0.010
16	54.37	0.2	0	1	812.720	1.5	—	4.2454	0.48	0.59	0.15	0.00	0.27	0.003
17	54.34	0.2	0	1	814.180	1.5	—	4.1992	0.48	0.59	0.15	0.00	0.27	-0.004
18	54.38	0.2	0	1	847.500	1.5	—	4.2094	0.48	0.59	0.14	0.00	0.27	-0.012

Tab. E.1 Récapitulatif des différentes mesures des interfranges. Les points 8- à 13- se rapportent à l'interfrange verte, les autres à la bleue.



## Annexe F

# Cas d'une tuyère convergente-divergente

### F.1 Types d'écoulement dans une tuyère convergente-divergente

Les types d'écoulement au travers d'une tuyère convergente-divergente (ou tuyère de Laval) sont plus variés que dans une tuyère simplement convergente, dont le cas a été traité en partie 1.1.2. La tuyère se caractérise par le rapport de la section de sortie sur la section au col. D'après l'équation (1.17), valable lorsque la tuyère est amorcée, c'est-à-dire lorsque le Mach au col vaut 1, cela fixe le nombre de Mach de sortie  $M_e$ . Prenons l'exemple d'un rapport des sections de 1.1370. L'inversion de l'équation (1.17) donne deux solutions, l'une subsonique,  $M_{j,\text{sub}} = 0.74$ , et l'autre supersonique,  $M_d = 1.30$ . Cette dernière solution est appelé le Mach de fonctionnement de la tuyère, ou *Mach design*.

On peut rencontrer plusieurs catégories d'écoulement lorsque l'on fait augmenter le taux de détente (NPR).

Lorsque le NPR est faible, l'écoulement est subsonique partout. Il accélère donc dans le convergent et décélère dans le divergent d'après la relation d'Hugoniot (1.13). En augmentant le NPR, on atteint un régime où le Mach au col vaut 1 et où l'écoulement décélère dans le divergent (et la pression augmente). Le Mach de sortie est alors  $M_{j,\text{sub}}$ . Le NPR critique où l'on atteint  $M = 1$  au col est donc plus faible que celui de 1.8929 cité pour les tuyères convergentes lorsque  $\gamma = 1.4$ . Il s'exprime

$$\text{NPR}_c = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_{j,\text{sub}}^2\right)^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (\text{F.1})$$

et vaut 1.44 dans notre exemple. Si l'on augmente encore le NPR, l'écoulement dans le divergent est supersonique. Or la seule solution isentropique existant en supersonique est celle donnée par l'équation (1.17), qui dit que le Mach de sortie vaut  $M_d$ . Cela correspond à un taux de détente de  $\text{NPR}_d$ , valant 2.77 dans notre cas. Entre  $\text{NPR}_c$  et  $\text{NPR}_d$ , il n'existe donc plus de solution isentropique. Dans le cadre des écoulements unidimensionnels, il se forme un choc droit dans le divergent pour permettre l'adaptation de la pression de l'écoulement à l'ambiante. La pression croît au travers de celui-ci et l'écoulement devient subsonique en aval. Il décélère donc dans le reste du divergent et la pression statique peut s'adapter à la pression ambiante. La position du choc droit varie avec le NPR ; en connaissant le profil intérieur de la tuyère, on pourrait d'ailleurs la calculer, en imposant que l'accroissement de la pression au travers du choc et dans la partie subsonique en aval, jusqu'à la sortie, soit suffisant pour atteindre la pression ambiante en sortie. On trouve que le choc se décale vers l'aval lorsque le NPR augmente. Il existe alors un NPR pour lequel le choc droit est dans la section de sortie. Il est tel que la pression statique en aval du choc droit ayant pour Mach incident  $M_d$  soit  $P_{\text{amb}}$  et s'exprime

$$\text{NPR}_{\text{choc}} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_d^2\right)^{\gamma/(\gamma-1)} \left(1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M_d^2 - 1)\right)^{-1}$$

A ce taux de détente correspond le nombre de Mach parfaitement détendu  $M_{j,\text{choc}}$ , qui vaut 0.81 dans notre exemple. Lorsque NPR croît encore, le jet en sortie est supersonique et sur-détendu ; l'adaptation

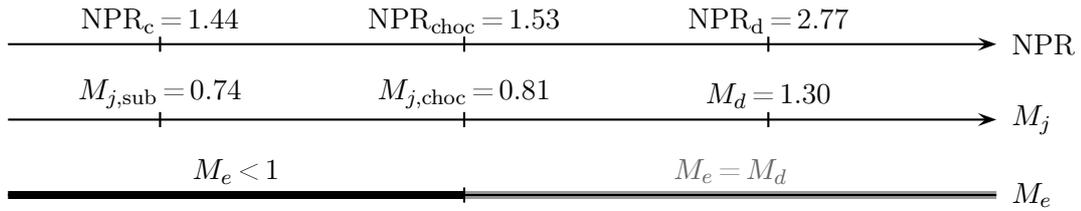


Fig. F.1 Schématisation des régimes de fonctionnement d'une tuyère convergente-divergente avec  $M_d = 1.30$ . L'écoulement en sortie est subsonique pour  $M_j$  inférieur à  $M_{j,\text{choc}}$ , sur-détendu entre  $M_{j,\text{choc}}$  et  $M_d$ , et sous-détendu au-delà de  $M_d$ .

à la pression ambiante se fait au travers de chocs obliques attachés aux lèvres de la tuyère, qui faiblissent jusqu'à ce qu'on atteigne le point de fonctionnement à  $\text{NPR}_d$  : on c'est le régime sur-détendu. Au-delà ( $\text{NPR} > \text{NPR}_d$ ), l'écoulement est sous-détendu. Un résumé des conditions d'écoulement est donné en figure F.1.

## F.2 Intérêts d'une tuyère convergente-divergente

L'utilisation d'une tuyère convergente-divergente répond à plusieurs besoins.

A son point de fonctionnement, le jet est parfaitement détendu donc seulement du bruit de mélange est rayonné. Il est alors possible d'évaluer le bruit de choc émis par une tuyère convergente en régime supersonique en soustrayant le bruit de mélange de l'écoulement parfaitement détendu équivalent (issu d'une tuyère de Laval) au bruit total de l'écoulement sous-détendu. Cette technique suppose que le bruit de mélange n'est pas modifié par la présence du réseau de cellules, ce qui est communément admis, voir le paragraphe 1.2.2.

Par ailleurs, entre  $M_j = M_{j,\text{choc}}$  et  $M_j = M_d$ , le jet en sortie est sur-détendu, puisque la pression à l'éjection est supérieure à l'ambiante. Un réseau de cellules existe alors, qui diffère de ceux étudiés au chapitre 3 en raison des chocs obliques attachés aux lèvres de la tuyère. On peut s'attendre à une émission sonore différente. Celle-ci a été étudiée par Zaman *et al.* [331], par exemple.

## F.3 Longueur des cellules d'un jet issu d'une tuyère de Laval

Tam & Tanna [281] et Michalke [154] ont montré théoriquement que dans le cadre des structures de cellules linéaires, la force des cellules dépend du rapport de la pression statique en sortie de tuyère sur la pression ambiante, donc du nombre de Mach de fonctionnement  $M_d$ , *mais pas la longueur des cellules*. La longueur des cellules s'écrit toujours avec le facteur  $(M_j^2 - 1)^{1/2}$ , comme pour les tuyères convergentes. Ceci est confirmé par les mesures détaillées de Abdel-Fattah [1] ainsi qu'indirectement par le fait que pour différentes valeurs de  $M_d$ , la fréquence centrale du bruit de choc large bande est la même pour le même  $M_j$  (voir par exemple Veltin *et al.* [296]).

## F.4 Choix des paramètres géométriques

Compte tenu de la gamme des  $M_j$  pouvant être atteints avec notre installation,  $M_d$  a été choisi à 1.35.

Par ailleurs, pour assurer un même débit massique entre les buses convergente et de Laval à un NPR donné, le diamètre au col de cette dernière a été pris égal au diamètre de sortie de la tuyère convergente lisse. Ce choix a déjà été fait par Yu & Dosanjh [325] dans leur étude de bruit de jet supersonique parfaitement détendu à  $M_d = 1.5$ . Les résultats de Abdel-Fattah [1] sur les longueurs de

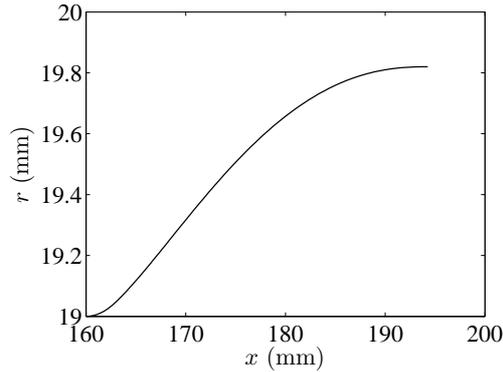


Fig. F.2 Géométrie de la partie divergente de la tuyère convergente-divergente réalisée.

cellules et longueurs d'onde du screech dans des tuyères convergentes-divergentes justifient aussi ce parti pris puisqu'il a mesuré que ces quantités étaient indépendantes de la géométrie de la tuyère et notamment de  $M_d$  si on les adimensionnait par le diamètre au col,  $D^*$ . Prendre  $D^*$  égal au diamètre de sortie de la tuyère convergente permet donc de conserver une grande similitude entre les structures des jets sortant des deux types de tuyères et donc entre leurs caractéristiques acoustiques. Une autre manière de voir les choses est de considérer la définition du nombre de Mach parfaitement détendu d'un jet,  $M_j$ .  $M_j$  étant le nombre de Mach du jet virtuel qui serait parfaitement détendu avec le NPR réglé, il est le Mach de fonctionnement  $M_d$  d'une certaine tuyère convergente-divergente qui vérifie la relation suivante, déduite directement de l'équation (1.17) ou (1.25)

$$\frac{D_d}{D^*} = \left( \frac{1}{M_d} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{1 + M_d^2 (\gamma - 1)/2}{1 + (\gamma - 1)/2} \right)^{\frac{\gamma+1}{4(\gamma-1)}} \quad (\text{F.2})$$

où  $D_d$  est le diamètre de sortie de la tuyère de Laval et  $D^*$  son diamètre au col. Prendre  $D^*$  égal au diamètre de sortie de la tuyère convergente existante et déduire le diamètre de sortie  $D_d$  de (F.2) permet donc de réaliser cet écoulement parfaitement détendu associé à l'écoulement choqué issu de la tuyère convergente, pour le NPR choisi.

## F.5 Etude de l'écoulement issu d'une tuyère convergente-divergente et du bruit rayonné

### F.5.1 Géométrie de la tuyère convergente-divergente

Une tuyère convergente-divergente a été réalisée en s'appuyant sur une géométrie fournie par Dr. Zaman de NASA Glenn, calculée par la méthode des caractéristiques pour un nombre de Mach de fonctionnement  $M_d = 1.35$  et un diamètre au col  $D^* = 38$  mm. Elle est nommée tuyère CD dans la suite. Le profil fourni ne concerne que la partie divergente de la tuyère. Elle a été complétée de la façon suivante : au niveau du col, le profil divergent a été symétrisé sur 1.4 mm puis le reste de la partie convergente a été obtenu par interpolation polynomiale de degré trois en imposant les tangentes à chaque extrémité. La géométrie du divergent de la tuyère est représentée en figure F.2.

### F.5.2 Performances de la tuyère CD

L'émission acoustique du jet issu de la tuyère CD proche du point de fonctionnement optimal a été mesurée par l'antenne de microphones en champ lointain. Les spectres à  $\theta = 90^\circ$  et  $130^\circ$  sont représentés sur les cartographies de la figure F.3. Il est très clair qu'il existe une région où pratiquement aucune

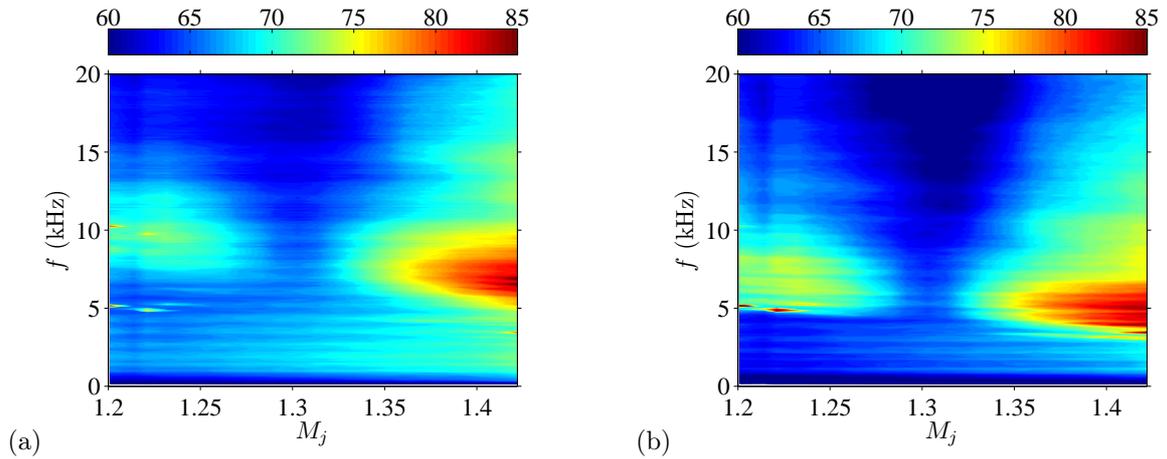


Fig. F.3 Cartographies des spectres acoustiques mesurés en champ lointain en fonction de  $M_j$ , aux alentours du point de fonctionnement optimal de la tuyère CD; la couleur code le SPL en  $\text{dB.Hz}^{-1}$  et la résolution fréquentielle est de 100 Hz. (a)  $\theta = 90^\circ$ , (b)  $\theta = 130^\circ$ .

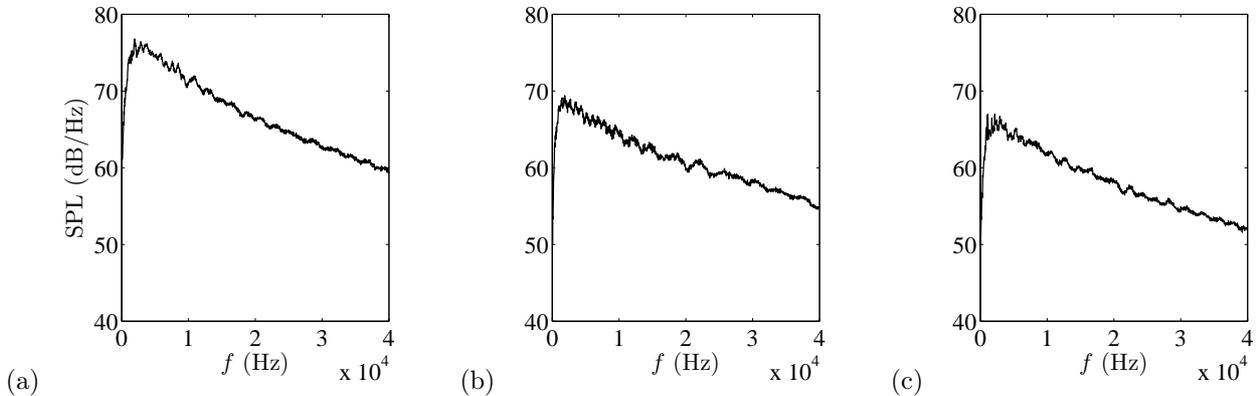


Fig. F.4 Spectres acoustiques mesurés en champ lointain à  $M_j = M_d = 1.30$  (tuyère CD, sans tuyère secondaire). (a)  $\theta = 50^\circ$ , (b)  $\theta = 90^\circ$ , (c)  $\theta = 130^\circ$ .

composante de bruit de choc n'est audible. Le point de fonctionnement optimal de la tuyère CD a été estimé sur la base de ces cartographies à 1.30 environ (l'écart avec le point de fonctionnement visé de  $M_d = 1.35$  provient de la couche limite sur la partie divergente de la tuyère, qui réduit le diamètre de sortie effectif de la buse, donc  $M_d$ ). Cette valeur correspond à l'exemple considéré en partie F.1. Les plages d'écoulements de notre tuyère convergente-divergente sont donc théoriquement données par la figure F.1.

