



HAL
open science

Instationnarités, mouvements d'onde de choc et tourbillons à grandes échelles dans une interaction onde de choc / couche limite avec décollement

Christian Haddad

► **To cite this version:**

Christian Haddad. Instationnarités, mouvements d'onde de choc et tourbillons à grandes échelles dans une interaction onde de choc / couche limite avec décollement. Mécanique [physics.med-ph]. Université de Provence - Aix-Marseille I, 2005. Français. NNT : . tel-00008394

HAL Id: tel-00008394

<https://theses.hal.science/tel-00008394>

Submitted on 8 Feb 2005

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

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

UNIVERSITE DE PROVENCE AIX-MARSEILLE I

Ecole Doctorale de Physique, Modélisation et Sciences pour l'Ingénieur

THÈSE

présentée en vue de

l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE PROVENCE

Discipline : MECANIQUE - ENERGETIQUE

présentée et soutenue publiquement par

Christian HADDAD

le 06 janvier 2005

**INSTATIONNARITES, MOUVEMENTS D'ONDE DE CHOC ET
TOURBILLONS A GRANDES ECHELLES DANS UNE INTERACTION
ONDE DE CHOC / COUCHE LIMITE AVEC DECOLLEMENT**

devant la commission d'examen :

M. ALZIARY de ROQUEFORT, Professeur, ENSMA Poitiers

Rapporteur

M. BOCCALETTO, Ingénieur de recherche, CNES Evry

Invité

M. CANDEL, Professeur, Ecole Centrale Paris

Examineur

M. DELERY, Directeur de recherche, ONERA Meudon

Rapporteur invité

M. DUPONT, Chargé de recherche, CNRS Marseille

Invité, co-encadrant

M. DUSSAUGE, Directeur de recherche, CNRS Marseille

Directeur de Thèse

M. JACQUIN, Directeur de recherche, ONERA Meudon

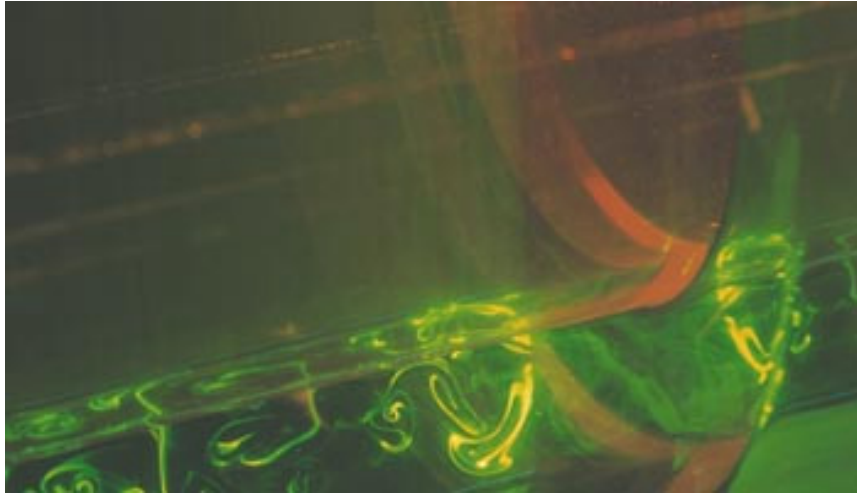
Rapporteur

M. MARTIN, Professeur, Université de Provence

Examineur

M. SAGAUT, Professeur, Université Paris VI

Examineur



Y.Gagne / Photothèque CNRS

« À Dieu, je demanderai : pourquoi la relativité et pourquoi la turbulence ? Je suis persuadé qu'il pourra répondre seulement à ma première question. »

W. Heisenberg

Remerciements

Le temps des remerciements est arrivé. Je vais essayer de m'employer à l'exercice de style, qui fait souvent l'objet d'un grand intérêt par les mêmes que la table des matières ou le sujet de thèse font rire. Comme tous les thésards, je ferais au mieux pour que tous ceux qui liront ces pages sachent qu'elles ont été écrites avec beaucoup d'émotion.

Mes plus grands remerciements vont d'abord à Fanny, qui pendant ma thèse, a toujours su me soutenir dans des contextes pas toujours faciles. Sa tendresse me touche et sa finesse me fascine. Pour tout, et pour ces belles années de coton, Fanny, je t'aime.

Mes plus vifs remerciements vont ensuite à mes encadrants de thèse, Pierre Dupont et Jean-François Debiève. Je voudrais dire à Pierre que je n'avais jamais rencontré de personnes qui connaissaient la syntaxe des commandes Matlab par coeur, et qui les tapaient en ligne. Maintenant, j'en ai rencontré une. Pierre a accepté de relire une première version de mon manuscrit et y a consacré une partie de ses vacances. Ses commentaires m'ont permis de réorganiser mon texte et m'ont aussi rassuré sur le fait que mon travail valait d'être présenté. Je voulais le remercier pour cela, et pour tout le reste : pour son soutien technique indéfectible de débogage de programmes (Allô Pierre ?), pour ses conseils qui ne me plaisaient pas et ses coups de gueule, pour sa bonne humeur et sa franchise.

Quant à Jean-François, "ours mal léché", je tiens à le remercier de m'avoir fourni des idées et de précieux conseils au moment où j'en avais besoin, de m'avoir réexpliqué certains articles en anglais que je croyais avoir compris, de m'avoir appris que "pied du choc" pouvait se dire "foot of the shock" dans la langue de Shaekspeare et de m'avoir rassuré quand les doutes m'assaillaient.

D'un point de vue scientifique, j'adresse mes remerciements à Jean-Paul Dussauge, mon directeur de thèse officiel, pour m'avoir accueilli au sein de son équipe et pour m'avoir donné l'opportunité d'enseigner la Turbulence pendant deux ans en dernière année à l'IUSTI. Ses conseils avisés, sa grande connaissance du domaine et son écoute attentive m'ont été très utiles.

Un grand merci à toute l'équipe technique, pour la joie et la bonne humeur qu'ils font régner au sein de l'équipe : Jean-Paul Ardissonne, pour sa sympathie et son irremplaçable travail d'ingénieur sur la soufflerie et Stéphane Mucini dit "Gelaniak", imbattable à Unreal Tournament et dont l'écoute

et l'amitié me sont chers. Les moments passés au restaurant administratif et les fous rires au café avec Jean-Paul Lacharme sont inoubliables.

Cette thèse a bénéficié du soutien financier du Centre National d'Etudes Spatiales. Je remercie M. Boccaletto, ingénieur au CNES, d'avoir suivi mes travaux et de faire partie de mon jury. Je remercie chaleureusement les autres membres du jury : les examinateurs ainsi que les rapporteurs, messieurs Détery, Jacquin et Alziary qui n'ont eu que des commentaires et des questions très constructives qui m'ont apporté un point de vue très intéressant sur certaines questions.

Mon père et ma mère ont évidemment joué un très grand rôle dans cette thèse : ils m'ont enseigné ainsi qu'à mes frères et soeurs Laurette, Josette, Karine et Noël les valeurs de travail et d'honnêteté avec lesquelles j'ai essayé d'aborder cette étude. J'adresse une pensée particulière à Maman qui est décédée le 2 août 2003. Elle aurait tant aimé voir la fin de ce travail.

Merci à Karine et Thibaut, à Annie et Roland, à Antoun et Juliette d'avoir toujours été là, près de moi et de m'avoir soutenu.

L'envie est forte de remercier ceux qui ont partagé ma vie marseillaise pendant ces trois années. Je pense d'abord à Vincent, Vinz, Vincenzo, Krafoulasse, Kekfoulaina, Chotkidé, tous ces frères qui ne font qu'un et dont le parcours ressemble étrangement au mien : merci à toi et à Jule pour tous les moments passés ensemble. Je pense à mes autres amis marseillais ou aixois Gabriel "Zoub" et Emma, Julien "Popo", Christophe "Brog", Anna, Clara, Eric, Thierry et Ploum, Christophe et Patrice ainsi qu'à tous les fous du club de plongée de Cassis qui m'ont amené à 40 mètres pour me faire voir des poissons bizarres. Je n'ai pas cité ceux qui n'habitent pas Marseille, mes amis d'enfance et d'Orsay, et qui ont toujours répondu présent : Willy et Nass, Karim "Zousman" et la "Red Bull Team", Thomas "Zam", Maryse Bothner et Michèle Khalifa, Ivan "Bouc" et Quentin. Enfin, un dernier mot pour toutes les personnes qui ont été à la fête ces dernières années, et qui y sont pour beaucoup dans le plaisir que j'aurai à me les remémorer ; mes amis thésards ou post-doctorants parisiens, lyonnais : Julien "Sieb", Laurent "Leu-Oui", Lynn, Caro, Etienne, Magali et Angèle et mes amis montpelliérains et / ou lozériens : Romain et Sandrine, Armelle et José "Roussairito", Caro, Loïc et Leny ainsi que

tous les autres que je ne peux pas citer. Elles ont toutes un rôle non négligeable dans l'aboutissement de ce travail de thèse.

Merci à tous.

Haddadus Lourdae.