Des spectres mesurés en champ lointain à  $M_j = M_d$  sont montrés en figure F.4. Ils confirment les très bonnes performances acoustiques de cette tuyère, puisqu'aucun bruit de choc n'apparaît au-dessus du bruit de mélange.

### F.5.3 Bruit de mélange émis par un jet supersonique parfaitement détendu

Les spectres de bruit de mélange pur à  $M_j = 1.30$  ont été comparés aux spectres universels construits selon la méthode décrite dans Viswanathan [302, 306], qui a déjà été utilisée au paragraphe 5.3.3.2. Les spectres universels utilisés ici ont été obtenus à partir des mesures de bruit de mélange à  $M_j = 1.0$  avec la tuyère convergente lisse et sans buse secondaire. Un échantillon des comparaisons est reporté en figure F.5. L'accord est remarquable pour les angles inférieurs à  $100^\circ$ , mais on remarque que les spectres se décalent progressivement en fréquence plus on se déplace vers l'amont. Aucune cause n'est avancée pour cette propriété. Par ailleurs, un écart sur le pic large bande du spectre est visible à

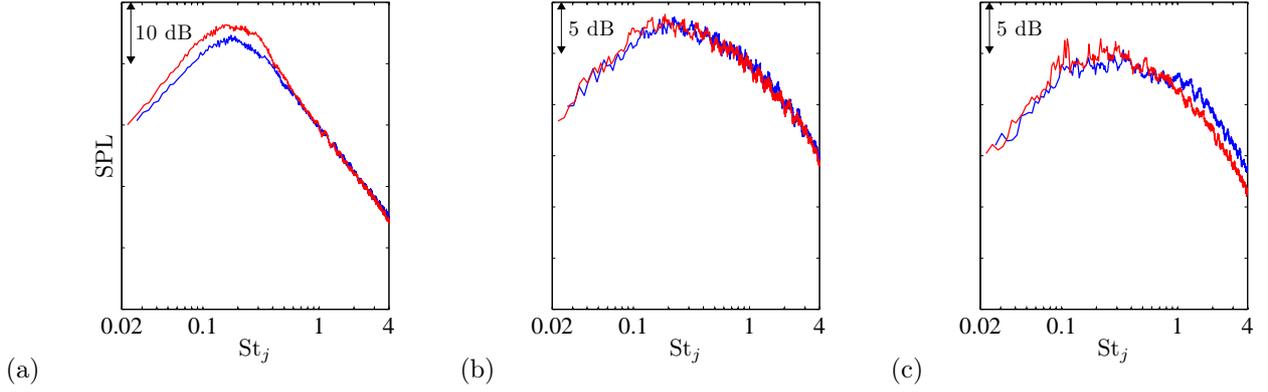


Fig. F.5 Comparaison des spectres universels de bruit de mélange avec les mesures à  $M_j = M_d = 1.30$  (buse CD).  $St_j = fD_j/U_j$ . (a)  $\theta = 30^\circ$ , (b)  $\theta = 90^\circ$ , (c)  $\theta = 130^\circ$ . — Spectres universels, — spectres de la buse CD (adimensionnés).

$\theta = 30^\circ$ , et est encore flagrant à  $40^\circ$ , puis s'estompe rapidement vers l'amont. On rappelle la théorie de la dualité des sources de bruit de mélange, mentionnée en partie 1.2.2. Le bruit de mélange serait le résultat de deux sources ayant des propriétés distinctes. L'une est constituée des petites échelles de la turbulence et domine l'émission sonore vers  $\theta = 90^\circ$  et vers l'amont. L'autre source est constituée par les grandes structures cohérentes, qui émettent principalement vers l'aval. Ces grandes échelles produisent du bruit sous la forme d'onde de Mach, parce qu'une partie de leurs composantes fréquentielles ont une vitesse de phase supersonique, même lorsque la vitesse de convection dans les couches de mélange est subsonique. Entre un jet à  $M_j = 1.0$  et  $M_j = 1.30$ , il est évident que l'émission par ondes de Mach sera plus efficace pour cette dernière valeur, ce qui peut tout à fait expliquer l'augmentation des niveaux de bruit de mélange vers l'aval à  $M_j = 1.30$  par rapport aux spectres universels calculés à partir de mesures à  $M_j = 1.0$ . En revanche, là où l'effet des structures cohérentes s'estompe, on retrouve bien des niveaux semblables entre les deux types de spectres en figure F.5. En conclusion, l'hypothèse de Viswanathan [302, 306] selon laquelle on peut estimer très précisément la composante du bruit de mélange d'un jet supersonique imparfaitement détendu à partir des spectres universels établis par des mesures en subsonique ne semble pas tout à fait vérifiée, au moins pour les angles de directivité vers l'aval. Ceci est cependant sans conséquence pour l'extraction du bruit de choc large bande puisque ce dernier n'émerge pas ou que très peu du bruit de mélange à ces angles-là.

#### F.5.4 Note sur l'effet du screech sur le bruit de choc large bande

Nous avons vu en partie 5.3.3 que lorsque l'on supprime le screech de manière non intrusive, le bruit de choc large bande se décale vers les hautes fréquences, entre autres changements. Il se trouve que des données acoustiques obtenues avec la tuyère CD appuient cette conclusion. Il faut se souvenir d'abord, d'après la partie F.3, que le jet imparfaitement détendu issu d'une tuyère convergente-divergente a des cellules de même longueur que le jet issu d'une tuyère convergente fonctionnant au même  $M_j$ . On rappelle que la fréquence centrale du BBSAN  $f_p$  s'écrit selon (voir 1.2.4.4)

$$f_p = \frac{U_c}{L_s(1 - M_c \cos \theta)}$$

où  $L_s$  est la longueur des cellules,  $U_c$  la vitesse de convection des structures turbulentes dans la couche de mélange et  $M_c = U_c/c_0$ . En supposant que  $U_c$  est la même entre les deux jets, ce qui doit être approximativement vrai étant donné que  $U_j$  ne varie pas entre les deux jets, la fréquence centrale  $f_p$  du BBSAN ne doit pas dépendre de la valeur de  $M_d$  de la tuyère.

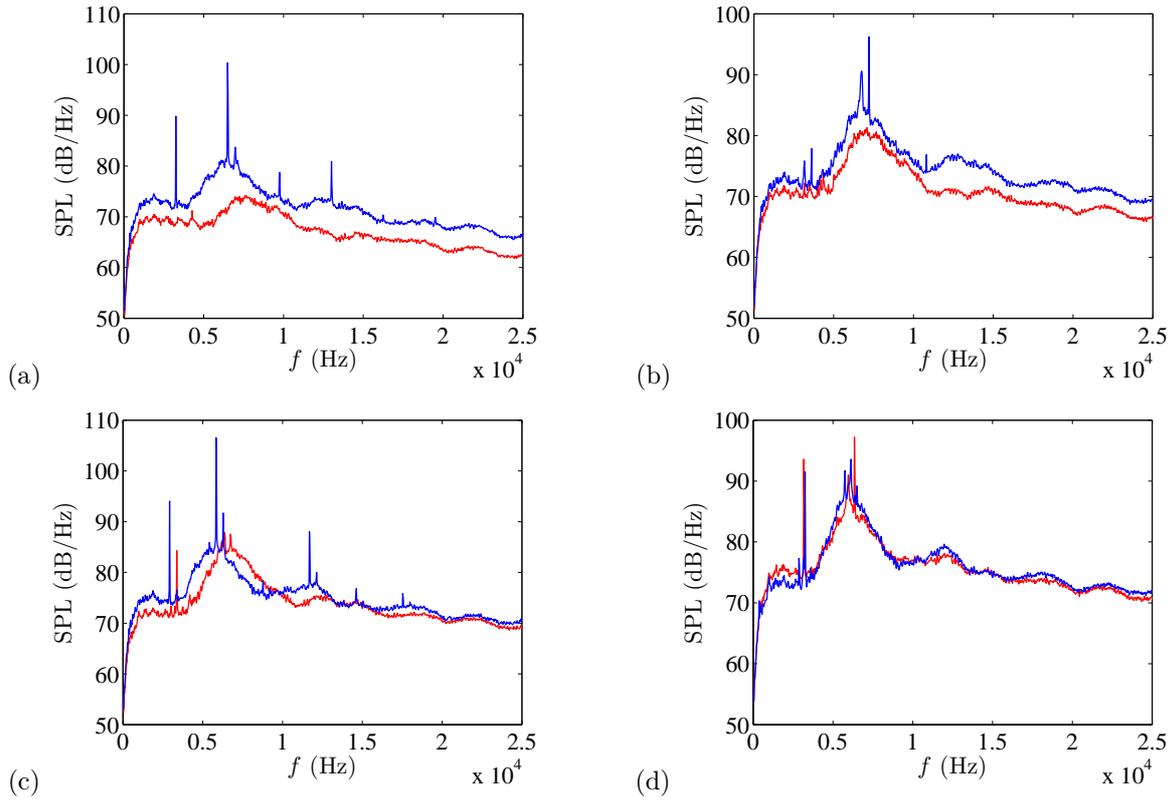


Fig. F.6 Spectres acoustiques mesurés en champ lointain,  $\theta = 90^\circ$ . (a)  $M_j = 1.35$ , (b)  $M_j = 1.40$ , (c)  $M_j = 1.45$ , (d)  $M_j = 1.50$ . — Tuyère convergente lisse, — tuyère CD. La tuyère secondaire était montée lors de l'acquisition de ces spectres, quoique  $M_f = 0$ .

Des spectres mesurés en régime sous-détendu avec la tuyère CD et la tuyère convergente lisse sont comparés en figure F.6 pour différents  $M_j$  à  $\theta = 90^\circ$ . On retrouve clairement le décalage fréquentiel du BBSAN lorsque le screech est fort avec la tuyère convergente et faible avec la buse CD, ce qui est le cas pour  $M_j = 1.35$  et  $1.45$ . En revanche, lorsque le screech avec la tuyère convergente est faible ( $M_j = 1.40$ ) ou qu'il est aussi fort qu'avec la tuyère CD ( $M_j = 1.50$ ), ce décalage s'estompe voire disparaît. Ceci est une preuve supplémentaire de l'effet du screech sur le BBSAN. Au passage, le bel accord entre les  $f_p$  à  $M_j = 1.50$  confirme bien que  $L_s$  ne doit pas dépendre de  $M_d$ . Si le niveau du BBSAN avec la buse CD est plus faible qu'avec la tuyère lisse, cela vient du fait que les cellules de choc sont également plus faibles, étant donné le moindre degré de sous-détente.

## F.5.5 Etude aérodynamique de l'écoulement

### F.5.5.1 Profils de pression statique

Des profils de pression statique ont été mesurés à l'intérieur du jet issu de la buse CD pour  $M_j = M_d$ , de sorte à vérifier que les cellules résiduelles sont faibles. En théorie, la pression statique devrait être très proche de l'ambiante, sans montrer de grandes oscillations comme dans le cas d'un jet choqué. Pour ces essais, un capteur Validyne identique à ceux employés pour les autres mesures de pression a été utilisé, à savoir un capteur équipé d'une membrane 0-14000 mmH<sub>2</sub>O, ce qui est trop important pour la petite gamme de pression que l'on souhaite appréhender. Les mesures sont donc plus qualitatives que quantitatives et servent à s'assurer de la faiblesse du réseau de cellules. Par ailleurs, la répétabilité était mauvaise sur ces mesures. Des profils axiaux et radiaux sont tracés en figure F.7. Les oscillations de pression statique sur l'axe (a) ont une amplitude inférieure à 5% de la pression ambiante. La période d'oscillation de  $0.43 D^*$  extraite de ce profil n'a pu être reliée à rien de connu (et elle n'a été observée ni

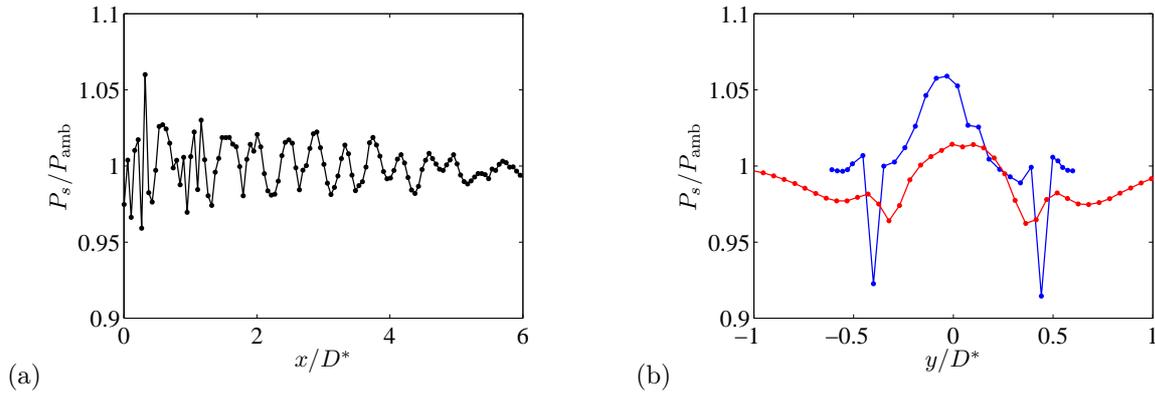


Fig. F.7 Profils de pression statique pour  $M_j = 1.29 \approx M_d$ , tuyère CD. (a) Traversée longitudinale sur l'axe du jet, (b) traversées radiales, à —  $x/D^* = 1$ , —  $x/D^* = 5$ .

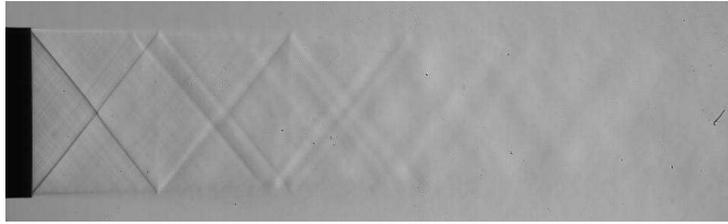


Fig. F.8 Image Schlieren moyenne à  $M_j = 1.29 \approx M_d$ , tuyère CD.

sur les visualisations Schlieren, ni sur les résultats de PIV). Les profils radiaux (b) confirment la faible amplitude des oscillations, même si la traversée à  $x = D^*$  dévie d'un peu plus de 5% de la pression ambiante. L'impression de décalage du centre du jet entre les deux traversées en (b) provient d'une dissymétrie dans la bosse centrale à  $x/D^* = 1$ .

### F.5.5.2 Visualisations Schlieren

L'image Schlieren moyenne à  $M_j = M_d$  présentée en figure F.8 permet de visualiser la force et l'étendue du système de cellules résiduel. Cette image est caractéristique des visualisations strioscopiques de jets issus de tuyères convergentes-divergentes opérant à leur point de fonctionnement. Les cellules résiduelles sont de toute évidence beaucoup plus faibles que ce que l'on peut voir avec une tuyère convergente au même  $M_j$ , et disparaissent rapidement en aval du jet. De nombreuses lignes caractéristiques sont visibles en sortie de tuyère. Par ailleurs, elles sont rectilignes, ce qui dénote la quasi-homogénéité de l'écoulement.

En figure F.9 sont reportées des images moyennes de jets sur-détendus et sous-détendus. Les jets sur-détendus sont marqués par une contraction initiale en sortie de tuyère et par un choc oblique attaché à ses lèvres (*cf.* F.1). A partir de la deuxième cellule, le motif strioscopique semble assez similaire à ce que l'on peut observer dans un jet sous-détendu. A  $M_j = 1.20$  et  $1.50$ , les premières cellules sont moins propres que ce qui est visualisé avec la tuyère convergente lisse. Les lignes de gradient responsables de cette impression sont sans doute des lignes caractéristiques issues d'aspérités en paroi de la portion divergente de la tuyère.

### F.5.5.3 Mesures de vitesse

La vélocimétrie par images de particules a été appliquée au jet issu de la tuyère CD, à  $M_j = 1.10$  (régime sur-détendu) et  $M_j = M_d$  (régime parfaitement détendu). Des cartographies de vitesse et des profils longitudinaux et transverses pour  $M_j = M_d$  et  $M_j = 1.10$  sont présentés en figures F.10, F.11,

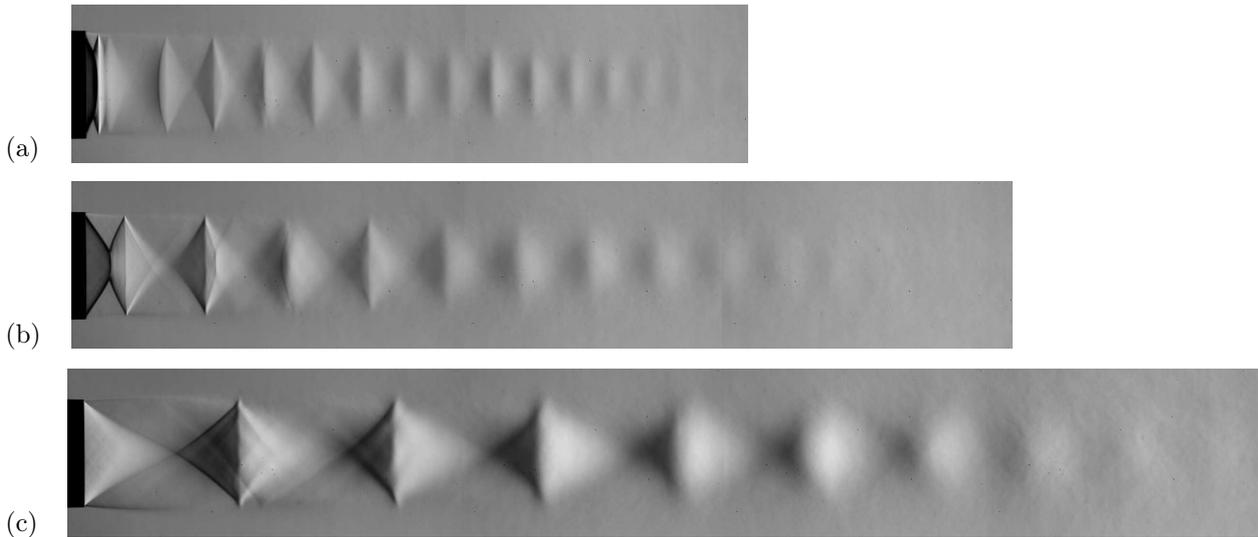


Fig. F.9 Images Schlieren moyennes composées de plusieurs plans recollés, tuyère CD. (a)  $M_j = 1.10$ , (b)  $M_j = 1.20$ , (c)  $M_j = 1.50$ .

F.12 et F.13. Un faible écoulement secondaire à  $M_f = 0.05$  a été réglé pour avoir un ensemencement extérieur.

La cartographie de la vitesse moyenne pour  $M_j = M_d$  permet de voir l'allure générale du champ de vitesse. Les profils longitudinaux montrent que la vitesse oscille avec une amplitude d'environ  $20 \text{ m.s}^{-1}$  après une zone en sortie de tuyère où les fluctuations sont un peu plus importantes, ce qui se conçoit d'après l'image Schlieren en figure F.8. Ces fluctuations diminuent en amplitude plus on s'éloigne radialement de l'axe du jet, ce qui peut expliquer pourquoi aucun bruit de choc n'est émis par cette tuyère malgré la structure résiduelle de cellules : on n'observe quasiment plus d'oscillation de vitesse moyenne dans la couche de mélange. La cartographie de la vitesse radiale moyenne permet de bien visualiser les faibles cellules. Les deux lignes caractéristiques obliques traversant le jet dans le premier diamètre après la sortie, visibles sur l'image Schlieren de la figure F.8, semblent avoir leur pendant sur les images PIV. Les déviations de l'écoulement dues aux cellules sont de faible amplitude et le sens de ces déviations est en accord avec la théorie des chocs coniques. Ces mesures de vitesse confirment finalement que le réseau de cellules résiduel est négligeable du point de vue du bruit de choc.

Les cartographies à  $M_j = 1.10$  suggèrent une structure de cellules plus forte qu'à  $M_j = M_d$ . En effet, des oscillations de la norme de la vitesse moyenne sont visibles. D'après le profil axial de vitesse moyenne, les oscillations sur l'axe sont de l'ordre de  $40 \text{ m.s}^{-1}$  et perdurent sur toute la longueur de mesure. Ces oscillations perdent en amplitude lorsqu'on s'éloigne de l'axe mais il subsiste une fluctuation de vitesse moyenne dans la couche de mélange, ce qui explique l'existence de bruit de choc à ce point de fonctionnement. On remarque que les variations de vitesse au sein d'une cellule sont similaires à celles d'un jet sous-détendu : une zone de détente fait place à une zone de compression terminant la cellule. Des profils de vitesse radiale moyenne sont montrés en figure F.13 (b) pour trois positions axiales dans la première cellule visible. Par comparaison avec l'image Schlieren de la figure F.9 (a), cette cellule correspond en fait à la deuxième, étant donné que la première est confinée en sortie de tuyère dans une région non visualisée ici. Les positions  $x/D_j = 0.24, 0.43$  et  $0.56$  correspondent à la zone de détente, le milieu de la cellule et la région de compression, respectivement. L'aspect « convexe » de l'écoulement dans une cellule d'un jet sous-détendu se retrouve ici : le jet se dilate dans la zone de détente, la vitesse radiale est ensuite nulle au milieu de la cellule et le jet se rétracte dans la zone de compression. On avait remarqué au paragraphe F.5.5.2 que la structure sur-détendue ressemblait à un réseau sous-détendu, à la première cellule près ; ceci est confirmé quantitativement ici.

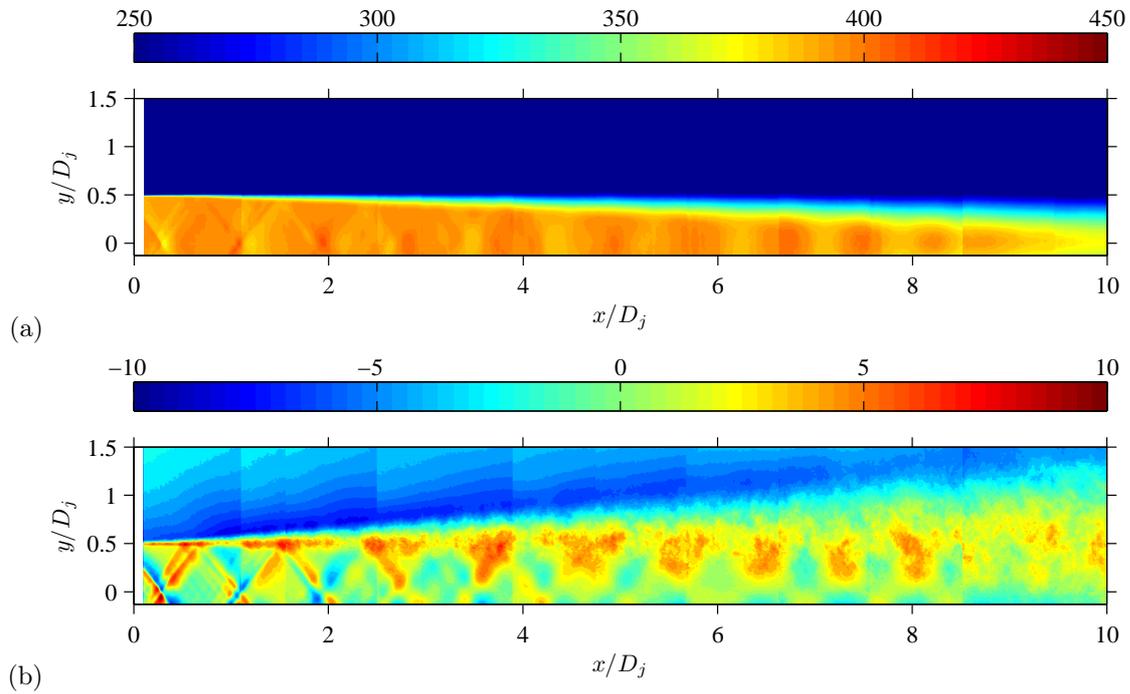


Fig. F.10 Cartographies de vitesses, tuyère CD à  $M_j = M_d = 1.30$  (par PIV, donc  $M_f = 0.05$ ). (a) Vitesse moyenne  $\bar{v}$ , (b) vitesse radiale moyenne  $\bar{v}_y$ . La couleur code la vitesse en  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ .

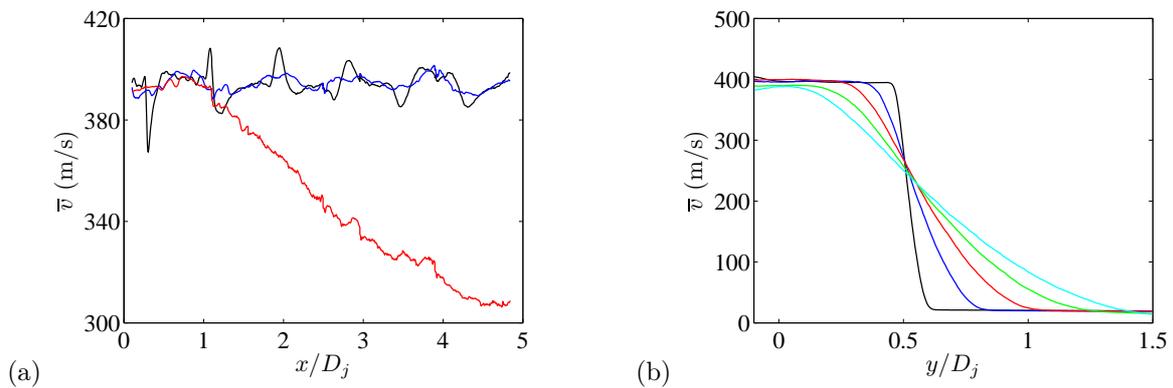


Fig. F.11 Profils de la vitesse moyenne  $\bar{v}$ , tuyère CD à  $M_j = M_d = 1.30$  (par PIV). (a) Profils longitudinaux : —  $y/D_j = 0$ , —  $y/D_j = 0.25$ , —  $y/D_j = 0.45$ ; (b) profils transverses : —  $x/D_j = 1$ , —  $x/D_j = 3$ , —  $x/D_j = 5$ , —  $x/D_j = 7$ , —  $x/D_j = 9$ .

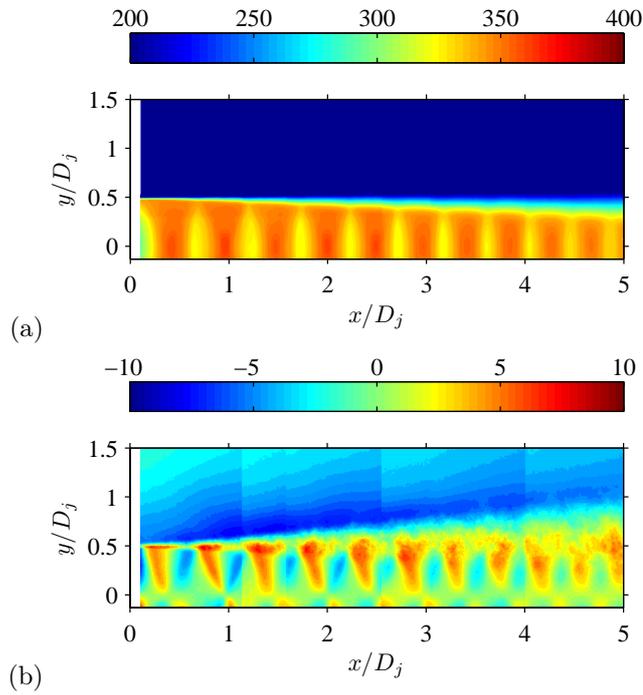


Fig. F.12 Cartographies de vitesses, tuyère CD à  $M_j = 1.10$  (par PIV). (a) Vitesse moyenne, (b) vitesse radiale moyenne. La couleur code la vitesse en  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ .

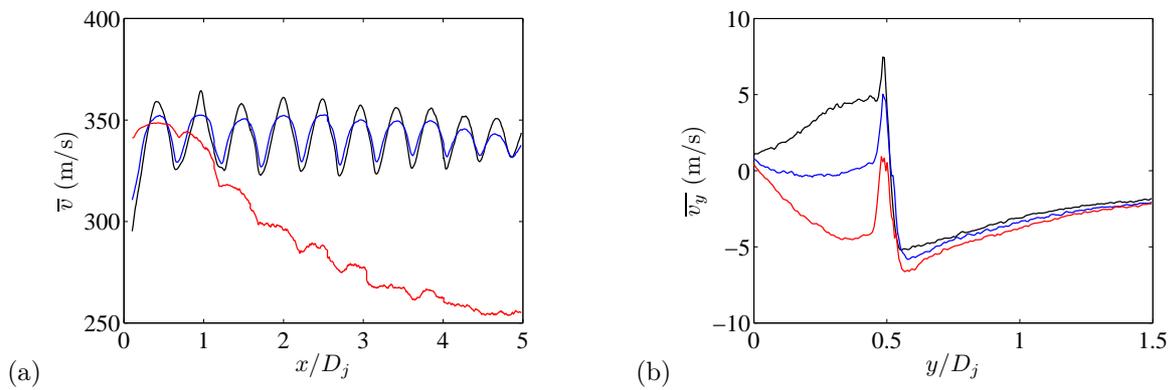


Fig. F.13 Profils de vitesses, tuyère CD à  $M_j = 1.10$  (par PIV). (a) Profils longitudinaux de la vitesse moyenne : —  $y/D_j = 0$ , —  $y/D_j = 0.25$ , —  $y/D_j = 0.45$ ; (b) profils transverses de la vitesse radiale moyenne  $\bar{v}_y$  : —  $x/D_j = 0.24$ , —  $x/D_j = 0.43$ , —  $x/D_j = 0.56$ .

# Notations

Les notations utilisées dans cette thèse sont définies dans la liste ci-dessous. Elle n'est pas exhaustive : certains caractères, utilisés de manière ponctuelle et définis dans le texte, n'ont pas été inclus pour ne pas l'alourdir. Dans la colonne de droite figure la page où la notation apparaît la première fois.