Table des matières

Notations et symboles.....	5
I Introduction.....	8
II Moyens expérimentaux. Méthodes de mesure.....	16
II.1 Caractéristiques de la soufflerie supersonique.....	16
II.2 Instrumentation et systèmes de mesures.....	17
II.2.1 Générateur de choc.....	17
II.2.2 Visualisation strioscopique.....	17
II.2.3 Mesures de pression.....	18
II.2.4 Mesures de quantité de mouvement.....	19
II.2.5 Mesures de vitesse.....	20
II.2.5.A Mesure par Anémométrie Laser Doppler.....	20
II.2.5.B Mise en place de la Particle Image Velocimetry.....	21
II.2.5.B.a Difficultés de la métrologie PIV en supersonique.....	21
II.2.5.B.b Montage expérimental.....	22
II.2.5.B.c Traitement des images.....	24
II.2.5.B.d Conséquences du montage sur les mesures.....	26
II.3 Validation des mesures.....	28
II.3.1 Validation des données brutes de PIV.....	28
II.3.2 Validation des mesures de pression.....	32
III Caractéristiques générales de l'interaction.....	33
III.1 Description de l'interaction. Choix des configurations de décollement.....	33
III.2 Détermination des échelles spatiales caractéristiques de l'interaction.....	34
III.2.1 Détermination de la position des chocs incident et réfléchi.....	35
III.2.2 Paramétrage de la longueur d'interaction.....	37
III.3 Répartition des grandeurs dans l'interaction.....	39
III.3.1 Evolution longitudinale de la pression moyenne.....	39
III.3.2 Répartition des champs moyens et turbulents.....	41
IV Organisation longitudinale de l'interaction.....	43
IV.1 Propriétés de la couche limite amont.....	43

IV.1.1	Caractéristiques générales.....	43
IV.1.2	Caractéristiques spectrales.....	44
IV.2	Analyse des mouvements du choc réfléchi instationnaire.....	45
IV.2.1	Les fréquences mises en jeu par le choc réfléchi.....	45
IV.2.2	Caractéristiques de la nappe de choc réfléchi instationnaire.....	46
IV.2.3	Paramétrage des fréquences du choc réfléchi.....	48
IV.3	La zone détachée : une région multi-échelles.....	49
IV.3.1	Rappels sur les écoulements détachés.....	50
IV.3.2	Caractérisation des fréquences énergétiques de l'interaction.....	52
IV.3.2.A	Résultats dans l'interaction.....	52
IV.3.2.B	Interprétation.....	55
IV.3.3	Les basses fréquences dans la zone détachée.....	61
IV.3.3.A	Contribution énergétique des basses fréquences.....	61
IV.3.3.B	Mouvement à basses fréquences dans la recirculation.....	63
IV.4	Liaisons entre le choc réfléchi et le reste de l'écoulement.....	65
IV.4.1	Influence de la couche limite amont sur les battements du choc réfléchi.....	65
IV.4.2	Couplages entre le choc réfléchi et la dynamique de la zone détachée.....	67
IV.4.2.A	Déphasage.....	67
IV.4.2.B	Vitesses de groupe.....	69
V	Organisation transversale de l'interaction.....	71
V.1	Tridimensionnalités de la zone de recirculation.....	71
V.2	Estimation des effets des interactions choc / couche limite de hublot	72
V.3	Développement de structures tourbillonnaires en envergure.....	74
V.3.1	Mise en évidence. Localisation	74
V.3.2	Echelles de temps des tourbillons.....	76
V.3.3	Conséquences.....	76
V.4	Perspectives.....	77
VI	Synthèse. Conclusions.....	80
	Bibliographie.....	85
	Figures.....	92
	Annexes.....	147

Notations et symboles

U_c	Célérité de convection
a	Célérité du son
C_D	Coefficient de traînée
R	Constante des gaz parfaits
U, V, W	Composantes moyennes des vitesses longitudinale, verticale et transversale
$\overline{u'^2}, \overline{v'^2}, \overline{w'^2}$	Composantes normales du tenseur de Reynolds. Moments d'ordre 2 des fluctuations de vitesses longitudinale, verticale et transversale
X, Y, Z	Coordonnées longitudinale, verticale et transversale dans un repère cartésien
E	Densité spectrale de puissance (<i>DSP, PSD</i>)
<i>Coherence</i>	Fonction de cohérence réelle
n, F	Fréquence
F_e	Fréquence d'échantillonnage
F_{rot}	Fréquence de rotation
$\frac{u'_i}{U} = \frac{\sqrt{u'^2_i}}{U}$	Intensités de turbulence
L_R	Longueur de décollement subsonique
L_{ex}	Longueur d'excursion du choc réfléchi
L	Longueur d'interaction

Notations et symboles

M	Nombre de Mach
M_c	Nombre de Mach convectif
k	Nombre d'onde
\mathfrak{R}_δ	Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de couche limite
\mathfrak{R}_p	Nombre de Reynolds particulaire
St_{ch}	Nombre de Strouhal du choc réfléchi, $St_{ch}=F_{ch}L/U_\infty$
St	Nombre de Strouhal, $St=FL/U_\infty$
P	Pression statique
$u'_i = \sqrt{u'^2}$, $p' = \sqrt{p'^2}$	Ecart-type des fluctuations de vitesses et de pression ou rms
T	Température statique
\vec{V}	Vecteur vitesse de l'écoulement
U_τ	Vitesse de frottement
V_ϕ	Vitesse de phase
V_g	Vitesse de groupe
θ	Angle d'incidence du générateur de choc
γ	Coefficient d'intermittence
r, β, φ	Coordonnées radiales, de déclinaison et azimuthale dans un repère sphérique
ζ	Distance entre deux capteurs
δ_0	Epaisseur de la couche limite initiale
δ	Epaisseur de couche de mélange
δ_1	Epaisseur de déplacement compressible
δ_2	Epaisseur de quantité de mouvement compressible
δ_ω	Epaisseur de vorticité
τ	Frottement
λ	Longueur d'onde d'une allée tourbillonnaire

Notations et symboles

ρ	Masse volumique
Φ	Phase du spectre croisé
ω	Pulsation
Δ	Relatif à la variation d'une grandeur
δ'	Taux d'évasement de la couche de mélange
μ	Viscosité moléculaire
ν	Viscosité cinématique
Ω	Vitesse angulaire

Indices

p	Relatif à la paroi
f	Relatif à l'écoulement
∞	Relatif aux conditions extérieures
mes	Relatif aux grandeurs mesurées
$réel$	Relatif aux grandeurs réelles
$*$	Relatif aux grandeurs adimensionnées
l	Relatif aux grandeurs en aval du choc incident
is	Relatif aux grandeurs isentropiques
ch	Relatif au choc réfléchi
th	Relatif aux grandeurs "théoriques"

I Introduction

En régime supersonique, l'interaction entre une onde de choc et une couche limite turbulente est un phénomène fréquemment rencontré dans de nombreuses configurations aérodynamiques, internes (tuyères, entrées d'air, compresseurs) ou externes (nacelles). Les conséquences, souvent néfastes, de ces interactions ont motivé un grand nombre de recherches très diverses. Elles portent aussi bien sur des expériences effectuées en configuration réelle, sur des études menées en soufflerie dans des configurations plus simples d'interactions qui reproduisent une grande partie des phénomènes observés, ou sur la modélisation analytique ou numérique de ces phénomènes. La complexité des phénomènes mis en jeu dans ces interactions rend la précision des prédictions particulièrement difficile.

Un exemple des domaines d'application qui illustre cette complexité est l'aérodynamique des tuyères. En effet, les tuyères de lanceurs type Ariane 5 sont conçues pour être adaptées à haute altitude, c'est-à-dire pour un rapport entre la pression atmosphérique et la pression statique dans la chambre de combustion nominal. Or, au décollage et pendant la première phase de vol, ce rapport est nettement plus élevé que le rapport nominal. La tuyère fonctionne alors en régime de surdétente, qui a pour effet de générer un choc de recompression qui, détaché de la paroi, pénètre dans le divergent et provoque le décollement des couches limites en paroi. La distribution de ces décollements est souvent aléatoire, rendant l'écoulement dissymétrique et favorisant l'apparition de charges latérales. De plus, les fluctuations des valeurs et directions induites par ces décollements de paroi peuvent affecter les caractéristiques du vecteur poussée résultant et nuire aux performances globales du véhicule. Ces phénomènes instationnaires se produisent à basses fréquences, typiquement quelques dizaines de Hertz dans le cas des moteurs *Vulcain* : ils mettent en jeu des échelles qui sont susceptibles de constituer une source d'excitation aérodynamique de certains modes propres de la structure et être préjudiciables à son intégrité. Les efforts latéraux sont donc un facteur limitant lors de la conception des géométries de tuyère, puisqu'ils aboutissent en général à un choix de tuyères plus épaisses (donc plus lourdes), ou plus courtes dont le rendement sera

moindre, donc à une diminution de la charge utile. Les causes exactes de l'apparition de ces charges sont à ce jour, encore mal connues.