## Caractères latins

$\mathcal{M}$	Masse molaire . . . . .	17
$\mathcal{R}$	Constante universelle des gaz parfaits . . . . .	17
$\text{dpix}_{\max}$	Ecart spatial maximal (en nombre de pixels), lors des calculs de corrélation spatio-temporelle . . . . .	107
$\vec{x}$	Vecteur position . . . . .	95
$A$	Aire . . . . .	18
$A$	Amplitude maximale de la bosse principale du BBSAN, voir l'équation (5.2) . . . . .	183
$a$	Longueur du grand axe d'une ellipse . . . . .	100
$b$	Longueur du petit axe d'une ellipse . . . . .	100
$B_X$	Incertitude de biais sur la grandeur $X$ . . . . .	290
$c$	Célérité du son locale . . . . .	17
$c_0$	Célérité du son dans le milieu ambiant . . . . .	26
$c_D$	Coefficient de traînée d'une particule en mouvement . . . . .	76
$c_p$	Capacité calorifique massique à pression constante . . . . .	17
$c_v$	Capacité calorifique massique à volume constant . . . . .	17
$D$	Diamètre de sortie des tuyères primaires . . . . .	21
$D_d$	Diamètre de sortie d'une tuyère de Laval . . . . .	299
$d_p$	Diamètre des particules d'ensemencement . . . . .	245
$dt$	Intervalle temporel . . . . .	106
$E$	Indicateur d'erreur, défini en équation (5.1) . . . . .	150
$e$	Excentricité d'une ellipse, définie par l'équation (3.10) . . . . .	100
$f$	Fréquence . . . . .	26
$f_{\text{acq}}$	Fréquence d'acquisition . . . . .	136
$f_D$	Fréquence des bouffées Doppler en LDV . . . . .	289
$f_p$	Fréquence centrale du bruit de choc large bande . . . . .	29
$f_s$	Fréquence fondamentale du screech . . . . .	29
$g$	Niveau de gris des images Schlieren . . . . .	107
$h$	Hauteur de l'écoulement secondaire, voir le schéma C.1 . . . . .	276

$i$	Interfrange des systèmes d'interférences du dispositif LDV, en annexe E.....	289
$I_X$	Incertitude totale sur la grandeur $X$ .....	290
$k$	Nombre d'onde .....	24
$L_{SW}$	Longueur de l'onde stationnaire liée au screech, voir l'équation (4.8).....	130
$L_j$	Longueur théorique d'une cellule de choc, selon les modèles linéaires.....	22
$L_n$	Longueur de la $n^e$ cellule de choc .....	40
$L_s$	Longueur des cellules de choc, dans le cas idéal où elles seraient toutes de même taille	21
$L_{ii}^{(k)}$	Echelle intégrale de corrélation de $v'_i$ dans la direction $k$ , définie en équation (3.9) ...	96
$m$	Ordre d'un mode azimutal (entier relatif) .....	135
$n$	Entier naturel .....	22
$n_f$	Taille de fenêtre, en pixels .....	113
$n_{f,fin}$	Taille des fenêtres lors de la dernière itération de l'analyse d'images en PIV .....	257
$n_{f,init}$	Taille des fenêtres lors de la première itération de l'analyse d'images en PIV .....	257
$P$	Pression .....	17
$p'$	Pression fluctuante .....	141
$p'_f$	Pression fluctuante filtrée autour de la fréquence du screech .....	137
$P_p$	Pression d'impact, <i>cf.</i> le paragraphe A.3.1.....	70
$P_X$	Incertitude de précision sur la grandeur $X$ .....	290
$r$	Constante d'un gaz parfait, définie par l'équation (1.2).....	17
$r$	Distance entre le centre de rotation du disque et le volume de mesure, en annexe E.	290
$r$	Distance à l'axe du jet (en coordonnées cylindriques).....	22
$R_m$	Eloignement des microphones de l'antenne polaire en champ lointain au centre du jet	222
$R_r$	Eloignement des microphones de l'antenne polaire en champ lointain au centroïde des sources du BBSAN .....	223
$R_{ij}$	Coefficient de corrélation spatiale des fluctuations de vitesse, défini par l'équation (3.8) ( $i, j \in (1, 2)$ ) .....	95
$T$	Fraction de la période de rotation du disque, dans l'annexe E.....	292
$T$	Température.....	17
$t$	Variable de temps .....	24
$T_c$	Temps de corrélation des structures turbulentes dans le repère convecté, défini par l'équation (3.15) .....	110
$T_f$	Temps de corrélation des structures turbulentes dans le repère fixe, défini par l'équation (3.14) .....	110
$t_p$	Période centrale du bruit de choc large bande ( $1/f_p$ ) .....	39
$t_s$	Période fondamentale du screech ( $1/f_s$ ) .....	29
$T_{c,i}$	Temps de corrélation dans le repère convecté obtenu en intégrant les coefficients de corrélation de $v'_i$ ( $i \in (1, 2)$ ) .....	112
$U_{LDV}$	Vitesse mesurée par le dispositif LDV .....	249
$U_c$	Vitesse de convection .....	26
$U_f$	Vitesse de vol ( <i>i.e.</i> vitesse de l'écoulement secondaire).....	84
$U_f$	Véritable vitesse du fluide, par opposition à $U_p$ .....	75
$U_p$	Vitesse particulière (mesurée par LDV ou PIV) .....	75

$U_{c_{\text{sym}}}$	Vitesse de convection découlant du modèle symétrique de couche de mélange, voir le paragraphe 3.2.2.1 . . . . .	122
$v$	Vitesse instantanée . . . . .	17
$v_{\perp}$	Composante ortho-radiale de la vitesse, en annexe E . . . . .	292
$v_x$	Composante longitudinale de la vitesse instantanée . . . . .	62
$v_y$	Composante transverse de la vitesse instantanée . . . . .	63
$x$	Coordonnée parallèle à l'axe du jet . . . . .	22
$y$	Coordonnée orthogonale à l'axe du jet . . . . .	54

## Caractères grecs

$\alpha_e$	Paramètre introduit pour la délimitation de la couche de mélange du côté extérieur (basse vitesse), voir en figure 3.39 . . . . .	90
$\alpha_i$	Paramètre introduit pour la délimitation de la couche de mélange du côté intérieur (haute vitesse), voir en figure 3.39 . . . . .	90
$\alpha_{L_s}$	Taux de croissance de $L_s$ en vol, voir l'équation (3.6) . . . . .	84
$\alpha_{U_c}$	Rapport $U_c/U_j$ . . . . .	104
$\beta$	Paramètre de choc, défini par l'équation (1.20) . . . . .	20
$\Delta\psi$	Déphasage de signaux temporels, en fraction de période de screech . . . . .	135
$\Delta P$	Ecart entre la pression à l'éjection et l'ambiante . . . . .	20
$\Delta U$	Différence des vitesses moyennes entre le jet supersonique et le jet secondaire . . . . .	92
$\Delta x$	Déplacement longitudinal de la pointe d'un choc . . . . .	152
$\delta$	Epaisseur de la couche limite, $y_{\text{ext}} - y_{\text{int}}$ . . . . .	92
$\delta', \delta'_{\theta}$	Taux de croissance spatiale de $\delta$ ou $\delta_{\theta}$ . . . . .	117
$\delta_{\theta}$	Epaisseur de quantité de mouvement, définie par les équations (2.2) et (3.7) . . . . .	56
$\gamma$	Rapport $c_p/c_v$ . . . . .	17
$\lambda$	Rapport $U_f/U_j$ . . . . .	116
$\lambda_h$	Longueur de l'onde hydrodynamique liée au screech . . . . .	130
$\lambda_p$	Longueur d'onde centrale du bruit de choc large bande . . . . .	184
$\lambda_s$	Longueur d'onde du screech . . . . .	32
$\mu$	Viscosité dynamique . . . . .	21
$\mu_n$	$n^{\text{e}}$ zéro de la fonction de Bessel de première espèce et d'ordre zéro . . . . .	22
$\omega$	Pulsation . . . . .	24
$\phi_m$	Angle azimutal de positionnement d'un microphone sur l'antenne circulaire en champ proche . . . . .	135
$\phi_p$	Angle marquant la position azimutale du plan d'antisymétrie pour le screech battant . . . . .	135
$\rho$	Coefficient de corrélation spatio-temporelle des fluctuations de niveau de gris, défini en équation (3.12) . . . . .	106
$\rho$	Masse volumique . . . . .	17
$\rho_f$	Masse volumique du fluide, par opposition à $\rho_p$ . . . . .	245
$\rho_p$	Masse volumique des particules d'ensemencement, par opposition à $\rho_f$ . . . . .	245
$\sigma$	Largeur de la bosse principale du BBSAN, voir l'équation (5.2) . . . . .	183
$\tau$	Ecart temporel pour le calcul des coefficients de corrélation $\rho$ , voir l'équation (3.12) . . . . .	107

$\theta$	Angle polaire, valant zéro en aval (voir le schéma 2.11).....	27
$\theta_c$	Angle de propagation des fronts d'ondes acoustiques, convecté par l'écoulement secondaire, voir le schéma C.1.....	44
$\theta_e$	Angle d'émission des fronts d'ondes acoustiques (angle de phase), voir le schéma C.1	44
$\theta_r$	Angle de propagation de fronts d'ondes acoustiques après réfraction par la couche de mélange, voir le schéma C.1.....	197
$\Theta_{c,i}$	$L_{ii}^{(1)}/v_i^{\text{rms}}$ .....	112
$\varphi$	Angle de roulis défini par le schéma E.1 .....	290
$\vec{\xi}$	Vecteur de séparation spatiale dans le calcul d'intercorrélation, voir l'équation (3.8) .	95

## Indices et exposants

*	Dans la section sonique ( $M = 1$ ) .....	19
$e$	A l'éjection .....	19
$i, j, k$	Indices de composante de vecteurs ( $i, j, k \in (1, 2)$ , 1 étant $x$ et 2 étant $y$ ).....	95
$j$	Relatif au jet parfaitement détendu associé au jet considéré .....	20
$s$	Statique (pour les pression, température et masse volumique) .....	17
$t$	Totale (pour les pression, température et masse volumique) .....	18
amb	A l'ambiante.....	18
ext	A l'extérieur, voir équation (3.7) .....	89
int	A l'intérieur, voir équation (3.7) .....	89
max	Valeur maximale.....	56
min	Valeur minimale .....	56
ref	De référence .....	89
rms	Ecart-type de la composante fluctuante .....	53
sol	Sans écoulement secondaire ( $U_f = 0$ ) .....	84
vol	En situation de vol simulé .....	84

## Nombres sans dimension

$M$	Nombre de Mach local, défini par l'équation (1.1) .....	17
$M_{c_{\text{sym}}}$	Nombre de Mach convectif dans le modèle symétrique de couche de mélange .....	117
$M_c$	Nombre de Mach convectif, $M_c = U_c/c_0$ .....	29
$M_d$	Nombre de Mach de fonctionnement, pour une tuyère convergente-divergente.....	18
$M_f$	Nombre de Mach de l'écoulement simulant le vol.....	44
$M_{j,\text{choc}}$	Nombre de Mach parfaitement détendu correspondant à $\text{NPR}_{\text{choc}}$ .....	297
$M_{j,\text{sub}}$	Nombre de Mach caractérisant le fonctionnement d'une tuyère convergente-divergente, voir en annexe F.....	297
$M_r$	Nombre de Mach relatif d'une particule en mouvement, cf. équation (A.12).....	76
$M_r$	Nombre de Mach relatif pour une couche de mélange, défini par l'équation (3.19) ...	117
He	Nombre de Helmholtz.....	40
Re	Nombre de Reynolds .....	21
$\text{Re}_p$	Nombre de Reynolds d'une particule en mouvement, défini par la formule (A.8) ...	245
St	Nombre de Strouhal, $fD/U_j$ ou $fD_j/U_j$ .....	26

$St_p$	Nombre de Strouhal associé à $f_p$ , $f_p D/U_j$ .....	183
$St_s$	Nombre de Strouhal associé au screech, $f_s D/U_j$ .....	127

## Opérateurs

$\Delta$	Variation .....	20
$\langle \blacksquare \rangle$	Moyenne d'ensemble .....	95
$\bar{\blacksquare}$	Moyenne temporelle .....	40
$\Re[\blacksquare]$	Partie réelle .....	24
$\blacksquare'$	Composante fluctuante .....	95

## Sigles

BBSAN	Bruit de choc large bande .....	13
BNC	<i>Bayonet Neill-Concelman</i> .....	52
DSP	Densité spectrale de puissance .....	25
FFT	Transformée de Fourier rapide .....	257
LDV	Vélocimétrie laser Doppler .....	15
NPR	Taux de détente, défini par l'équation (1.12) .....	18
$NPR_{\text{choc}}$	NPR pour lequel il existe un choc droit dans la section de sortie d'une tuyère de Laval .....	297
$NPR_c$	Taux de détente critique, défini par les équations (1.16) et (F.1) .....	19
$NPR_d$	NPR du point de fonctionnement d'une tuyère convergente-divergente .....	297
OASPL	Niveau de bruit total, intégré sur les fréquences .....	38
PIV	Vélocimétrie par images de particules .....	15
SPL	Niveau de bruit (en décibels) .....	26
$SPL_s$	Niveau de bruit du screech (total ou maximal) .....	146
TTR	Rapport entre les températures génératrice et ambiante .....	39



# Bibliographie

- [1] **Abdel-Fattah, A. M.** Discrete tone emission from high-pressure ratio supersonic jets from convergent-divergent nozzles. *AIAA Journal*, Vol. 26(3), 1988, pp. 283–291.
- [2] **Adamson, T. C. & Nicholls, J. A.** On the structure of jets from highly underexpanded nozzles into still air. Report ERI Project 2397, The University of Michigan, 1958.
- [3] **Addy, A. L.** Effects of axisymmetric sonic nozzle geometry on Mach disk characteristics. *AIAA Journal*, Vol. 19(1), 1981, pp. 121–122.
- [4] **Ahuja, K. K.** Basic experimental study of the coupling between flow instabilities and incident sound. NASA Contractor Report 3789, 1984.
- [5] **Ahuja, K. K.** Some unique experiments on receptivity. AIAA Paper 85-0533, 1985.
- [6] **Ahuja, K. K. & Brown, W. H.** Shear flow control by mechanical tabs. AIAA Paper 89-994, 1989.
- [7] **Ahuja, K. K., Manes, J. P., Massey, K. C. & Calloway, A. B.** An evaluation of various concepts of reducing supersonic jet noise. AIAA Paper 90-3982, 1990.
- [8] **Ahuja, K. K., Tanna, H. K. & Tester, B. J.** Effects of simulated forward flight on jet noise, shock noise and internal noise. AIAA Paper 79-0615, 1979.
- [9] **Ahuja, K. K., Tanna, H. K. & Tester, B. J.** An experimental study of transmission, reflection and scattering of sound in a free jet flight simulation facility and comparison with theory. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 75(1), 1981, pp. 51–85.
- [10] **Ahuja, K. K., Tester, B. J. & Tanna, H. K.** The free jet as a simulator of forward velocity effects on jet noise. NASA Contractor Report 3056, 1978.
- [11] **Alkislal, M. B., Krothapalli, A. & Lourenco, L. M.** Structure of a screeching rectangular jet : a stereoscopic particle image velocimetry study. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 489, 2003, pp. 121–154.
- [12] **Alkislal, M. B., Lourenco, L. M. & Krothapalli, A.** Stereoscopic PIV measurements of a screeching supersonic jet. *Journal of Visualization*, Vol. 3(2), 2000, pp. 135–143.
- [13] **Ames Research Staff.** Equations, tables and charts for compressible flow. NACA Report 1135, 1953.
- [14] **Amiet, R. K.** Correction of open jet wind tunnel measurements for shear layer refraction. AIAA Paper 75-532, 1975.
- [15] **Amiet, R. K.** Refraction of sound by a shear layer. AIAA Paper 77-54, 1977.
- [16] **Amiet, R. K.** Refraction of sound by a shear layer. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 58(4), 1978, pp. 467–482.
- [17] **Anderson, J. D.** *Modern compressible flow with historical perspective*. McGraw Hill, 2d ed., 1990.