Différents types de tuyères ont fait l'objet d'études expérimentales pour caractériser **l'aspect moyen de ces décollements**. Les études de *Lawrence* [63], [64] mettent en évidence, pour des géométries de tuyère assez variées (tuyères bidimensionnelles, tuyères axisymétriques), des fortes dissymétries des évolutions de pression statique pariétale à différents régimes de fonctionnement (donc pour différents rapports de pression). L'auteur associe ces phénomènes à différentes organisations de décollement (décollement stable et instable, décollement avec ou sans recollement...). D'autres expériences (*CNES* [48], *LEA-CEAT* : *Nguyen et al.* [73], [72], *Girard* [51]) effectuées pour des géométries de **tuyères réelles** alimentées en air, ont révélé deux types de structure de décollement en régime sudétendu: pour les faibles rapports de pression, la couche limite est impactée par un choc de recompression oblique et décolle, la réflexion du choc sur l'axe pouvant engendrer un choc droit centré sur l'axe (disque de Mach). L'évolution longitudinale de la pression de paroi augmente dans l'interaction pour atteindre la pression ambiante. Ce décollement est dit **libre** car, en aval de l'interaction, la zone de recirculation ne réattache pas. Pour des rapports de pression supérieurs à une valeur critique, la pression de paroi augmente au passage du choc, puis dépasse drastiquement la pression aval dans la zone de recirculation, pour converger en sortie vers la pression ambiante. Ce décollement, qui s'accompagne d'autres phénomènes complexes (formation d'un choc interne, détente, reformation de chocs de recompression, développement d'une couche de mélange), est dit **restreint**, car la couche limite recolle en paroi du divergent (Figure 1). Il a été montré expérimentalement par *Nguyen et al.* que le passage d'un de ces régimes à l'autre provoque des fluctuations de pression sévères pour le bon fonctionnement de la tuyère, car directement corrélées à l'apparition de charges latérales significatives.

Cependant, ces études ne concernent pas l'identification de l'origine des instationnarités, dont les basses fréquences mises en jeu sont plusieurs ordres de grandeur inférieures à celles mises en jeu dans l'écoulement amont, comme la turbulence de la couche initiale par exemple.

Pour mieux prédire ces phénomènes physiques, des études sont menées **en soufflerie**, dans des configurations plus simples d'interactions choc/couche limite bidimensionnelles avec

décollement. Elles font l'objet d'études expérimentales, numériques et analytiques depuis plus de 50 ans.

La plus étudiée de ces configurations est **l'interaction entre une onde de choc et une couche limite turbulente créée par une rampe de compression**. Le choc est généré par l'inclinaison de la rampe, avec création d'ondes de compression dues à la déflexion de l'écoulement (Figure 2). Lorsque le choc est suffisamment fort, il fait décoller la couche limite. La topologie de l'écoulement moyen a largement été étudiée et détaillée dans des ouvrages de référence (*Délery et Marvin* [30], *Smits et Dussauge* [91]). Nombre d'auteurs s'accordent à dire que le choc est animé d'un mouvement d'oscillation aléatoire et que les fréquences mises en jeu par celui-ci sont assez basses dans les écoulements de soufflerie, typiquement de quelques centaines de Hz (*Dolling et Murphy* [37], *Dolling et Or* [38], *Dolling et Brusniak* [36], *Muck et al.* [69], *Erengil et Dolling* [47],[46], *Thomas et al.*). Par ailleurs, il apparaît (*Bogdonoff* [12], *Price et Stallings* [80], *Settles et al.* [88]) que le caractère instationnaire du front de choc est d'autant plus marqué que le décollement est fort.

Les principales caractéristiques de la zone détachée : déformation des profils de vitesse longitudinale, forts niveaux de turbulence longitudinale, maximums de turbulence détachés de la paroi, ont été mises en évidence par *Settles et al.* [88], *Ardonceanu et al.* [3] et *Deleuze et Elena* [31]. *Settles* souligne que ces caractéristiques sont celles d'une couche de mélange libre. L'analyse des écoulements décollés derrière plaque plane de *Cherry et al.* [18] et *Kiya et Sasaki* [57] ont mis en évidence, en régime subsonique, l'existence de phénomènes instationnaires à basses fréquences dans la zone détachée via la caractérisation des fréquences des structures cohérentes de la couche cisailée, nettement inférieures à celle associées à la turbulence. Ces études ont inspiré les travaux d'*Andreopoulos et al.* [2] puis *Erengil et Dolling* [47] qui ont essayé de mettre en évidence certaines similitudes avec les échelles énergétiques de la région détachée de la rampe de compression, en particulier concernant l'adimensionnement des fréquences caractéristiques de cette zone. De leur côté, *Thomas et al.* [95] s'intéressaient aux caractéristiques spectrales de l'écoulement de rampe et présentaient la zone de recirculation comme une région de développement de structures dont les fréquences énergétiques évoluaient le long de l'interaction.

Depuis, plusieurs études ont été menées afin de déterminer le mécanisme responsable de l'oscillation du choc et ont abouti à des résultats controversés. Une des propositions formulées par *Plotkin* [78] et reprise par *Dolling et Brusniak* [36] est que la turbulence de la partie externe de la couche limite amont perturbe suffisamment le choc pour provoquer son oscillation. Les travaux d'*Andreopoulos et al.* [2] vont plus loin puisqu'ils suggèrent non seulement que les fréquences d'émission de structures (*bursting frequency*) dans la couche limite sont fortement corrélées à celles du choc instationnaire, mais que les mouvements de ce dernier sont totalement indépendants de la région décollée juste en aval. D'autres expériences viennent contredire cette affirmation. Dans les rampes de compression, des études (*Dolling et Murphy, Dolling et Or, Erengil et Dolling*) montrent que l'oscillation du choc pourrait être due aux mouvements instationnaires de la région détachée, ces perturbations pouvant se transmettre vers l'amont à travers la région subsonique de l'interaction. *Beresh et Dolling* [8] indiquent une faible dépendance entre les profils instantanés de vitesse de la couche limite selon la direction des mouvements du choc, sans corrélation évidente entre les deux objets. De même, les récents travaux de *Thomas et al.*, montrent qu'aucun lien statistique entre des événements de la couche limite et les oscillations de choc n'est mesuré et affichent une franche corrélation de ces oscillations avec le bulbe de décollement. On peut souligner que les conclusions de *Dolling et Murphy, Dolling et Or* s'appuient sur les résultats de *Kiya et al.* [58] en écoulement subsonique décollé derrière un cylindre, qui proposaient un schéma d'oscillation auto-entretenu de la zone de décollement : l'impact en paroi des structures cohérentes de la couche cisailée au niveau du recollement générerait des fluctuations de pression, qui, se propageant vers l'amont à la vitesse du son, entretiendraient l'instabilité du décollement et modifieraient la formation des tourbillons. Ses hypothèses n'ont cependant jamais été vérifiées, ni par la théorie, ni par l'expérience.

Une autre configuration est la **réflexion d'une onde de choc incidente sur une paroi plane**. L'intensité du choc incident est pilotée par l'incidence d'un générateur de choc placé dans l'écoulement et peut ainsi provoquer le décollement de la couche limite de paroi (Figure 3). Cette configuration expérimentale a fait l'objet des travaux de *Green* [52], d'*Hakkinen et al.* [55] et de *Chapman et al.* [17] jusque dans les années 1970. Les propriétés de l'écoulement moyen et la topologie de l'interaction ont pu être établies pour des régimes d'écoulement très variés, pour des couches limites laminares ou turbulentes. Des revues de référence (*Délery et*

Marvin [30], *Smits et Dussauge* [91], *Délery* [28]) reprennent l'essentiel de ces résultats de façon synthétique. Plus récemment, l'interaction a donné lieu à deux études dans le groupe supersonique de l'IUSTI : la première (*Deleuze* [32]) renseignait sur le comportement de l'anisotropie de la turbulence au travers de l'interaction et suggérait que celle-ci se comportait similairement à une couche limite soumise à un gradient de pression adverse en aval de l'interaction ; la deuxième (*Laurent* [62]) étudiait l'aspect spectral de la turbulence et montrait l'influence du chauffage pariétal sur la répartition des champs moyens et turbulents et sur les échelles spatiales mises en jeu, comme la longueur d'interaction. Les simulations numériques type *LES* de *Garnier et al.* [49] reprenaient les principaux résultats expérimentaux de *Laurent* et *Deleuze* pour montrer un très bon accord des grandeurs moyennes et turbulentes mesurées avec leurs simulations. D'autres études comme celles de *Gefroh et al.* [50] portent plutôt sur le contrôle des grandeurs de l'interaction (évolution de la pression moyenne, des vitesses longitudinales moyennes et turbulentes, des épaisseurs de couche limite et de quantité de mouvement) par la mise en place de mésoflaps aéroélastiques en paroi. Cette interaction, contrairement à la précédente, n'a donné lieu à aucune étude portant sur les instationnarités présentes dans l'interaction comme les probables mouvements des chocs, sur le comportement de la zone détachée en comparaison aux écoulements détachés subsoniques, ou encore sur la caractérisation fréquentielle des différentes zones de l'interaction (chocs, zone détachée, relaxation).