- [18] **André, B., Castelain, T. & Bailly, C.** Experimental study of flight effects on screech in underexpanded jets. *Physics of Fluids*, Vol. 23(126102), 2011.
- [19] **André, B., Castelain, T. & Bailly, C.** Shock-tracking procedure for studying screech-induced oscillations. *AIAA Journal*, Vol. 49(7), 2011, pp. 1563–1566.
- [20] **André, B., Castelain, T. & Bailly, C.** Shock oscillations in a supersonic jet exhibiting antisymmetrical screech. *AIAA Journal*, Vol. 50(9), 2012, pp. 2017–2020.
- [21] **André, B., Castelain, T. & Bailly, C.** Broadband shock-associated noise in screeching and non-screeching underexpanded supersonic jets. *AIAA Journal*, Vol. 51(3), 2013, pp. 665–673.
- [22] **Antonov, A. N., Shalaev, S. P. & Yudelovich, M. Y.** Influence of the discrete component of acoustic oscillations on the flow in an underexpanded supersonic jet. *Fluid Dynamics*, Vol. 8(4), 1973, pp. 626–631.
- [23] **Armstrong, R. R., Michalke, A. & Fuchs, H. V.** Coherent structures in jet turbulence and noise. *AIAA Journal*, Vol. 15(7), 1977, pp. 1011–1117.
- [24] **Au, H. & Ko, N. W. M.** Coaxial jets of different mean velocity ratios, Part 2. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 116(3), 1987, pp. 427–443.
- [25] **Bailly, C. & Comte-Bellot, G.** *Turbulence*. CNRS Editions, 2003.
- [26] **Barnet, D. O. & Bentley, H. T.** Statistical bias of individual realization laser velocimetry. In *Proceedings of the 2<sup>nd</sup> International Workshop on Laser Velocimetry*, pp. 428–444. 1974.
- [27] **Basset, A. B.** *Treatise on Hydrodynamics*, Vol. 2. Deighton, Bell & Co., London, 1988.
- [28] **Bechert, D. & Pfizenmaier, E.** On the amplification of broad band jet noise by a pure tone excitation. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 43(3), 1975, pp. 581–587.
- [29] **Becker, H. A., Hottel, H. C. & Williams, G. C.** On the light-scatter technique for the study of turbulence and mixing. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 30(2), 1967, pp. 259–284.
- [30] **Benedict, L. H. & Gould, R. D.** Concerning time and length scale estimates made from burst-mode LDA autocorrelation measurements. *Experiments in Fluids*, Vol. 24(3), 1998, pp. 246–253.
- [31] **Benedict, L. H., Nobach, H. & Tropea, C.** Estimation of turbulent velocity spectra from laser Doppler data. *Measurement Science and Technology*, Vol. 11(8), 2000, pp. 1089–1104.
- [32] **Berland, J., Bogey, C. & Bailly, C.** Low-dissipation and low-dispersion fourth-order Runge-Kutta algorithm. *Computer & Fluids*, Vol. 35(10), 2006, pp. 1459–1463.
- [33] **Berland, J., Bogey, C. & Bailly, C.** Numerical study of screech generation in a planar supersonic jet. *Physics of Fluids*, Vol. 19(075105), 2007.
- [34] **Bogdanoff, D. W.** Compressibility effects in turbulent shear layers. *AIAA Journal*, Vol. 21(6), 1983, pp. 926–927.
- [35] **Bogey, C. & Bailly, C.** An analysis of the correlations between the turbulent flow and the sound pressure fields of subsonic jets. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 583, 2007, pp. 71–97.
- [36] **Bogey, C., Barré, S., Fleury, V., Bailly, C. & Juvé, D.** Experimental study of the spectral properties of near-field and far-field jet noise. *International Journal of Aeroacoustics*, Vol. 6(2), 2007, pp. 73–92.
- [37] **Bogey, C., de Cacqueray, N. & Bailly, C.** A shock-capturing methodology based on adaptive spatial filtering for high-order non-linear computations. *Journal of Computational Physics*, Vol. 228(5), 2009, pp. 1447–1465.

- [38] **Bogey, C., Marsden, O. & Bailly, C.** On the spectra of nozzle-exit velocity disturbances in initially nominally turbulent, transitional jets. *Physics of Fluids*, Vol. 23(091702), 2011.
- [39] **Bogey, C., Marsden, O. & Bailly, C.** Influence of initial turbulence level on the flow and sound fields of a subsonic jet at a diameter-based Reynolds number of  $10^5$ . *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 701, 2012, pp. 352–385.
- [40] **Bridges, J. & Wernet, M.** Measurements of the aeroacoustic sound source in hot jets. AIAA Paper 2003-3130, 2003.
- [41] **Bridges, J. E. & Wernet, M. P.** Turbulence associated with broadband shock noise in hot jets. NASA Technical Memorandum 215274, 2008.
- [42] **Brown, G. L. & Roshko, A.** On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 64(4), 1974, pp. 775–816.
- [43] **Brown, W. H., Ahuja, K. K. & Tam, C. K. W.** High speed flight effects on shock associated noise. AIAA Paper 86-1944, 1986.
- [44] **Bryce, W. D. & Pinker, R. A.** The noise from unheated supersonic jets in simulated flight. AIAA Paper 77-1327, 1977.
- [45] **Candel, S. M.** Application of geometrical techniques to aeroacoustics problems. AIAA Paper 76-546, 1976.
- [46] **Candel, S. M., Guedel, A. & Julienne, A.** Radiation, refraction and scattering of acoustic waves in a free shear flow. AIAA Paper 76-544, 1976.
- [47] **Candel, S. M., Julienne, A. & Julliard, M.** Shielding and scattering by a jet flow. AIAA Paper 76-545, 1976.
- [48] **Castelain, T.** *Contrôle de jet par microjets impactants. Mesure de bruit rayonné et analyse aérodynamique.* Ph.D. Thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2006.
- [49] **Castelain, T., Sunyach, A., Juvé, D. & Béra, J.-C.** Jet-noise reduction by impinging microjets : an acoustic investigation testing microjet parameters. *AIAA Journal*, Vol. 46(5), 2008, pp. 1081–1087.
- [50] **Champagne, F. H. & Wygnanski, I. J.** An experimental investigation of coaxial turbulent jets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 14(9), 1971, pp. 1445–1464.
- [51] **Chan, Y. Y.** Spatial waves in turbulent jets. *Physics of Fluids*, Vol. 17(1), 1974, pp. 46–53.
- [52] **Chauveau, C., Davidenko, D. M., Sarh, B., Gökalp, I., Avrashkov, V. & Fabre, C.** PIV measurements in an underexpanded hot free jet. In *13<sup>th</sup> International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. Lisbon, 2006.
- [53] **Cheng, T. S. & Lee, K. S.** Numerical simulations of underexpanded supersonic jet and free shear layer using WENO schemes. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 26(5), 2005, pp. 755–770.
- [54] **Cocking, B. J. & Bryce, W. D.** Subsonic jet noise in flight based on some recent wind-tunnel tests. AIAA Paper 75-462, 1975.
- [55] **Coleman, H. W. & Steele, W. G.** *Experimentation and uncertainty analysis for engineers.* John Wiley & Sons ed., 1989.
- [56] **Crighton, D. G., Ffowcs Williams, J. E. & Cheeseman, I. C.** The outlook for simulation of forward flight effect on aircraft noise. AIAA Paper 76-530, 1976.
- [57] **Crist, S. A., Sherman, P. M. & Glass, D. R.** Study of the highly underexpanded sonic jet. *AIAA Journal*, Vol. 4(1), 1966, pp. 68–71.

- [58] **Crow, S. C. & Champagne, F. H.** Orderly structure in jet turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 48(3), 1971, pp. 547–591.
- [59] **Dahl, M. D.** Predictions of supersonic jet mixing and shock-associated noise compared with measured far-field data. NASA Technical Memorandum 216328, 2010.
- [60] **Dash, S. M., Wolf, D. E. & Seiner, J. M.** Analysis of turbulent underexpanded jets. I. Parabolized Navier-Stokes model, SCIPVIS. *AIAA Journal*, Vol. 23(4), 1985, pp. 505–514.
- [61] **Davies, M. G. & Oldfield, D. E. S.** Tones from a choked axisymmetric jet. I. Cell structure, eddy velocity and source locations. *Acustica*, Vol. 12(4), 1962, pp. 257–266.
- [62] **Davies, M. G. & Oldfield, D. E. S.** Tones from a choked axisymmetric jet. II. The self excited loop and mode of oscillation. *Acustica*, Vol. 12(4), 1962, pp. 267–277.
- [63] **Davies, P. O. A. L., Fisher, M. J. & Barratt, M. J.** The characteristics of the turbulence in the mixing region of a round jet. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 15(3), 1963, pp. 337–367.
- [64] **Davis, M. R.** Measurements in a subsonic turbulent jet using a quantitative schlieren technique. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 46(4), 1971, pp. 631–656.
- [65] **Davis, M. R.** Quantitative schlieren measurements in a supersonic turbulent jet. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 51(3), 1972, pp. 435–447.
- [66] **Davis, M. R.** Identification of vortex motions in turbulent mixing of choked jets. *Experiments in Fluids*, Vol. 6(5), 1988, pp. 335–343.
- [67] **Day, B. J.** *Turbulence measurements in supersonic jets with optical deflectometry*. M.Sc. Thesis, The Pennsylvania State University, 2010.
- [68] **Desvigne, D.** *Bruit rayonné par un écoulement subsonique affleurant une cavité cylindrique : caractérisation expérimentale et simulation numérique par une approche multidomaine d'ordre élevé*. Ph.D. Thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2010.
- [69] **Donaldson, C. D. & Snedeker, R. S.** A study of free jet impingement. Part 1. Mean properties of free and impinging jets. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 45(2), 1971, pp. 281–319.
- [70] **Doty, M. J. & McLaughlin, D. K.** Space-time correlation measurements of high-speed axisymmetric jets using optical deflectometry. *Experiments in Fluids*, Vol. 38(4), 2005, pp. 415–425.
- [71] **Drevet, P., Duponchel, J. P. & Jacques, J. R.** The effect of flight on jet noise as observed on the Bertin Aérotrain. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 54(2), 1977, pp. 173–201.
- [72] **Eggins, P. L. & Jackson, D. A.** Laser-Doppler velocity measurements in an under-expanded free jet. *Journal of Physics D - Applied Physics*, Vol. 7(14), 1974, pp. 1894–1907.
- [73] **Emden, R.** Über die Ausströmungserscheinungen permanenter Gase. *Annalen der Physik*, Vol. 69, 1899, pp. 264–289.
- [74] **Emden, R.** Über die Ausströmungserscheinungen permanenter Gase. *Annalen der Physik*, Vol. 69, 1899, pp. 426–453.
- [75] **Fisher, M. J. & Krause, F. R.** The crossed-beam correlation technique. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 28(4), 1967, pp. 705–717.
- [76] **Fisher, M. J., Lush, P. A. & Harper-Bourne, M.** Jet noise. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 28(3), 1973, pp. 563–585.
- [77] **Fleury, V.** *Superdirectivité, bruit d'appariement et autres contributions au bruit de jet subsonique*. Ph.D. Thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2006.

- [78] **Fleury, V., Bailly, C., Jondeau, E., Michard, M. & Juvé, D.** Space-time correlations in two subsonic jets using dual particle image velocimetry measurements. *AIAA Journal*, Vol. 46(10), 2008, pp. 2498–2509.
- [79] **Fox, J. H.** On the structure of jet plumes. *AIAA Journal*, Vol. 12(1), 1974, pp. 105–107.
- [80] **Gao, B. & Wu, Z. N.** A study of the flow structure for Mach reflection in steady supersonic flow. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 656, 2010, pp. 29–50.
- [81] **Gao, J. H. & Li, X. D.** Numerical simulation of broadband shock-associated noise from a circular supersonic jet. AIAA Paper 2010-275, 2010.
- [82] **Garg, S. & Cattafesta III, L. N.** Quantitative schlieren measurements of coherent structures in a cavity shear layer. *Experiments in Fluids*, Vol. 30(2), 2001, pp. 123–134.
- [83] **Garg, S. & Settles, G. S.** Measurements of a supersonic turbulent boundary layer by focusing schlieren deflectometry. *Experiments in Fluids*, Vol. 25(3), 1998, pp. 254–264.
- [84] **Glass, D. R.** Effects of acoustic feedback on the spread and decay of supersonic jets. *AIAA Journal*, Vol. 6(10), 1968, pp. 1890–1897.
- [85] **Goebel, S. G. & Dutton, J. C.** Experimental study of compressible turbulent mixing layers. *AIAA Journal*, Vol. 29(4), 1991, pp. 538–546.
- [86] **Gottlieb, P.** Sound source near a velocity discontinuity. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 32(9), 1960, pp. 1117–1122.
- [87] **Graham, E. W. & Graham, B. B.** Effect of a shear layer on plane waves of sound in a fluid. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 46(1B), 1969, pp. 169–175.
- [88] **Grilliat, J.** *Contribution à l'étude aéroacoustique des écoulements de jeu*. Ph.D. Thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2009.
- [89] **Hammit, A. G.** The oscillation and noise of an overpressure sonic jet. *Journal of the Aerospace Sciences*, Vol. 28(9), 1961, pp. 673–680.
- [90] **Harper-Bourne, M. & Fisher, M. J.** The noise from shock waves in supersonic jets. *AGARD CP 131*, 1973, pp. 11-1 – 11-13.
- [91] **Hart, D. P.** Super-resolution PIV by recursive local-correlation. *Journal of Visualization*, Vol. 3(2), 1999, pp. 187–194.
- [92] **Hay, J. A. & Rose, E. G.** In-flight shock cell noise. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 11(4), 1970, pp. 411–420.
- [93] **Henry, C., Bailly, C. & Bodard, G.** Statistical modeling of BBSAN including refraction effects. AIAA Paper 2012-2163, 2012.
- [94] **Hoch, R. & Hawkins, R.** Recent studies into concorde noise reduction. *AGARD CP 131*, 1973, pp. 19-1 – 19-14.
- [95] **Hoch, R. G. & Berthelot, M.** Use of Bertin Aérotrain for the investigation of flight effects on aircraft engine exhaust noise. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 54(2), 1977, pp. 153–172.
- [96] **Hoesel, W. & Rodi, W.** New biasing elimination method for laser-Doppler-velocimeter counter processing. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 48(7), 1977, pp. 910–919.
- [97] **Høst-Madsen, A. & Caspersen, C.** The limitations in high frequency turbulence spectrum estimation using the LDA. In *7<sup>th</sup> International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. Lisbon, 1994.

- [98] **Howe, M. S. & Ffowcs Williams, J. E.** On the noise generated by an imperfectly expanded supersonic jet. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A*, Vol. 289, 1978, pp. 271–314.
- [99] **Hu, T. F. & McLaughlin, D. K.** Flow and acoustic properties of low Reynolds number underexpanded supersonic jets. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 141(3), 1990, pp. 485–505.
- [100] **Huber, J., Sylla, A. A., Fleury, V., Bulté, J., Britchford, K., Laurendeau, E. & Long, D.** Understanding and reduction of cruise jet noise at model and full scale. AIAA Paper 2009-3382, 2009.
- [101] **Jacques, J. R.** *Noise from moving aircraft : some relevant models*. Ph.D. Thesis, Cambridge University, 1975.
- [102] **Jerónimo, A., Riethmuller, M. L. & Chazot, O.** PIV application to Mach 3.75 overexpanded jet. In *11<sup>th</sup> International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. Lisbon, 2002.
- [103] **Jonassen, D. R., Settles, G. S. & Tronosky, M. D.** Schlieren "PIV" for turbulent flows. *Optics and Lasers in Engineering*, Vol. 44(3-4), 2006, pp. 190–207.
- [104] **Jordan, P., Gervais, Y., Valière, J.-C. & Foulon, H.** Jet exhaust aerodynamics and noise. E.U. Research Project Jean Deliverable 3.4, 2002.
- [105] **Jothi, T. J. S. & Srinivasan, K.** Role of initial conditions on noise from underexpanded pipe jets. *Physics of Fluids*, Vol. 21(066103), 2009.
- [106] **Jubelin, B.** New experimental studies on jet noise amplification. AIAA Paper 80-0961, 1980.
- [107] **Katanoda, H., Handa, T., Miyazato, Y., Masuda, M. & Matsuo, K.** Effect of Reynolds number on Pitot-pressure distributions in underexpanded supersonic freejets. *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 17(4), 2001, pp. 940–942.
- [108] **Katanoda, H., Miyazato, Y., Masuda, M. & Matsuo, K.** Pitot pressures of correctly-expanded and underexpanded free jets from axisymmetric supersonic nozzles. *Shock Waves*, Vol. 10(2), 2000, pp. 95–101.
- [109] **Keane, R. D. & Adrian, R. J.** Optimization of particle image velocimeters. Part I. : Double pulsed systems. *Measurement Science and Technology*, Vol. 1(11), 1990, pp. 1202–1215.
- [110] **Kegerise, M. A. & Settles, G. S.** Schlieren image-correlation velocimetry and its application to free-convection flows. In *9<sup>th</sup> International Symposium on Flow Visualization*, pp. 380–1 – 380–13. Edinburgh, 2000.
- [111] **Kerhervé, F., Jordan, P., Gervais, Y., Valière, J.-C., & Braud, P.** Two-point laser Doppler velocimetry measurements in a Mach 1.2 cold supersonic jet for statistical aeroacoustic source model. *Experiments in Fluids*, Vol. 37(3), 2004, pp. 419–437.
- [112] **Kozlowski, H. & Packman, A. B.** Flight effects on the aerodynamic and acoustic characteristics of inverted profile coannular nozzles. NASA Contractor Report 3018, 1978.
- [113] **Krothapalli, A., Hsia, Y., Baganoff, D. & Karamcheti, K.** The role of screech tones in mixing of an underexpanded rectangular jet. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 106(1), 1986, pp. 119–143.
- [114] **Krothapalli, A., McDaniel, J. & Baganoff, D.** Effect of slotting on the noise of an axisymmetric supersonic jet. *AIAA Journal*, Vol. 28(12), 1990, pp. 2136–2138.
- [115] **Krothapalli, A., Soderman, P. T., Allen, C. S., Hayes, J. A. & Jaeger, S. M.** Flight effects on the far-field noise of a heated supersonic jet. *AIAA Journal*, Vol. 35(6), 1997, pp. 952–957.

- [116] Krothapalli, A. & Strykowski, P. J. Revisiting screech tones - effects of temperature. AIAA Paper 96-644, 1996.
- [117] Kuethe, A. M. & Schetzer, J. D. *Foundations of Aerodynamics*. John Wiley & Sons, 1950.
- [118] Kuo, C.-W., McLaughlin, D. K. & Morris, P. J. Effects of supersonic jet conditions on broadband shock-associated noise. AIAA Paper 2011-1032, 2011.
- [119] Kweon, Y.-H., Miyazato, Y., Aoki, T., Kim, H.-D. & Setoguchi, T. Control of supersonic jet noise using a wire device. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 297(1-2), 2006, pp. 167–182.
- [120] Ladenburg, R., Van Voorhis, C. C. & Winckler, J. Interferometric studies of faster than sound phenomena. Part II. Analysis of supersonic air jets. *Physical Review*, Vol. 76(5), 1949, pp. 662–677.
- [121] Larson, R. S., McColgan, C. J. & Packman, A. B. Jet noise source modification due to forward flight. *AIAA Journal*, Vol. 16(3), 1978, pp. 225–232.
- [122] Lassiter, L. W. & Hubbard, H. H. The near noise field of static jets and some model studies of devices for noise reduction. NACA Technical Report 1261, 1956.
- [123] Lau, J. C. Laser velocimeter correlation measurements in subsonic and supersonic jets. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 70(1), 1980, pp. 85–101.
- [124] Lau, J. C. Effects of exit Mach number and temperature on mean-flow and turbulence characteristics in round jets. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 105, 1981, pp. 193–218.
- [125] Lau, J. C., Morris, P. J. & Fisher, M. J. Measurements in subsonic and supersonic free jets using a laser velocimeter. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 93(1), 1979, pp. 1–27.
- [126] Laufer, J., Schlinker, R. & Kaplan, R. E. Experiments on supersonic jet noise. *AIAA Journal*, Vol. 14(4), 1976, pp. 489–497.
- [127] Laurence, J. C. Intensity, scale, and spectra of turbulence in mixing region of free subsonic jet. NACA Report 1292, 1956.
- [128] LaVision GmbH. FlowMaster. Manual of DAVIS 7.2, 2007, p. 25.
- [129] Lee, B. H. K. & Westley, R. Effective axial source distribution in a choked screech jet. AIAA Paper 72-159, 1972.
- [130] Lepicovsky, J. Laser velocimeter measurements of large-scale structures in a tone-excited jet. *AIAA Journal*, Vol. 24(1), 1986, pp. 27–31.
- [131] Lepicovsky, J., Ahuja, K. K., Brown, W. H. & Burrin, R. H. Coherent large-scale structures in high Reynolds number supersonic jets. *AIAA Journal*, Vol. 25(11), 1987, pp. 1419–1425.
- [132] Liepman, H. W. & Laufer, J. Investigations of free turbulent mixing. NACA Technical Note 1257, 1947.
- [133] Lighthill, M. J. On sound generated aerodynamically - I. General theory. *Proceedings of the Royal Society of London A*, Vol. 211, 1952, pp. 564–587.
- [134] Lighthill, M. J. On the energy scattered from the interaction of turbulence with sound or shock waves. *Proceedings of Cambridge Philosophical Society*, Vol. 49, 1953, pp. 531–551.
- [135] Lourenco, L. & Krothapalli, A. On the accuracy of velocity and vorticity measurements with PIV. *Experiments in Fluids*, Vol. 18(6), 1995, pp. 421–428.
- [136] Love, E. S. & Grigsby, C. E. Some studies of axisymmetric free jets exhausting from sonic and supersonic nozzles into still air and into supersonic streams. NACA Research Memorandum L54L31, 1955.

- [137] **Love, E. S., Grigsby, C. E., Lee, L. P. & Woodling, M. J.** Experimental and theoretical studies of axisymmetric free jets. NACA Technical Report R-6, 1959.
- [138] **Lui, C. & Lele, S. K.** A numerical investigation of broadband shock noise. AIAA Paper 2002-0074, 2002.
- [139] **Mahadevan, R. & Loth, E.** High-speed cinematography of compressible mixing layers. *Experiments in Fluids*, Vol. 17(3), 1994, pp. 179–189.
- [140] **Mani, R., Clapper, W. S., Stringas, E. J. & Banarian, G.** Development of a technique for inflight jet noise simulation. AIAA Paper 76-532, 1976.
- [141] **Marchesse, Y., Gervais, Y. & Foulon, H.** Optical measurements of the temperature in a supersonic jet. *AIAA Journal*, Vol. 41(3), 2003, pp. 470–475.
- [142] **Martlew, D. L.** Noise associated with shock waves in supersonic jets. *AGARD CP 42*, 1969, pp. 7-1 – 7-10.
- [143] **Massey, K. C. & Ahuja, K. K.** Screech frequency prediction in light of mode detection and convection speed measurements for heated jets. AIAA Paper 97-1625, 1997.
- [144] **Maxwell, B. R. & Seasholtz, R. G.** Velocity lag of solid particles in oscillating gases and in gases passing through normal shock waves. NASA Technical Note D-7490, 1974.
- [145] **McIntyre, S. S. & Settles, G. S.** Optical experiments on axisymmetric compressible turbulent mixing layers. AIAA Paper 91-0623, 1991.
- [146] **McLaughlin, D. K., Morrison, G. L. & Troutt, T. R.** Experiments on the instability waves in a supersonic jet and their acoustic radiation. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 69(1), 1975, pp. 73–95.
- [147] **McLaughlin, D. K., Morrison, G. L. & Troutt, T. R.** Reynolds number dependence in supersonic jet noise. *AIAA Journal*, Vol. 15(4), 1977, pp. 526–532.
- [148] **McLaughlin, D. K. & Tiederman, W. G.** Biasing corrections for individual realization of laser anemometer measurements in turbulent flows. *Physics of Fluids*, Vol. 16(12), 1973, pp. 2082–2088.
- [149] **Melling, A.** Tracer particles and seeding for particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*, Vol. 8(12), 1997, pp. 1406–1416.
- [150] **Merle, M.** Sur la fréquence des ondes émises par un jet d'air à grande vitesse. *Compte Rendu de l'Académie des sciences de Paris*, Vol. 243, 1956, pp. 490–493.
- [151] **Michalke, A.** On spatially growing disturbances in an inviscid shear layer. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 23(3), 1965, pp. 521–544.
- [152] **Michalke, A.** A wave model for sound generation in circular jets. Forschungsbericht 70-57, Deutsche Luft- und Raumfahrt, 1970.
- [153] **Michalke, A.** Instability of a compressible circular free jet with consideration of the influence of the jet boundary layer thickness. NASA Technical Memorandum 75190, 1977.
- [154] **Michalke, A.** On the effect of external flow and shear-layer thickness on the expansion cells of under-expanded supersonic circular jets. *European Journal of Mechanics, B/fluids*, Vol. 11(3), 1992, pp. 363–381.
- [155] **Michalke, A. & Hermann, G.** On the inviscid instability of a circular jet with external flow. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 114, 1982, pp. 343–359.
- [156] **Michalke, A. & Michel, U.** Prediction of jet noise in flight from static tests. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 67(3), 1979, pp. 341–367.

- [157] **Middleton, D.** The noise of ejectors. Reports and Memoranda 3389, Aeronautical Research Council, 1963.
- [158] **Miles, J. W.** On the reflection of sound at an interface of relative motion. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 29(2), 1957, pp. 226–228.
- [159] **Miller, S. A. E.** The scaling of broadband shock-associated noise with increasing temperature. AIAA Paper 2012-2215, 2012.
- [160] **Miller, S. A. E. & Morris, P. J.** The prediction of broadband shock-associated noise including propagation effects. AIAA Paper 2011-2923, 2011.
- [161] **Miller, S. A. E., Veltin, J., Morris, P. J. & McLaughlin, D. K.** Assessment of computational fluid dynamics for supersonic shock containing jets. *AIAA Journal*, Vol. 47(11), 2009, pp. 2738–2746.
- [162] **Mitchell, D., Honnery, D. & Soria, J.** Study of underexpanded supersonic jets with optical techniques. In *16<sup>th</sup> Australasian Fluid Mechanics Conference*, pp. 217–224. 2007.
- [163] **Moore, C. J.** The role of shear-layer instability waves in jet exhaust noise. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 80(2), 1977, pp. 321–367.
- [164] **Morfey, C. L. & Tester, B. J.** Noise measurements in a free jet flight simulation facility : Shear layer refraction and facility-to-flight corrections. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 54(1), 1977, pp. 83–106.
- [165] **Morris, P. J.** Turbulence measurements in subsonic and supersonic axisymmetric jets in a parallel stream. *AIAA Journal*, Vol. 14(10), 1976, pp. 1468–1475.
- [166] **Morris, P. J.** Flow characteristics of the large scale wave-like structure of a supersonic round jet. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 53(2), 1977, pp. 223–244.
- [167] **Morris, P. J.** A note on the effect of forward flight on shock spacing in circular jets. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 121(1), 1988, pp. 175–177.
- [168] **Morris, P. J., Bhat, T. R. S. & Chen, G.** A linear shock cell model for jets of arbitrary exit geometry. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 132(2), 1989, pp. 199–211.
- [169] **Morris, P. J. & Miller, S. A. E.** Prediction of broadband shock-associated noise using Reynolds-Averaged Navier-Stokes computational fluid dynamics. *AIAA Journal*, Vol. 48(12), 2010, pp. 2931–2943.
- [170] **Morrison, G. L. & McLaughlin, D. K.** Noise generation by instabilities in low Reynolds number supersonic jets. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 65(2), 1979, pp. 177–191.
- [171] **Morrison, G. L. & McLaughlin, D. K.** Instability process in low Reynolds number supersonic jets. *AIAA Journal*, Vol. 18(7), 1980, pp. 793–800.
- [172] **Morse, P. M. & Ingard, K. U.** *Theoretical acoustics*. McGraw Hill, 1968.
- [173] **Murakami, E. & Papamoschou, D.** Eddy convection in coaxial supersonic jets. *AIAA Journal*, Vol. 38(4), 2000, pp. 628–635.
- [174] **Nagel, R. T., Denham, J. W. & Papathanasiou, A. G.** Supersonic jet screech tone cancellation. *AIAA Journal*, Vol. 21(11), 1983, pp. 1541–1545.
- [175] **Neilson, J. H. & Gilchrist, A.** An analytical and experimental investigation of the trajectories of particles entrained by the gas flow in nozzles. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 35(3), 1969, pp. 549–559.
- [176] **Nobach, H. & Bodenschatz, E.** Limitations of accuracy in PIV due to individual variations of particle image intensities. *Experiments in Fluids*, Vol. 47(1), 2009, pp. 27–38.

- [177] **Nogueira, J., Lecuona, A. & Rodriguez, P. A.** Local field correction PIV : on the increase of accuracy of digital PIV systems. *Experiments in Fluids*, Vol. 27(2), 1999, pp. 107–116.
- [178] **Nogueira, J., Lecuona, A. & Rodriguez, P. A.** Identification of a new source of peak locking, analysis and its removal in conventional and super-resolution PIV techniques. *Experiments in Fluids*, Vol. 30(3), 2001, pp. 309–316.
- [179] **Norum, T. D.** Screech suppression in supersonic jets. *AIAA Journal*, Vol. 21(2), 1983, pp. 235–240.
- [180] **Norum, T. D.** Control of jet shock associated noise by a reflector. AIAA Paper 84-2279, 1984.
- [181] **Norum, T. D.** Supersonic rectangular jet impingement noise experiments. *AIAA Journal*, Vol. 29(7), 1991, pp. 1051–1057.
- [182] **Norum, T. D. & Brown, M. C.** Simulated high speed flight effects on supersonic jet noise. AIAA Paper 93-4388, 1993.
- [183] **Norum, T. D. & Seiner, J. M.** Location and propagation of shock associated noise from supersonic jets. AIAA Paper 80-0983, 1980.
- [184] **Norum, T. D. & Seiner, J. M.** Broadband shock noise from supersonic jets. *AIAA Journal*, Vol. 20(1), 1982, pp. 68–73.
- [185] **Norum, T. D. & Seiner, J. M.** Measurements of mean static pressure and far-field acoustics of shock-containing supersonic jets. NASA Technical Memorandum 84521, 1982.
- [186] **Norum, T. D. & Shearin, J. G.** Effects of simulated flight on the structure and noise of underexpanded jets. NASA Technical Paper 2308, 1984.
- [187] **Norum, T. D. & Shearin, J. G.** Shock noise from supersonic jets in simulated flight to Mach 0.4. AIAA Paper 86-1945, 1986.
- [188] **Norum, T. D. & Shearin, J. G.** Shock structure and noise of supersonic jets in simulated flight to Mach 0.4. NASA Technical Paper 2785, 1988.
- [189] **Nouri, J. M. & Whitelaw, J. H.** Flow characteristics of an underexpanded jet and its application to the study of droplet breakup. *Experiments in Fluids*, Vol. 21(4), 1996, pp. 243–247.
- [190] **Pack, D. C.** On the formation of shock-waves in supersonic gas jets (two dimensional flow). *The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, Vol. 1(1), 1948, pp. 1–17.
- [191] **Pack, D. C.** A note on Prandtl's formula for the wave-length of a supersonic gas jet. *The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, Vol. 3(2), 1950, pp. 173–181.
- [192] **Panda, J.** A shock detection technique based on light scattering by shock. *AIAA Journal*, Vol. 33(12), 1995, pp. 2431–2433.
- [193] **Panda, J.** An experimental investigation of screech noise generation. AIAA Paper 96-1718, 1996.
- [194] **Panda, J.** Shock oscillation in underexpanded screeching jets. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 363, 1998, pp. 173–198.
- [195] **Panda, J.** An experimental investigation of screech noise generation. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 378, 1999, pp. 71–96.
- [196] **Panda, J.** Two point space-time correlation of density fluctuations measured in high velocity free jets. AIAA Paper 2006-0006, 2006.