Différentes études théoriques et expérimentales ont essayé de comprendre et de modéliser les instabilités aérodynamiques qui se développent dans ce type d'interactions choc / couche limite. D'après *Robinet* [83], deux aspects distincts ont principalement été abordés : les instationnarités générées par la couche limite décollée et celles engendrées par le mouvement du choc. Certains travaux, expérimentaux (*Bogar et Sajben* [11]) ou numériques (*Culick et Rogers* [21]) se sont intéressés à la réponse en fréquence et aux critères d'instationnarité d'un choc soumis à différentes excitations extérieures. D'autres, comme les études de *Ribner* [81], *Moore* [68] et *Mc Kenzie et al.* [67], s'appuient sur l'analyse linéaire pour étudier l'amplification des différents modes de turbulence à travers une onde de choc et prédire les caractéristiques de l'écoulement aval. De ces études, il ressort qu'une onde de choc droite peut être sélective en fréquence si l'écoulement en aval de celle-ci est non constant et en particulier réaccélééré. Pour un écoulement aval strictement constant, l'onde de choc n'est plus sélective

en fréquence et se comporte comme un filtre passe-bas. La récente modélisation des instationnarités de la couche limite décollée par des analyses de stabilité ne concerne encore que les cas d'écoulements incompressibles (*Theofilis* [93]). Par ailleurs, un récent calcul de stabilité 2D (*Robinet et al.* [82]) et 3D (*Bouin et Robinet* [13]) dans une interaction choc / couche limite laminaire montre, au delà d'une certaine intensité de décollement, une forte instationnarité de la zone de recirculation ayant probablement pour origine une instabilité globale de la zone décollée, engendrant et entretenant le développement de structures en envergure dans l'interaction.

Une caractéristique commune aux deux types d'interaction choc / couche limite présentés auparavant est qu'elles sont qualifiées de bidimensionnelles par la majorité des expérimentateurs. Les grandeurs sont souvent mesurées sur l'axe médian des souffleries, les propriétés déduites sont généralisées au plan de mesure et la structure transverse de ces interactions n'est donc pas explorée. Cependant, dans plusieurs interactions bidimensionnelles, d'autres auteurs mentionnent le développement de tridimensionnalités, en général localisées près de la ligne de séparation à l'aide de visualisations pariétales (*Settles* [89], *Roshko et al.* [86], *Bourgoing* [15]), ou de simulations numériques (*Délery et Formery* [29]). *Settles* constate que ce phénomène est amplifié par l'intensité du décollement et l'attribue à l'interaction complexe des structures longitudinales avec les effets de paroi : ces interactions choc / couche limite de paroi latérale (*Skewed shock wave interaction*) ont d'ailleurs fait l'objet de modélisations et de représentations schématiques par *Alvi et Settles* [1], *Kubota et al.* [60], ou *Tan et al.* [92]. Des mesures ont été effectuées par *Bourgoing* [15] dans une tuyère plane présentant un choc droit divisant en λ près de la paroi ; elles révèlent la présence en envergure de structures tourbillonnaires *trombe* de proche paroi, en aval du choc et à proximité des hublots, qui disparaissent à mesure que l'on s'éloigne de la paroi, confirmée par des visualisations pariétales et une analyse topologique des points singuliers des systèmes différentiels (*Poincaré* [79], *Lighthill* [65]). Une analyse numérique similaire menée par *Doerffer et al.* [35], [34] sur un écoulement détaché généré par une interaction choc normal / couche limite de paroi convexe ainsi que des visualisations pariétales en paroi, mettent aussi en évidence l'existence de structures tridimensionnelles dans toute la région détachée.

Introduction

C'est dans ce cadre que s'inscrivent nos travaux expérimentaux. Ils s'appuient sur des mesures effectuées en soufflerie supersonique, dans une interaction réflexion de choc oblique/couche limite turbulente. Les principales interactions entre une onde de choc et une couche limite présentées ci-dessus sont d'une grande diversité en termes de géométrie ou de conditions initiales (i.e. paramètres de l'écoulement). Il apparaît toutefois, pour une intensité de choc suffisamment élevée, que la plupart des interactions présentent des phénomènes majeurs analogues : un choc et une zone de recirculation instationnaires, une interaction multi-échelles avec des échelles mises en jeu différentes selon les régions de l'interaction, le choc étant caractérisé par les basses fréquences, la zone détachée par un mélange d'échelles dont la répartition des fréquences caractéristiques est complexe ; et dans certaines interactions, la présence et le développement de structures en envergure. Les problématiques associées à ces phénomènes peuvent être communes, même si elles donnent parfois lieu à des interprétations ou à des résultats contradictoires selon les auteurs : elles concernent la nature et la caractérisation des différentes instationnarités, l'existence et le rôle des tridimensionnalités dans l'interaction et la recherche d'un mécanisme responsable de l'oscillation du choc, ou plus généralement le couplage entre ces instationnarités. Nous examinerons dans quelle mesure les conclusions énoncées dans les rampes de compression ou les écoulements subsoniques ont assez de généralité pour pouvoir être étendues à notre interaction. L'absence de choc et de conditions amont type couche limite dans les écoulements détachés subsoniques a tout son intérêt dans la mesure où les caractéristiques intrinsèques au décollement pourront être étudiées. Par ailleurs, on ne dispose pas de facteur de similitude adéquat entre les expériences de soufflerie et les phénomènes souvent identiques observés dans les tuyères de fusées, pour les tailles des décollements par exemple ou les fluctuations de choc, les fréquences mises en jeu dans ce dernier étant vraisemblablement plus élevées en soufflerie. La recherche de grandeurs adimensionnelles prenant en compte ces échelles peut se révéler particulièrement importante dans ce type d'études.

Une première partie de l'étude est consacrée à la présentation du dispositif expérimental et des méthodes de mesure de pression et de vitesse. On s'intéressera notamment à la Particle Image Velocimetry, dont la récente et délicate mise en place s'est avérée particulièrement utile dans notre interaction.

Introduction

Le deuxième chapitre dresse les caractéristiques générales et présente les différentes zones de notre interaction (chocs incident et réfléchi, zone de recirculation, zone de relaxation). Nous montrerons, en définissant différentes configurations d'essai, que le caractère instationnaire de l'interaction est significativement fonction de l'intensité du choc incident (i.e. intensité de décollement). Nous chercherons à cette occasion les échelles permettant d'obtenir une représentation adimensionnelle et en particulier les échelles de longueur. Puis, la répartition de certaines grandeurs moyennes, turbulentes et aérodynamiques dans les différentes zones de l'interaction et leur modification selon la configuration de décollement seront présentées.

Le chapitre trois sera consacré à la répartition longitudinale des échelles fréquentielles de l'interaction. La diversité de ces échelles nous amènera d'abord à caractériser spectralement chacune des régions (couche limite amont, choc réfléchi, zone détachée). La pertinence de certaines grandeurs d'adimensionnement sera examinée et nous amènera à établir — en fonction de l'intensité du choc — certaines similitudes entre les échelles mises en jeu dans l'interaction et celles qui se développent dans d'autres configurations d'écoulement décollés, en régime subsonique ou supersonique. L'analyse et l'interprétation des mesures en deux points permettra de mettre en lumière quelques liaisons entre les différentes instationnarités et d'identifier certains mécanismes responsables de l'oscillation du choc.

Dans le dernier chapitre, il s'agira de caractériser l'organisation spatiale de l'interaction, rendue possible grâce aux mesures PIV effectuées dans un plan parallèle à la paroi. Ces premières mesures permettront de détailler l'architecture de l'écoulement en envergure et de rendre compte des éventuelles tridimensionnalités qui s'y développent. Enfin, les relations entre l'organisation spatiale de l'interaction et la fréquence des oscillations observées seront discutées.

II Moyens expérimentaux. Méthodes de mesure

II.1 Caractéristiques de la soufflerie supersonique

La soufflerie supersonique de l'IUSTI est équipée de deux veines d'essais S7 et S8 (vue d'ensemble Figure 4). Les expériences de notre étude ont été réalisées dans la tuyère S8, dont la section d'essai a une hauteur de 120 mm pour une envergure de 170 mm (Figure 5). Sa conception générale et son fonctionnement en circuit fermé assurent un régime continu et permettent d'effectuer les expériences pendant plusieurs heures si nécessaire, sans dérive majeure des conditions génératrices de l'écoulement. Par ailleurs, les pièges anti-bruit et les filtres calibrés placés dans la chambre de tranquillisation permettent de réduire les niveaux de turbulence naturelle et d'obtenir ainsi un écoulement potentiel dont les fluctuations de vitesse et de température sont inférieures à 0.1%. La soufflerie est pilotée par un automate qui programme les séquences de fonctionnement (démarrage, arrêt...), signale et localise les dysfonctionnements éventuels. Le nombre de Mach nominal est de $M= 2.28$. La pression génératrice est réglable entre 0.15 atm et 0.9 atm ; en la modifiant, on peut faire varier le nombre de Reynolds de l'écoulement. Dans notre expérience, cette pression est régulée et maintenue constante à $0.5 \text{ atm} \pm 0.3\%$. L'épaisseur de la couche limite initiale étant de $\delta_0=11\text{mm}$, le nombre de Reynolds basé sur cette même quantité est $\Re_\delta =4.5 \cdot 10^4$. La température totale nominale est de 300 K (température ambiante) et dérive faiblement autour de cette valeur, moins de 0.2 K par heure de fonctionnement.