- [197] **Panda, J., Raman, G. & Zaman, K. B. M. Q.** Underexpanded screeching jets from circular, rectangular and elliptic nozzles. AIAA Paper 97-1623, 1997.
- [198] **Panda, J. & Seasholtz, R. G.** Measurement of shock structure and shock-vortex interaction in underexpanded jets using Rayleigh scattering. *Physics of Fluids*, Vol. 11(12), 1999, pp. 3761–3777.
- [199] **Panda, J. & Seasholtz, R. G.** Experimental investigation of density fluctuations in high-speed jets and correlation with generated noise. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 450, 2002, pp. 97–130.
- [200] **Panda, J., Seasholtz, R. G. & Elam, K. A.** Investigation of noise sources in high-speed jets via correlation measurements. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 537, 2005, pp. 349–385.
- [201] **Pao, S. P. & Salas, M. D.** A numerical study of two-dimensional shock vortex interaction. AIAA Paper 81-1205, 1981.
- [202] **Pao, S. P. & Seiner, J. M.** Shock-associated noise in supersonic jets. *AIAA Journal*, Vol. 21(5), 1983, pp. 687–693.
- [203] **Papamoschou, D.** Structure of the compressible turbulent shear layer. AIAA Paper 89-0126, 1989.
- [204] **Papamoschou, D.** A two-spark schlieren system for very-high velocity measurement. *Experiments in Fluids*, Vol. 7(5), 1989, pp. 354–356.
- [205] **Papamoschou, D. & Roshko, A.** The compressible turbulent shear layer : an experimental study. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 197, 1988, pp. 453–477.
- [206] **Petitjean, B. P.** *On the nonlinearities in the noise radiated from high-speed model jets*. Ph.D. Thesis, The Pennsylvania State University, 2006.
- [207] **Petitjean, B. P., Viswanathan, K., McLaughlin, D. K. & Morris, P. J.** Space-time correlation measurements in subsonic and supersonic jets using optical deflectometry. AIAA Paper 2007-3613, 2007.
- [208] **Pierce, A. D.** *Acoustics. An introduction to its physical principles and applications*. Acoustical Society of America, 1989.
- [209] **Pinckney, S. Z.** An improved static probe design. *AIAA Journal*, Vol. 12(4), 1974, pp. 562–564.
- [210] **Pinckney, S. Z.** A short static-pressure probe design for supersonic flow. NASA Technical Note D - 7978, 1975.
- [211] **Plumlee, H. E.** Effects of forward velocity on turbulent jet mixing noise. NASA Contractor Report 2702, 1976.
- [212] **Ponton, M. K. & Seiner, J. M.** The effects of nozzle exit lip thickness on plume resonance. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 154(3), 1992, pp. 531–549.
- [213] **Ponton, M. K. & Seiner, J. M.** Acoustic study of B helical mode for choked axisymmetric nozzle. *AIAA Journal*, Vol. 33(3), 1995, pp. 413–419.
- [214] **Powell, A.** The noise of choked jets. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 25(3), 1953, pp. 385–389.
- [215] **Powell, A.** On the mechanism of choked jet noise. *Proceedings of the Physical Society. Section B*, Vol. 66(12), 1953, pp. 1039–1056.
- [216] **Powell, A.** The reduction of choked jet noise. *Proceedings of the Physical Society. Section B*, Vol. 67(4), 1954, pp. 313–327.

- [217] **Powell, A.** On Prandtl's formulas for supersonic jet cell length. *International Journal of Aeroacoustics*, Vol. 9(1 & 2), 2010, pp. 207–236.
- [218] **Powell, A. & Ishii, R.** The screech of round choked jets, revisited. AIAA Paper 90-3980, 1990.
- [219] **Powell, A., Umeda, Y. & Ishii, R.** Observations of the oscillation modes of choked circular jets. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 92(5), 1992, pp. 2823–2836.
- [220] **Prandtl, L.** Über die stationären Wellen in einem Gasstrahl. *Physikalische Zeitschrift*, Vol. 5(19), 1904, pp. 599–601.
- [221] **Prasad, A. K., Adrian, R. J., Landreth, C. C. & Offutt, P. W.** Effect of resolution on the speed and accuracy of particle image velocimetry interrogation. *Experiments in Fluids*, Vol. 13(2-3), 1992, pp. 105–116.
- [222] **Ragni, D., Schrijer, F., van Oudheusden, B. W. & Scarano, F.** Particle tracer response across shocks measured by PIV. *Experiments in Fluids*, Vol. 50(1), 2011, pp. 53–64.
- [223] **Raman, G.** Cessation of screech in underexpanded jets. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 336, 1997, pp. 69–90.
- [224] **Raman, G.** Advances in understanding supersonic jet screech : Review and perspective. *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 34(1-2), 1998, pp. 45–106.
- [225] **Raman, G.** Supersonic jet screech : Half-century from Powell to the present. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 225(3), 1999, pp. 543–571.
- [226] **Raman, G., Panda, J. & Zaman, K. B. M. Q.** Feedback and receptivity during jet screech : influence of an upstream reflector. AIAA Paper 97-0144, 1997.
- [227] **Rask, O., Kastner, J. & Gutmark, E.** Understanding how chevrons modify noise in a supersonic jet with flight effects. *AIAA Journal*, Vol. 49(8), 2011, pp. 1569–1576.
- [228] **Ray, P. K. & Lele, S. K.** Sound generated by instability wave/shock-cell interaction in supersonic jets. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 587, 2007, pp. 173–215.
- [229] **Ribner, H. S.** Shock-turbulence interaction and the generation of noise. NACA Technical Note 1233, 1955.
- [230] **Ribner, H. S.** Reflection, transmission and amplification of sound by a moving medium. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 29(4), 1957, pp. 435–441.
- [231] **Rosfjord, T. J. & Toms, H. L.** Recent observations including temperature dependence of axisymmetric jet screech. *AIAA Journal*, Vol. 13(10), 1975, pp. 1384–1386.
- [232] **Ross, C. B., Lourenco, L. M. & Krothapalli, A.** Particle image velocimetry measurements in a shock-containing supersonic flow. AIAA Paper 94-0047, 1994.
- [233] **Sadr, R. & Klewicki, J. C.** An experimental investigation of the near-field flow development in coaxial jets. *Physics of Fluids*, Vol. 15(5), 2003, pp. 1233–1246.
- [234] **Samimy, M., Kim, J.-H. & Clancy, P. S.** Supersonic jet noise reduction and mixing enhancement through nozzle trailing edge modifications. AIAA Paper 1997-146, 1997.
- [235] **Samimy, M. & Lele, S. K.** Motion of particles with inertia in a compressible free shear layer. *Physics of Fluids A*, Vol. 3(8), 1991, pp. 1915–1923.
- [236] **Samimy, M., Zaman, K. B. M. Q. & Reeder, M. F.** Effect of tabs on the flow and noise field of an axisymmetric jet. *AIAA Journal*, Vol. 31(4), 1993, pp. 609–619.
- [237] **Sarohia, V.** Some flight simulation experiments on jet noise from supersonic underexpanded flows. *AIAA Journal*, Vol. 16(7), 1978, pp. 710–716.

- [238] **Sarohia, V.** Flight effects on subsonic jet noise. AIAA Paper 79-616, 1979.
- [239] **Sarohia, V. & Massier, P. F.** Effects of external boundary-layer flow on jet noise in flight. *AIAA Journal*, Vol. 15(5), 1977, pp. 659–664.
- [240] **Sarohia, V., Parthasarathy, S. P., Massier, P. F. & Banerian, G.** Noise radiation from supersonic underexpanded jets in flight. AIAA Paper 80-1032, 1980.
- [241] **Scarano, F. & Riethmuller, M. L.** Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete window offset. *Experiments in Fluids*, Vol. 26(6), 1999, pp. 513–523.
- [242] **Schlinker, R. H. & Amiet, R. K.** Experimental assessment of theory for refraction of sound by a shear layer. NASA Contractor Report 145359, 1978.
- [243] **Schlinker, R. H. & Amiet, R. K.** Refraction and scattering of sound by a shear layer. NASA Contractor Report 3371, 1980.
- [244] **Schlinker, R. H. & Amiet, R. K.** Shear layer refraction and scattering of sound. AIAA Paper 80-973, 1980.
- [245] **Schmidt, C.** Aerodynamic characterization of excited jets. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 61(1), 1978, pp. 148–152.
- [246] **Seasholtz, R. G., Panda, J. & Elam, K. A.** Rayleigh scattering diagnostic for dynamic measurement of velocity fluctuations in high speed jets. AIAA Paper 2001-847, 2001.
- [247] **Seiner, J. M.** Advances in high speed jet aeroacoustics. AIAA Paper 84-2275, 1984.
- [248] **Seiner, J. M., Dash, S. M. & Wolf, D. E.** Analysis of turbulent underexpanded jets, Part II : shock noise features using SCIPVIS. *AIAA Journal*, Vol. 23(5), 1985, pp. 669–677.
- [249] **Seiner, J. M., McLaughlin, D. K. & Liu, C. H.** Supersonic jet noise generated by large-scale instabilities. NASA Technical Paper 2072, 1982.
- [250] **Seiner, J. M. & Norum, T. D.** Experiments on shock associated noise of supersonic jets. AIAA Paper 79-1526, 1979.
- [251] **Seiner, J. M. & Norum, T. D.** Aerodynamic aspects of shock containing jet plumes. AIAA Paper 80-0965, 1980.
- [252] **Seiner, J. M. & Yu, J. C.** Acoustic near field and local flow properties associated with broadband shock noise. AIAA Paper 81-1975, 1981.
- [253] **Seiner, J. M. & Yu, J. C.** Acoustic near-field properties associated with broadband shock noise. *AIAA Journal*, Vol. 22(9), 1984, pp. 1207–1215.
- [254] **Settles, G. S.** *Schlieren and shadowgraph techniques*. Springer, Berlin Heidelberg, 2001.
- [255] **Shapiro, A. H.** *The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow*, Vol. 2. The Ronald Press Company, 1954.
- [256] **Shen, H. & Tam, C. K. W.** Effects of jet temperature and nozzle-lip thickness on screech tones. *AIAA Journal*, Vol. 38(5), 2000, pp. 762–767.
- [257] **Sherman, P. M., Glass, D. R. & Duleep, K. G.** Jet flow field during screech. *Applied Scientific Research*, Vol. 32(3), 1976, pp. 283–303.
- [258] **Shields, F. D. & Bass, H. E.** Atmospheric absorption of high frequency noise and application to fractional-octave band. NASA Contractor Report 2760, 1977.
- [259] **Shur, M. L., Spalart, P. R. & Strelets, M. K.** Noise prediction for underexpanded jets in static and flight conditions. *AIAA Journal*, Vol. 49(9), 2011, pp. 2000–2017.

- [260] **Stone, J. R. & Montegani, F. J.** An improved prediction method for the noise generated in flight by circular jets. NASA Technical Memorandum 81470, 1980.
- [261] **Suda, H., Manning, T. A. & Kaji, S.** Transition of oscillation modes of rectangular supersonic jet in screech. AIAA Paper 93-4323, 1993.
- [262] **Suzuki, T. & Lele, S. K.** Shock leakage through an unsteady vortex-laden mixing layer : application to jet screech. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 490, 2003, pp. 139–167.
- [263] **Taghavi, R. & Raman, G.** Visualization of supersonic screeching jets using a phase conditioned focusing schlieren system. *Experiments in Fluids*, Vol. 20(6), 1996, pp. 472–475.
- [264] **Tam, C. K. W.** On the noise of a nearly ideally expanded supersonic jet. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 51(1), 1972, pp. 69–95.
- [265] **Tam, C. K. W.** Effects of forward flight on broadband shock associated noise of supersonic jets. Lockheed-Georgia Company IR&D Project 84R465, 1984.
- [266] **Tam, C. K. W.** Excitation of instability waves by sound - a physical interpretation. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 105(1), 1986, pp. 169–172.
- [267] **Tam, C. K. W.** Stochastic model theory of broadband shock-associated noise from supersonic jets. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 116(2), 1987, pp. 265–302.
- [268] **Tam, C. K. W.** The shock-cell structures and screech tone frequencies of rectangular and non-axisymmetric jets. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 121(1), 1988, pp. 135–147.
- [269] **Tam, C. K. W.** Broadband shock-associated noise of moderately imperfectly expanded supersonic jets. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 140(1), 1990, pp. 55–71.
- [270] **Tam, C. K. W.** Broadband shock-associated noise from supersonic jets in flight. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 151(1), 1991, pp. 131–147.
- [271] **Tam, C. K. W.** Jet noise generated by large-scale coherent motion. In *Aeroacoustics of flight vehicles : theory and practice*, Vol. 1 : Noise sources, pp. 311–390. H. H. Hubbard (Ed.), 1991.
- [272] **Tam, C. K. W.** Broadband shock associated noise from supersonic jets measured by a ground observer. *AIAA Journal*, Vol. 30(10), 1992, pp. 2395–2401.
- [273] **Tam, C. K. W.** Supersonic jet noise. *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 27, 1995, pp. 17–43.
- [274] **Tam, C. K. W., Ahuja, K. K. & Jones III, R. R.** Screech tones from free and ducted supersonic jets. *AIAA Journal*, Vol. 32(5), 1994, pp. 917–922.
- [275] **Tam, C. K. W. & Burton, D. E.** Sound generated by instability waves of supersonic flows. Part 1. Two-dimensional mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 138, 1984, pp. 249–271.
- [276] **Tam, C. K. W. & Burton, D. E.** Sound generated by instability waves of supersonic flows. Part 2. Axisymmetric jets. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 138, 1984, pp. 273–295.
- [277] **Tam, C. K. W. & Chen, K. C.** A statistical model of turbulence in two-dimensional mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 92(2), 1979, pp. 303–326.
- [278] **Tam, C. K. W., Golebiowski, M. & Seiner, J. M.** On the two components of turbulent mixing noise from supersonic jets. AIAA Paper 96-1716, 1996.
- [279] **Tam, C. K. W., Jackson, J. A. & Seiner, J. M.** A multiple-scales model of the shock-cell structure of imperfectly expanded supersonic jets. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 153, 1985, pp. 123–149.