Pour la suite de l'étude, les coordonnées cartésiennes (X, Y, Z) sont utilisées pour repérer la position d'un point quelconque. L'axe OX correspond à l'axe médian de la tuyère, l'axe OY — axe vertical — est perpendiculaire au plancher de la soufflerie contenu dans le plan (XZ) , l'axe OZ étant l'axe transversal (Figure 5). L'abscisse du point origine O se situe à 389.5 mm du col de la tuyère.

II.2 Instrumentation et systèmes de mesures

II.2.1 Générateur de choc

L'interaction onde de choc / couche limite est créée grâce à un générateur de choc fixé au plafond de la veine S8. Cette plaque plane, au bord d'attaque effilé et située dans l'écoulement potentiel, occupe l'envergure de la soufflerie, sa longueur est de 160 mm et son épaisseur de 4mm. Son déplacement motorisé par un système *Micro-Contrôle* (Figure 6), nous permet de balayer des angles d'incidence θ compris entre 0 et 10°. Une particularité de ce système provient du fait que la position de l'impact théorique du choc incident sur la couche limite de plancher est fixe (située à 337 mm du début de la plaque) et ce, quel que soit l'angle d'incidence choisi pour l'expérience.

Des mesures de pression statiques effectuées en paroi de part et d'autre de l'axe médian de la soufflerie sur 60% de la largeur de la section (*Laurent [62]*) ont montré une quasi-bidimensionnalité des distributions de pression, à différentes sections distantes de 74, 310 et 458 mm du début de la plaque respectivement situées en amont, au coeur et en aval de l'interaction à $\theta=8^\circ$.

II.2.2 Visualisation strioscopique

La strioscopie est une technique de visualisation optique non intrusive. Elle permet de mettre en évidence les différences de chemin optique associées à des hétérogénéités d'un milieu traversé par un faisceau de lumière parallèle. L'image du milieu est formée sur le récepteur par un système optique qui occulte ou atténue la partie non perturbée du rayonnement transmis. L'éclairement relatif sur l'image obtenue est proportionnel au gradient transverse moyen de densité. Cette technique est particulièrement bien adaptée à la visualisation des ondes de choc et des détonations, lieux de forts gradients de densité.

Le montage utilisé est un système éclair à simple traversée. Le schéma de montage optique est présenté Figure 7. La source lumineuse (ou éclateur) est formée par l'arc électrique qui s'établit entre deux électrodes. La tension électrique aux bornes des quatre condensateurs qui se déchargent est de 10^4 V pour une capacité unitaire de 0.012 μ F.

L'étincelle produite entre les électrodes est stabilisée par un jet laminaire d'Argon et sa durée est de l'ordre de la microseconde. Cette source lumineuse éclaire un miroir sphérique et est réfléchi sur un miroir plan qui envoie la lumière à travers la veine d'expérience. De l'autre côté de la veine, la lumière est focalisée sur le couteau, qui en intercepte une partie. Puis elle est récupérée par l'appareil photographique, un dos Polaroid, pour lequel on a utilisé des pellicules de 400 ASA. Le rapport d'agrandissement de notre montage stioscopique, du fait de la position et de la focale du miroir de réception, est de l'ordre de 0.96. Les photos sont ensuite scannées puis mises à l'échelle par rapport à des cotes connues dans la veine d'essai.

II.2.3 Mesures de pression

Deux maquettes ont été spécifiquement conçues et réalisées afin de permettre l'implémentation de capteurs de pression instationnaire de type *Kulite* le long de l'écoulement.

- La première maquette (Figure 8) est constituée de trois disques excentriques et mobiles, le plus petit d'entre eux mesurant 14 mm et contenant trois capteurs de pression, distants de 4.5 mm. La rotation des excentriques permet de faire des mesures sur une longueur de 69 mm.

- La deuxième maquette (Figure 9) comprend en plus de la première maquette, deux capteurs de pression dont la position est fixée. Les positions de ces deux capteurs ont été choisies pour deux configurations de faible et de fort décollement, dont le choix sera détaillé au §III.1 et correspondent à des angles de déflexion θ de 8 et 9.5°. La géométrie de cette maquette va nous permettre l'acquisition simultanée de signaux de pression situés au pied du choc réfléchi et de ceux situés le long de l'interaction.

Ces deux maquettes sont montées en veine lors des expériences et sont calées sur l'axe longitudinal de la soufflerie. L'étanchéité entre la partie mesure et le fond de la veine est assurée par un joint torique monté en piston.

Les capteurs de pression implémentés dans chacune des deux maquettes sont de type *Kulite XCW*. L'étendue de la gamme de mesure est de 0-350 mbars et leur bande passante supérieure à 20 kHz. La tension d'alimentation de ces capteurs de pression est diminuée à 3 V au lieu des 10 V prévus par le constructeur de façon à diminuer leur sensibilité et éviter la saturation des conditionneurs. Pour effectuer les mesures de pression pariétale moyenne, les

signaux de sortie des capteurs sont directement numérisés à l'aide d'un convertisseur lent analogique / numérique *HP*. Pour effectuer les mesures de pression fluctuante, le signal est amplifié en sortie des capteurs via les conditionneurs en question dont la bande passante est estimée à 20-30 kHz. Les signaux transitent ensuite dans un filtre *Kronite* passe-bas de type *Bessel* dont la fréquence de coupure est fixée à 50 kHz de manière à respecter la condition de *Nyquist* pour réaliser l'échantillonnage à 100 kHz. La conversion du signal analogique en numérique est assurée sur 12 bits par un convertisseur *Lecroy 6810*, qui stocke 4 blocs de 2^{17} points par voie avant de les envoyer à l'ordinateur. Les quantités spectrales et statistiques — moments d'ordre 1 à 4, densité de probabilité, densité spectrale de puissance, fonctions de cohérence, spectres de phase — (voir Annexe pour définitions) sont calculées en moyennant 64 blocs de 8192 points ce qui implique, pour la fréquence d'échantillonnage utilisée ($F_e=100\text{kHz}$), une résolution fréquentielle de $\Delta F=12.2$ Hz.

L'étalonnage des capteurs a été effectué soit en sortie des capteurs pour la pression moyenne, soit après la chaîne d'amplification pour les fluctuations. Les résultats montrent une grande linéarité sur toute l'étendue de mesure :

- $p'=\alpha V'$ pour les pressions de perturbation avec $7.3 \text{ mmHg.V}^{-1} < \alpha < 7.9 \text{ mmHg.V}^{-1}$ selon le capteur (Figure 10).

- $\bar{p}=\beta V-\gamma$ pour les pressions moyennes avec $1.6.10^4 \text{ mmHg.V}^{-1} < \beta < 1.7.10^4 \text{ mmHg.V}^{-1}$ et $34 \text{ mmHg} < \gamma < 65 \text{ mmHg}$ selon le capteur.

II.2.4 Mesures de quantité de mouvement

On dispose d'une chaîne d'anémométrie à fil chaud à température constante *Dantec Streamline*, utilisée en configuration de pont symétrique. Pour les mesures en un point, les sondes sont équipées de fil de Tungstène de diamètre 5 μm . Leur allongement est supérieur à 200 et le coefficient de surchauffe pour obtenir un signal proportionnel à la fluctuation de quantité de mouvement égal à 0.6. La bande passante estimée est au moins de 75 kHz dans l'écoulement potentiel (*Comte-Bellot* [19]). Les acquisitions des signaux fil chaud sont faites au moyen du même convertisseur analogique / numérique *Lecroy*.

Le déplacement des sondes est assuré par un système à crémaillère situé en aval de la veine d'essai. Les déplacements dans les directions longitudinales et verticales sont assurés par deux moteurs pas à pas *Micro-Contrôle*. Leur précision est de l'ordre du $1/10^e$ de mm et peut être contrôlée par une lunette solidaire de la soufflerie.

II.2.5 Mesures de vitesse

II.2.5.A Mesure par Anémométrie Laser Doppler

L'Anémométrie Laser à effet Doppler (ALD) est une technique de mesure dont le principe est d'extraire la vitesse d'une particule placée dans un fluide en mouvement et traversant un volume de mesure défini par deux faisceaux laser cohérents. Dans notre interaction, les mesures ALD ont été effectuées et présentées par *Deleuze* [32] à $\theta=8^\circ$.

La qualité de l'ensemencement de l'écoulement est primordiale pour l'obtention de résultats fidèles à la réalité. Le choix des particules doit être fait de façon que leurs cinématiques soient confondues avec celle des particules fluides. En effet, la dynamique des particules sphériques en mouvement dans les écoulements basses vitesses est largement étudiée depuis *Stokes* à travers la résolution de l'équation du mouvement

$$\frac{\pi d_p^3}{6} \rho_p \frac{d\vec{U}_p}{dt} = C_D \frac{\pi d_p^2}{4} \frac{1}{2} \rho (\vec{U}_p - \vec{U}_f)^2 \quad \text{avec} \quad C_D = \frac{24}{\Re_p} \quad \text{et} \quad \Re_p = \frac{\rho d_p |\vec{U}_p - \vec{U}_f|}{\mu}$$

soit $|\vec{U}_p - \vec{U}_f| = C \exp^{-\frac{18 \mu}{\rho_p d_p^2} t}$, où \vec{U}_p , ρ_p et d_p sont respectivement la vitesse, la masse volumique et le diamètre de la particule et \vec{U}_f et μ respectivement la vitesse et la viscosité moléculaire du fluide. En revanche, leur comportement aux vitesses plus élevées apparaît plus difficile à analyser, les lois de *Stokes* n'étant valables qu'en régime continu et pour $\Re_p < 1$. Dans ces écoulements, comme notre interaction, la vitesse relative $U_p - U_f$ entre l'écoulement et la particule peut être élevée et dans le cas d'écoulements avec chocs, les particules sont soumises à des gradients de pression qui peuvent avoir une influence significative sur leur mouvement et avoir une conséquence directe sur la qualité des traceurs et l'homogénéité de l'ensemencement. Dans notre interaction, une précédente étude (*Elena, Tedeschi* [45]) basée

sur la comparaison de la traînée de particules d'encens ($d_p \sim 1 \mu\text{m}$, $\rho_p = 800 \text{ kg.m}^{-3}$) mesurée avec une expression modifiée de la traînée fonction de la plupart des paramètres cités menait à la détermination de la longueur de relaxation de la particule. A une distance de 5 mm en aval du choc, la vitesse longitudinale de la particule atteint 95% de la vitesse longitudinale de l'écoulement —soit une fréquence de relaxation d'environ 100 kHz— et les erreurs associées à sa réponse peuvent donc être négligées à partir de ce point. Les particules d'encens peuvent donc être considérées comme des traceurs d'ensemencement suivant bien l'écoulement.

Le système d'ensemencement utilisé par *Deleuze* est constitué d'une boîte à fumées dans laquelle brûlent des bâtonnets d'encens produisant des particules dont la taille est de l'ordre de $1 \mu\text{m}$, un réservoir de décantation permettant de capter les plus grosses particules. L'injection est faite à la paroi en amont du col de la tuyère et est régulée par un débitmètre pour optimiser la quantité de fumées envoyées dans la veine.

II.2.5.B Mise en place de la Particle Image Velocimetry

II.2.5.B.a Difficultés de la métrologie PIV en supersonique

La Particle Image Velocimetry (PIV) est basée, comme l'anémométrie Laser Doppler précédemment décrite, sur la mesure de la vitesse de particules jouant le rôle de traceurs entraînés par l'écoulement. Plutôt que de concentrer la lumière dans un petit volume de mesure, une tranche de l'écoulement est illuminée. Grâce à cet éclairage produit à l'aide d'un mince feuillet lumineux, les particules sont rendues "visibles" et si l'on enregistre les images de ces particules à des instants successifs, il suffira de déterminer la distance séparant ces images consécutives pour connaître le déplacement local du fluide. Ce déplacement est déterminé par une analyse des images obtenues et on accède ainsi au champ des vitesses instantanées. Le choix de la technique PIV est d'abord d'un intérêt pratique puisqu'elle va nous permettre, une fois les mesures validées, de nous affranchir d'un nombre plus important de mesures qui aurait été nécessaire avec une autre technique plus lourde d'utilisation, comme l'Anémométrie Laser Doppler par exemple, qui offre une information du même type mais dans un petit volume de mesure et non sur une nappe.

La nature même de l'interaction, supersonique à Mach 2.3, à gradients de vitesse élevés (chocs, détente), à grande diversité cinématique (écoulement potentiel, couche limite, zone de recirculation) et à fortes intensités de turbulence va compliquer la mise en oeuvre de cette métrologie dans notre expérience : ses caractéristiques seront décrites en détail au §III.

Cependant, une première étude de faisabilité de mesures PIV a été effectuée en 2001 sur S7 (*Dupont et al.* [41]). Dans cette configuration — un obstacle triangulaire placé dans l'écoulement à Mach 2.2 —, on retrouvait la plupart des phénomènes physiques de notre interaction. Cette étude avait permis la familiarisation avec les paramètres d'ensemencement, d'acquisition, le développement d'opérateurs adaptés à l'analyse de champs de vitesse avec chocs et détente et avait donné des premiers résultats. Dans la littérature, d'autres mesures PIV ont été menées à hautes vitesses dans des écoulements différents par *Dutton et al* [44] en couche de mélange supersonique, ou par *Scarano et al* [87] à Mach 2 sur les sillages d'arrière corps de tuyère : ils aboutissaient à une meilleure compréhension de ces écoulements à travers les visualisations des champs moyens et instantanés. Les résultats de *Dolling* [8], obtenus dans une configuration de rampe de compression à Mach 5, montrent que la mise en oeuvre de la PIV était possible à des vitesses encore plus élevées.

II.2.5.B.b Montage expérimental

Le montage PIV est présenté Figure 11. La source lumineuse est un laser *NdYag* d'énergie 30 mJ par faisceau ; il pulse deux faisceaux transformés en nappe laser par l'utilisation de lentilles cylindriques. Ce type de laser permet de disposer de très brefs éclaircissements (5 à 10 ns environ) avec des écarts entre deux flashes de 1 à 6 μ s et peut assurer théoriquement une séquence d'éclaircissement répétée à une fréquence de 30 Hz. La caméra numérique 1280×1024 pixels *Hi sense type 13* est placée de l'autre côté de la veine sur un dispositif mécanisé lui permettant de se mouvoir dans les trois directions de l'espace. Elle va saisir les images consécutives des particules éclairées par le laser et est munie d'un filtre interférentiel qui coupe toutes les fréquences hormis celles du laser (512 nm). Elle fonctionne à une fréquence qui peut être définie par l'utilisateur ; l'acquisition d'une image prenant 111 ms, sa fréquence maximale en double frame — mode d'acquisition des manipulations — est de 4.5 Hz, ce qui limite *de facto* la fréquence d'utilisation du *Yag*.

Le plan laser est choisi parallèle à la paroi et la superposition des faisceaux laser des deux cavités est vérifiée. Ce choix est primordial : un objectif essentiel de ce travail est la caractérisation de l'architecture de l'écoulement en envergure et sa qualification en termes d'échelles de temps et d'espace. Cette configuration va effectivement nous permettre d'accéder au champ de vitesse en envergure pour une hauteur de nappe laser donnée et ainsi reconstruire le champ de vitesse moyen dans un parallélépipède en faisant varier ces hauteurs de nappes.

Pour des raisons d'encombrement dû à la présence du générateur de choc, un accès optique normal à la nappe laser est difficilement envisageable. La caméra est donc positionnée de façon à avoir un champ d'observation de 75 mm par 60 mm et une surface de mesure vue sous un angle de 30° avec le plan parallèle à la paroi. Les limitations et conséquences d'un tel montage seront présentées au §II.2.5.B.d. L'unité de contrôle Dantec de type *Flowmap 1500* assure la liaison entre le laser, la caméra et l'ordinateur et gère leurs actions synchronisées.

L'ensemencement dans l'axe et en paroi du convergent utilisé en ALD (paragraphe précédent) n'étant pas suffisant pour couvrir la zone à étudier, quatre nouveaux injecteurs ont été installés. Ce nouveau montage, composé de 5 orifices espacés de 1 cm engendre un jet permettant d'explorer une épaisseur de 0 à $0.6\delta_0$. Pour pouvoir aller plus haut dans l'écoulement, des petits tubes de 1 cm de hauteur ont été disposés à la sortie des injecteurs, ce qui nous a permis d'ensemencer l'écoulement sur une épaisseur de 0.4 à $1.6\delta_0$. La zoneensemencée en envergure s'étend environ de ± 30 mm de part et d'autre de l'axe de la veine, c'est-à-dire sur environ $\pm 3\delta_0$. Pour éviter les réflexions parasites du laser, la paroi a été recouverte de peinture orange fluorescente, qui a la propriété de réémettre la lumière verte du laser *Yag* dans l'orange. Un filtre interférentiel centré sur la longueur d'émission du laser *Yag* ne laisse passer que celle-ci et coupe les reflets parasites. Un exemple d'ensemencement effectué sur S8 est présenté Figure 12.

Une série d'explorations a été faite aux cotes $Y/\delta_0=0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.8, 0.9$ à deux angles de générateur de choc $\theta=8^\circ$ et $\theta=9.5^\circ$, une cote supplémentaire à $Y/\delta_0=1.4$ ayant été faite à $\theta=9.5^\circ$. Une série de 500 photos a été effectuée afin d'obtenir une estimation raisonnable des champs moyens correspondants. La surface étudiée dans le plan (X,Z) a pour dimension

75×60mm². On peut donc reconstruire les champs moyens de vitesse (moyenne des champs instantanés) dans ces plans horizontaux (X,Z) aux différentes cotes Y soit dans des parallélépipèdes de volume Section×Hauteur maximale d'exploration soit 75×60×10 mm³ à $\theta=8^\circ$ et 75×60×15 mm³ à $\theta=9.5^\circ$.