- [280] **Tam, C. K. W., Seiner, J. M. & Yu, J. C.** Proposed relationship between broadband shock associated noise and screech tones. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 110(2), 1986, pp. 309–321.
- [281] **Tam, C. K. W. & Tanna, H. K.** Shock associated noise of supersonic jets from convergent-divergent nozzles. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 81(3), 1982, pp. 337–358.
- [282] **Tam, C. K. W., Viswanathan, K., Ahuja, K. K. & Panda, J.** The sources of jet noise : experimental evidence. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 615, 2008, pp. 253–292.
- [283] **Tam, C. K. W., Viswanathan, K., Pastouchenko, N. N. & Tam, B.** Continuation of the near acoustic field of a jet to the far field. Part II. : Experimental validation and noise source characteristics. AIAA Paper 2010-3729, 2010.
- [284] **Tanna, H. K.** An experimental study of jet noise. Part II : Shock associated noise. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 50(3), 1977, pp. 429–444.
- [285] **Tanna, H. K., Dean, P. D. & Burrin, R. H.** The generation and radiation of supersonic jet noise, Vol. 4, shock-associated noise data. Technical Report AFAPL-TR-76-65, Air Force Wright Aeronautical Laboratories, 1976.
- [286] **Tanna, H. K., Dean, P. D. & Fisher, M. J.** The influence of temperature on shock-free supersonic jet noise. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 39(4), 1975, pp. 429–460.
- [287] **Tanna, H. K. & Morris, P. J.** In-flight simulation experiments on turbulent jet mixing noise. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 53(3), 1977, pp. 389–405.
- [288] **Tedeschi, G., Gouin, H. & Elena, M.** Solution of the equation of particle motion across a shock wave. *La Recherche Aéronautique*, Vol. 6, 1992, pp. 1–9.
- [289] **Thomas, P. J.** On the influence of the Basset history force on the motion of a particle through a fluid. *Physics of Fluids A*, Vol. 4(9), 1992, pp. 2090–2093.
- [290] **Thurow, B., Samimy, M. & Lempert, W.** Compressibility effects on turbulence structures of axisymmetric mixing layers. *Physics of Fluids*, Vol. 15(6), 2003, pp. 1755–1765.
- [291] **Troutt, T. R. & McLaughlin, D. K.** Experiments on the flow and acoustic properties of a moderate-Reynolds-number supersonic jet. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 116, 1982, pp. 123–156.
- [292] **Umeda, Y. & Ishii, R.** On the sound sources of screech tones radiated from choked circular jets. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 110(4), 2001, pp. 1845–1858.
- [293] **Urban, W. D. & Mungal, M. G.** Planar velocity measurements in compressible mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 431, 2001, pp. 189–222.
- [294] **Veltin, J.** *On the characterization of noise sources in supersonic shock containing jets*. Ph.D. Thesis, The Pennsylvania State University, 2008.
- [295] **Veltin, J., Day, B. J. & McLaughlin, D. K.** Forward flight effect on small scale supersonic jet acoustics. AIAA Paper 2010-3924, 2010.
- [296] **Veltin, J., Day, B. J. & McLaughlin, D. K.** Correlation of flowfield and acoustic field measurements in high-speed jets. *AIAA Journal*, Vol. 49(1), 2011, pp. 150–163.
- [297] **Veltin, J. & McLaughlin, D. K.** Noise mechanisms investigation in shock containing screeching jets using optical deflectometry. AIAA Paper 2008-2889, 2008.
- [298] **Venkatakrishnan, L.** Density measurements in an axisymmetric underexpanded jet by background-oriented schlieren technique. *AIAA Journal*, Vol. 43(7), 2005, pp. 1574–1579.

- [299] **Viswanathan, K.** Analysis of the two similarity components of turbulent mixing noise. *AIAA Journal*, Vol. 40(9), 2002, pp. 1735–1744.
- [300] **Viswanathan, K.** Aeroacoustics of hot jets. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 516, 2004, pp. 39–82.
- [301] **Viswanathan, K.** Instrumentation considerations for accurate jet noise measurements. *AIAA Journal*, Vol. 44(6), 2006, pp. 1137–1149.
- [302] **Viswanathan, K.** Scaling laws and a method for identifying components of jet noise. *AIAA Journal*, Vol. 44(10), 2006, pp. 2274–2285.
- [303] **Viswanathan, K.** Application of atmospheric attenuation correction in scaling jet spectra. *AIAA Journal*, Vol. 45(6), 2007, pp. 1432–1434.
- [304] **Viswanathan, K.** Does a model-scale nozzle emit the same jet noise as a jet engine? *AIAA Journal*, Vol. 46(2), 2008, pp. 336–355.
- [305] **Viswanathan, K.** Distributions of noise sources in heated and cold jets : are they different? *International Journal of Aeroacoustics*, Vol. 9(4-5), 2010, pp. 589–626.
- [306] **Viswanathan, K., Alkislar, M. B. & Czech, M. J.** Characteristics of the shock noise component of jet noise. *AIAA Journal*, Vol. 48(1), 2010, pp. 25–46.
- [307] **Viswanathan, K. & Czech, M. J.** Measurement and modeling of effect of forward flight on jet noise. *AIAA Journal*, Vol. 49(1), 2011, pp. 216–234.
- [308] **von Glahn, U.** New interpretations of shock-associated noise with and without screech. NASA Technical Memorandum 81590, 1980.
- [309] **Walsh, M. J.** Influence of particle drag coefficient on particle motion in high-speed flow with typical laser velocimeter applications. NASA Technical Note D-8120, 1976.
- [310] **Warda, H. A., Kassab, S. Z., Elshorbagy, K. A. & Elsaadawy, E. A.** An experimental investigation of the near-field region of a free turbulent coaxial jet using LDA. *Flow Measurement and Instrumentation*, Vol. 10(1), 1999, pp. 15–26.
- [311] **Weinstein, L. M.** An improved large-field focusing schlieren system. AIAA Paper 91-0567, 1991.
- [312] **Weinstein, L. M.** Large-field high-brightness focusing schlieren system. *AIAA Journal*, Vol. 31(7), 1993, pp. 1250–1255.
- [313] **Welch, P. D.** The use of fast fourier transform for the estimation of power spectra : a method based on time-averaging over short, modified periodograms. *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*, Vol. AU-15(2), 1967, pp. 70–73.
- [314] **Westerweel, J.** Efficient detection of spurious vectors in particle image velocimetry data. *Experiments in Fluids*, Vol. 16(3-4), 1994, pp. 236–247.
- [315] **Westley, R. & Lilley, G. M.** An investigation of the noise field from a small jet and methods for its reduction. Report No. 53, The College of Aeronautics, Cranfield, 1952.
- [316] **Westley, R. & Woolley, J. H.** The near field sound pressures of a choked jet during a screech cycle. *AGARD CP 42*, 1969, pp. 23-1 – 23-13.
- [317] **Westley, R. & Woolley, J. H.** The near field sound pressures of a choked jet when oscillating in the spinning mode. AIAA Paper 75-479, 1975.
- [318] **White, F. M.** *Viscous fluid flow*. McGraw Hill, 1974.

- 
- [319] **Wishart, D. P. & Krothapalli, A.** On the structure of a heated supersonic jet. *AIAA Paper* 94-0666, 1994.
- [320] **Wlezien, R. W. & Kibens, V.** Influence of nozzle asymmetry on supersonic jets. *AIAA Journal*, Vol. 26(1), 1988, pp. 27–33.
- [321] **Wynanski, I. & Fiedler, H.** Some measurements in the self-preserving jet. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 38(3), 1969, pp. 577–612.
- [322] **Yanta, W. J.** Measurements of aerosol size distributions with a laser Doppler velocimeter (LDV). *AIAA Paper* 73-705, 1973.
- [323] **Yanta, W. J., Gates, D. F. & Brown, F. W.** The use of a laser Doppler velocimeter in supersonic flow. *AIAA Paper* 71-0287, 1971.
- [324] **Yip, B., Lyons, M., Long, M., Mungal, M. G., Barlow, R. & Dibble, R.** Visualization of a supersonic underexpanded jet by planar Rayleigh scattering. *Physics of Fluids A*, Vol. 1(9), 1989, p. 1449.
- [325] **Yu, J. C. & Dosanjh, D. S.** Noise field of a supersonic Mach 1.5 cold model jet. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 51(5), 1972, pp. 1400–1410.
- [326] **Yu, J. C. & Seiner, J. M.** Nearfield observations of tones generated from supersonic jet flows. *AIAA Paper* 83-0706, 1983.
- [327] **Zaman, K. B. M. Q.** Effect of initial condition on subsonic jet noise. *AIAA Journal*, Vol. 23(9), 1985, pp. 1370–1373.
- [328] **Zaman, K. B. M. Q.** Far-field noise of a subsonic jet under controlled excitation. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 152, 1985, pp. 83–111.
- [329] **Zaman, K. B. M. Q.** Asymptotic spreading rate of initially compressible jets - experiment and analysis. *Physics of Fluids*, Vol. 10(10), 1998, pp. 2652–2660.
- [330] **Zaman, K. B. M. Q.** Spreading characteristics of compressible jets from nozzles of various geometries. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 383, 1999, pp. 197–228.
- [331] **Zaman, K. B. M. Q., Bridges, J. E. & Brown, C. A.** Excess broadband noise observed with overexpanded jets. *AIAA Journal*, Vol. 48(1), 2010, pp. 202–214.
- [332] **Zaman, K. B. M. Q. & Podboy, G. G.** Effect of microjet injection on supersonic jet noise. *AIAA Paper* 2010-4022, 2010.

**Liste des personnes Habilitées à Diriger des Recherches en poste à l'Ecole Centrale de Lyon**

Nom-Prénom	Corps grade	Laboratoire ou à défaut département ECL	Etablissement
BEROUAL Abderrahmane	professeur	AMPERE	ECL
BURET François	professeur	AMPERE	ECL
JAFFREZIC-RENAULT Nicole	directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
KRÄHENBÜHL Laurent	directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
NICOLAS Alain	professeur	AMPERE	ECL
NICOLAS Laurent	directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
SCORLETTI Gérard	professeur	AMPERE	ECL
SIMONET Pascal	directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
VOLLAIRE Christian	professeur	AMPERE	ECL

**Nbre Ampère 9**

HELLOUIN Yves	maître de conférences	DER EEA	ECL
---------------	-----------------------	---------	-----

**Nbre DER EEA 1**

GUIRALDENQ Pierre	professeur émérite	DER STMS	ECL
VINCENT Léo	professeur	DER STMS	ECL

**Nbre DER STMS 2**

LOHEAC Jean-Pierre	maître de conférences	ICJ	ECL
MAITRE Jean-François	professeur émérite	ICJ	ECL
MARION Martine	professeur	ICJ	ECL
MIRONESCU Elisabeth	professeur	ICJ	ECL
MOUSSAOUI Mohand	professeur	ICJ	ECL
MUSY François	maître de conférences	ICJ	ECL
ZINE Abdel-Malek	maître de conférences	ICJ	ECL

**Nbre ICJ 7**

CALLARD Anne-Ségolène	professeur	INL	ECL
CLOAREC Jean-Pierre	maître de conférences	INL	ECL
GAFFIOT Frédéric	professeur	INL	ECL
GAGNAIRE Alain	maître de conférences	INL	ECL
GARRIGUES Michel	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
GENDRY Michel	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
GRENET Geneviève	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
HOLLINGER Guy	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
KRAWCZYK Stanislas	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
LETARTRE Xavier	chargé de recherche	INL	CNRS/ECL
O'CONNOR Ian	professeur	INL	ECL
PHANER-GOUTORBE Magali	professeur	INL	ECL
ROBACH Yves	professeur	INL	ECL
SAINT-GIRONS Guillaume	chargé de recherche	INL	CNRS/ECL
SEASSAL Christian	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL

SOUTEYRAND Eliane	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
TARDY Jacques	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
VIKTOROVITCH Pierre	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL

**Nbre INL 18**

CHEN Liming	professeur	LIRIS	ECL
DAVID Bertrand	professeur	ICTT	ECL

**Nbre LIRIS 2**

BAILLY Christophe	professeur	LMFA	ECL
BERTOGLIO Jean-Pierre	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
BLANC-BENON Philippe	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
BOGEY Christophe	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CAMBON Claude	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CARRIERE Philippe	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CHAMPOUSSIN J-Claude	professeur émérite	LMFA	ECL
COMTE-BELLOT genevièvre	professeur émérite	LMFA	ECL
FERRAND Pascal	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
GALLAND Marie-Annick	professeur	LMFA	ECL
GODEFERD Fabien	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
GOROKHOVSKI Mikhail	professeur	LMFA	ECL
HENRY Daniel	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
JEANDEL Denis	professeur	LMFA	ECL
JUVE Daniel	professeur	LMFA	ECL
LE RIBAUT Catherine	chargée de recherche	LMFA	CNRS/ECL
LEBOEUF Francis	professeur	LMFA	ECL
PERKINS Richard	professeur	LMFA	ECL
ROGER Michel	professeur	LMFA	ECL
SCOTT Julian	professeur	LMFA	ECL
SHAO Liang	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
SIMOENS Serge	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
TREBINJAC Isabelle	maître de conférences	LMFA	ECL

**Nbre LMFA 23**

BENAYOUN Stéphane	professeur	LTDS	ECL
CAMBOU Bernard	professeur	LTDS	ECL
COQUILLET Bernard	maître de conférences	LTDS	ECL
DANESCU Alexandre	maître de conférences	LTDS	ECL
FOUVRY Siegfried	chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL
GEORGES Jean-Marie	professeur émérite	LTDS	ECL
GUERRET Chrystelle	chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL
HERTZ Dominique	past	LTDS	ECL
ICHCHOU Mohamed	professeur	LTDS	ECL
JEZEQUEL Louis	professeur	LTDS	ECL
JUVE Denyse	ingénieur de recherche	LTDS	ECL
KAPSA Philippe	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
LE BOT Alain	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
LOUBET Jean-Luc	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
MARTIN Jean-Michel	professeur	LTDS	ECL
MATHIA Thomas	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
MAZUYER Denis	professeur	LTDS	ECL
PERRET-LIAUDET Joël	maître de conférences	LTDS	ECL
SALVIA Michelle	maître de conférences	LTDS	ECL
SIDOROFF François	professeur	LTDS	ECL
SINOUE Jean-Jacques	professeur	LTDS	ECL
STREMSDOERFER Guy	professeur	LTDS	ECL

<i>THOUVEREZ Fabrice</i>	<i>professeur</i>	LTDS	ECL
<i>TREHEUX Daniel</i>	<i>professeur</i>	LTDS	ECL
<i>VINCENS Eric</i>	<i>maître de conférences</i>	LTDS	ECL

**Nbre LTDS 25**

*Total HdR ECL*

91

## AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 7 août 2006,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Monsieur C. BAILLY

et les rapports de

Monsieur Y. GERVAIS

Professeur - Institut P' - UPR 3346 - Université de Poitiers - ENSMA - CNRS Département Fluides  
Thermique Combustion - Branches Fluides - 86022 POITIERS cedex

et de

Monsieur J. PANDA

Docteur - Experimental Aero-Physics Branch - NASA Ames Research Center - Mail stop 260-1  
Moffett field - CA 94035 Etats-Unis

**Monsieur ANDRE Benoît**

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

**Ecole doctorale MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL ET ACOUSTIQUE**

Fait à Ecully, le 9 novembre 2012

P/Le directeur de l'E.C.L.  
La directrice des Etudes