II.2.5.B.c Traitement des images

L'analyse numérique des images obtenues est une étape indispensable à l'accès aux champs de vitesses instantanées, c'est-à-dire au champ déduit de deux images successives. Pour ce faire, chaque paire d'images acquise est découpée en sub-images (la résolution de ces "fenêtres d'interrogation" est paramétrable) et c'est le déplacement des traceurs contenus dans ces fenêtres que l'on va analyser. Un calcul d'intercorrélation (voir Annexe) entre les deux images de chaque paire va nous permettre, en déterminant le maximum de cette fonction, d'en déduire le déplacement moyen des traceurs, fenêtre par fenêtre ; puis d'en déduire la valeur de la vitesse avec le temps $\Delta\tau$ entre les deux clichés. Le pic maximum de la fonction d'intercorrélation a une valeur arbitraire fixée à 2 ; les autres maxima sont comparés à cette valeur et si le rapport signal sur bruit est inférieure à une valeur seuil choisie à 1.2, le vecteur vitesse est rejeté. Le taux de validation local est le rapport entre le nombre de fois où le vecteur vitesse a été accepté par le nombre total de réalisations. Pour s'assurer de la pertinence des résultats, le taux de validation minimum d'acceptation de nos vecteurs est fixé à 0.25.

Dans le logiciel *Flowmap*, les paramètres améliorant le traitement ont été optimisés, afin d'obtenir les meilleurs taux de validation de vecteurs possibles et résumés ci-dessous :

- La taille des photos brutes 8 bits est de 960×540 pixels soit 75×60 mm² et le temps $\Delta\tau$ entre deux clichés varie de 1 à 6 μ s, selon la hauteur de la nappe laser.

- La taille finale des fenêtres d'interrogation est de 32×16 pixels soit 2.2×1.1 mm² et le recouvrement des fenêtres est de 50%. Les parallélépipèdes d'étude contiennent donc

$$\frac{75 \times 60}{2.2 \times 1.1 \times 0.5} \times N_{sections} \text{ soit } 24000 \text{ et } 28000 \text{ vecteurs vitesse, respectivement à } \theta=8 \text{ et } 9.5^\circ.$$

- Un nouvel algorithme *Subpixel refinement* est une "boîte noire" qui permet une détermination plus fine de la position du maximum de la fonction d'intercorrélation, avec une résolution bien inférieure au pixel.

- Le processus itératif *Adaptive correlation* [22] est une méthode de décalage des fenêtres. En pratique, une grande partie des particules enregistrées sur la deuxième image vont se trouver en dehors de la fenêtre ; par ailleurs, des particules qui n'étaient pas dans la première fenêtre de corrélation se trouvent dans la deuxième. Il en résulte que peu de particules se trouvant dans les deux fenêtres participent de façon positive à la corrélation. La méthode de décalage consiste à déplacer la deuxième fenêtre de corrélation d'une quantité proche du déplacement des particules, augmentant ainsi le nombre de particules qui étaient présentes dans la première fenêtre et donc la corrélation entre les deux fenêtres. La valeur du décalage initial étant évaluée à partir d'un premier calcul effectué avec une grande fenêtre. On applique ce décalage et on réduit la taille des fenêtres. La translation opérée est différente pour chacune des fenêtres. On peut ainsi itérer et réduire la taille de la fenêtre à chaque itération. Cette méthode peut améliorer jusqu'à 30% le taux de validation de vecteurs.

- Utilisation d'un filtre passe-bas Gaussien sur les images qui augmente la taille apparente des particules et d'une fenêtre de pondération Gaussienne qui limite les effets de particules entrantes / sortantes et justifie le taux de recouvrement de 50%.

- Au cours du traitement, certains vecteurs vitesse issus de la corrélation ne sont pas significatifs et doivent être rejetés sous peine de biaiser les résultats et les interprétations. Le module *range validation* permet la sélection des vecteurs instantanés dont les valeurs des composantes longitudinales et transversales correspondent à des critères fixés par l'utilisateur de type

$$\begin{aligned} |\vec{V}_i| &< V_{i \max} \\ u_{i \min} &< u_i < u_{i \max} \\ v_{i \min} &< v_i < v_{i \max} \end{aligned}$$

et impose le respect d'un critère de continuité où les vecteurs sont acceptés s'ils ont des normes cohérentes avec leur entourage immédiat.

II.2.5.B.d Conséquences du montage sur les mesures

Le choix du montage PIV et la caméra non perpendiculaire au plan lumineux laser (schéma du montage présenté Figure 13) engendrent des effets de perspective avec un plan (XZ) d'étude enregistré par la caméra trapézoïdal et non rectangulaire. Le logiciel *Flowmap* permet de prendre en compte ces distortions de perspective des images en reconstituant les distances à l'aide d'une transformation géométrique déduite d'une photographie préliminaire d'une mire de calibrage placée dans le plan de mesure. Les paramètres de cette transformation sont ensuite pris en compte pour le dégauchissement de toutes les images acquises par la caméra. Dans le cas d'un champ de vitesses bidimensionnel, c'est-à-dire sans composante verticale, cette opération géométrique suffirait à corriger les effets de cette perspective sur les vitesses mesurées.

Dans le cas d'une troisième composante de vitesse perpendiculaire au plan laser, un tel montage géométrique avec la caméra faisant un angle $\Phi=60^\circ$ avec la normale au plan, implique en plus une ambiguïté sur une des composantes de vitesse mesurée que ne peut corriger le logiciel *Flowmap*. Les composantes de la vitesse mesurée **moyenne** apparaissent comme des combinaisons linéaires des différentes composantes de la vitesse "réelle" dans la nappe laser. Si u , v et w sont les composantes de la vitesse **moyenne mesurée** et U , V , W celles de la vitesse **moyenne réelle** des particules, on aurait une relation de la forme

$$\begin{pmatrix} u \\ w \end{pmatrix}_{mes} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -\tan \Phi & 1 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} U \\ V \\ W \end{pmatrix}_{réel}$$

La composante longitudinale u de la vitesse **moyenne** réelle est mesurée correctement, puisque perpendiculaire à l'axe de la caméra, alors que la composante transverse mesurée w est une combinaison linéaire de V , de W et de l'angle Φ ; la composante parasite de w est $-V.tan \Phi$.

Des hypothèses faites sur la nature de l'écoulement vont nous éclairer sur la signification des composantes mesurées. On distingue deux régions de l'écoulement, pour lesquelles les phénomènes physiques et les considérations mathématiques seront différentes. **Près de la paroi**, plusieurs auteurs (*Settles* [89], *Roshko et al.* [86], *Délery et Formery* [29], *Doerffer et*

al. [34], Bourgoing [15]) ont mis en évidence, dans différentes interactions choc / couche limite, le développement de tourbillons à grandes échelles se développant dans le plan (XZ) parallèle à la paroi. L'existence de tourbillons similaires dans notre interaction impliquerait, comme hypothèse *a priori*, la prépondérance de la composante de la vitesse **moyenne** W transversale sur la vitesse **moyenne** verticale V dans cette région, où l'on peut écrire $V \ll W$ **[Hypothèse 1]_{paroi}** donc $w \approx W$. Concernant les dérivées partielles, les seules accessibles sont suivant les directions X et Z , le pas en Y fixé par la distance entre deux nappes lasers (environ égale à $0.2\delta_0$) rendant imprécise l'évaluation des dérivées suivant cette direction. Les dérivées

$\frac{\partial u}{\partial X}$ et $\frac{\partial u}{\partial Z}$ sont correctement évaluées ; par contre, sur les dérivées partielles de la

vitesse **moyenne** transversale $\frac{\partial w}{\partial X} = \frac{\partial W}{\partial X} - \frac{\partial V}{\partial X} \tan \Phi$ et $\frac{\partial w}{\partial Z} = \frac{\partial W}{\partial Z} - \frac{\partial V}{\partial Z} \tan \Phi$, il subsiste l'ambiguïté de mesure. Une hypothèse d'homogénéité de la vitesse **moyenne** V suivant Z

impliquant $\frac{\partial V}{\partial Z} \approx 0$ **[Hypothèse 2]_{paroi}** semble appropriée ; de même, l'éventuelle présence

de structures tourbillonnaires indiquerait que $\frac{\partial W}{\partial X} \gg \frac{\partial V}{\partial X}$ **[Hypothèse 3]_{paroi}**. Dans le cas où les hypothèses physiques associées sont vérifiées et les approximations présentées considérées raisonnables, on aurait près de la paroi

$$\begin{aligned} w &\approx W \\ \frac{\partial u}{\partial X} &\approx \frac{\partial U}{\partial X}, \quad \frac{\partial u}{\partial Z} \approx \frac{\partial U}{\partial Z} \\ \frac{\partial w}{\partial X} &\approx \frac{\partial W}{\partial X}, \quad \frac{\partial w}{\partial Z} \approx \frac{\partial W}{\partial Z} \end{aligned}$$

Un raisonnement analogue est entrepris vers **l'extérieur de la couche**, où $W \ll V$

[Hypothèse 1']_{ext} et $\frac{\partial V}{\partial X} \gg \frac{\partial W}{\partial X}$ **[Hypothèse 2']_{ext}** dû à la déflexion de l'écoulement derrière choc. On a alors dans cette zone

$$\begin{aligned} w &\approx V \\ \frac{\partial u}{\partial X} &\approx \frac{\partial U}{\partial X}, \quad \frac{\partial u}{\partial Z} \approx \frac{\partial U}{\partial Z} \\ \frac{\partial v}{\partial X} &\approx \frac{\partial V}{\partial X}, \quad \frac{\partial v}{\partial Z} \approx \frac{\partial W}{\partial Z} - \frac{\partial V}{\partial Z} \tan \Phi \end{aligned}$$

avec on le voit une contribution double de V et W , persistante sur la signification de $\frac{\partial v}{\partial Z}$.

Les limitations de ce premier travail sont multiples : la dichotomie en deux régions dans lesquelles les vitesses et dérivées partielles sont plus ou moins prépondérantes pose de fait le problème des zones intermédiaires pour lesquelles on ne se trouve ni près de la paroi, ni près de l'extérieur de la couche et où la signification physique des résultats sera problématique ; certaines hypothèses, comme l'homogénéité de la vitesse **moyenne** V suivant Z , bien que convenable, semble trop restrictive pour l'interaction considérée. De plus, aucune de ces hypothèses physiques n'est applicable aux grandeurs **turbulentes** u'_{mes} et v'_{mes} ; la composante turbulente v'_{mes} étant ambiguë, on ne présentera que la composante $u'_{mes}=u'$.

II.3 Validation des mesures

II.3.1 Validation des données brutes de PIV

On peut construire, en chaque point du plan, une densité de validation, qui correspondra au rapport du nombre de fois où le vecteur vitesse instantané en ce point a été validé par le nombre de réalisations (ici 500) et ainsi avoir accès au champ de validation total dans chaque plan. Les critères conditionnant le rejet de ces vecteurs non pris en compte pour le calcul des champs moyens, ont été présentés au §II.2.5.B.c. Le taux de validation reflète, dans une certaine mesure, la qualité de l'ensemencement et le choix des réglages. Les cartes d'iso-taux de validation sont présentées pour les nappes laser situées à $Y/\delta_0=0.1$ (Figure 14) et à $Y/\delta_0=0.9$ (Figure 15) pour un angle d'incidence $\theta=9.5^\circ$. Dans la section la plus basse, c'est-à-dire dans la zone de recirculation, ce taux est compris entre 0.4 et 0.8, ce qui confirme que l'ensemencement et le choix des réglages sont convenables. Vers l'extérieur de l'interaction (Figure 15) où l'ensemencement dans le plan a été plus difficile à réaliser, le taux de validation varie entre 0.3 et 0.5. On remarque aussi que la zone — à forts gradients de vitesses — du choc réfléchi (localisé à $X^*=0$), affecte de manière significative le taux de vecteurs

validés et que l'ensemencement latéral en amont de cette zone s'avère insuffisant vers l'extérieur de la couche.

Début 2004, un nouveau dispositif a permis d'améliorer la netteté des images et d'augmenter la surface des plans PIV (*Ashraf* [4]). Quatre nouveaux injecteurs de particules ont été rajoutés et un module dit de *Scheimpflug* a été implémenté au montage PIV. La règle de *Scheimpflug-Hinge* stipule en effet que pour obtenir une mise au point uniforme de l'image, il faut s'assurer de la convergence de 3 plans – le plan objet, le plan focal et le plan du CCD – en une même droite fixe de l'espace, la ligne de *Hinge*. En pratique, pour respecter ce critère géométrique, on détermine l'angle entre la chambre et l'objectif par une relation géométrique, qui s'exprime en fonction de la focale de la lentille et de la distance lentille-plan de netteté. Ce matériel ayant été reçu tardivement, une première série de mesures partielles a pu être effectuée, mais uniquement à $\theta=9.5^\circ$. On peut constater Figures 16 et 17 les effets de ce dispositif : les taux de vecteurs validés sont voisins de 0.8-0.9 et 50% supérieurs aux résultats précédents sur une étendue de la zone de mesure couvrant une grande partie de la veine (± 50 mm de part et d'autre de son axe). La grande majorité des résultats qui suivent sont issus de mesures effectuées **sans** ce dispositif.

Avant de procéder à une exploitation globale des données obtenues par PIV, une validation de cette technique avec d'autres métrologies va être effectuée. La métrologie référence choisie pour effectuer cette comparaison est l'Anémométrie Laser Doppler à deux composantes de vitesse. L'utilisation que l'on va en faire dans le cadre de notre étude est classique : mesure de vitesses moyennes et intensités de turbulence. Sa mise en oeuvre est facilitée par l'expérience et la base de données que possèdent le groupe supersonique avec cette métrologie dans la même interaction pour le cas à $\theta=8^\circ$ (*Deleuze et Elena* [32], [33]). Si l'on extrait en chaque plan PIV, les résultats sur les points de mesure appartenant à l'axe médian de la soufflerie ($Z=0$), on a ainsi accès aux composantes longitudinales et transversales de la vitesse moyenne et à la composante longitudinale de la vitesse fluctuante dans le plan médian de la soufflerie. On peut alors les comparer à celles obtenues par ALD deux composantes pour le cas à $\theta=8^\circ$ et ainsi estimer la qualité des mesures des moments d'ordre 1 et 2 des composantes de la vitesse. Pour évaluer les différents moments, seuls les vecteurs validés par l'algorithme de PIV ont été utilisés, les vecteurs reconstruits étant exclus.

On reporte Figures 18 et 19 les profils de vitesses moyennes et d'intensités de turbulence longitudinales obtenus par ALD dans la section $X=240$ mm et ceux extraits des données PIV dans la section $X=272$ mm. A $\theta=8^\circ$, ces sections sont situées dans la couche limite amont et respectivement distantes de $4.7\delta_0$ et de $1.8\delta_0$ du choc réfléchi. Les grandeurs moyennes (U et V) sont adimensionnées par la vitesse extérieure amont U_∞ égale à 547 m.s^{-1} avec l'ALD, en bon accord avec celle mesurée par la PIV de 556 m.s^{-1} . On s'affranchit ainsi de tout problème de calibration des mesures propres à chacune des techniques : calibration spatiale pour la PIV et valeur de l'interfrange pour l'ALD. Si la configuration de couche limite plane est effectivement statistiquement bidimensionnelle, l'ambiguïté sur la composante moyenne mesurée w présentée auparavant n'existe plus puisque $W=0$. La composante moyenne mesurée de w est dans ce cas majoritairement normale à la paroi et évaluée via la relation géométrique $w=-V.\tan\Phi$. Ce qui explique le bon accord des mesures PIV avec les mesures ALD pour les deux composantes de la vitesse moyenne U et V (Figure 18), avec des écarts inférieurs à 5% sur les valeurs des composantes longitudinales. L'accord est moins bon sur les intensités de turbulence longitudinales présentées sur la Figure 19 : les tendances des variations sont semblables mais on peut noter un niveau supérieur pour les mesures faites par PIV. Ces différences s'expliquent en partie par la limitation de la version actuelle du logiciel concernant le filtrage des vitesses instantanées. Pour la recherche et la validation des vecteurs vitesse instantanés, il est demandé à l'utilisateur de fixer les bornes supérieures et inférieures admissibles des vitesses longitudinales et transversales ainsi que le module de la vitesse. Si u_i et v_i sont les composantes longitudinales et verticales du vecteur vitesse instantané \vec{V}_i , ne seront donc retenus ou validés que les vecteurs respectant les conditions

$$\begin{aligned} |\vec{V}_i| &< V_{i \max} \\ u_{i \min} &< u_i < u_{i \max} \\ v_{i \min} &< v_i < v_{i \max} \end{aligned}$$

Le problème vient du fait que ces conditions sont appliquées à l'ensemble du champ et ne peuvent être modulées suivant des zones précisées. La diversité des cinématiques mises en jeu dans l'interaction (chocs, recirculation avec vitesses négatives, zones de forte intensité de turbulence en aval du choc réfléchi) ne joue pas en faveur d'une telle limitation puisqu'elle nous oblige à prendre les bornes les plus larges possibles. A titre d'exemple, pour les points

proches de la paroi ($Y/\delta_0 < 0.5$ à $\theta=8^\circ$ et $Y/\delta_0 = 0.7$ à $\theta=9.5^\circ$), on ne retient que les vecteurs vitesses instantanés satisfaisant aux conditions $|\vec{V}_i| < 600 \text{ m.s}^{-1}$, $-300 \text{ m.s}^{-1} < u_i < 600 \text{ m.s}^{-1}$ et $-200 \text{ m.s}^{-1} < v_i < 200 \text{ m.s}^{-1}$. Ce choix n'est évidemment pas optimal pour l'ensemble du champ, notamment dans la partie amont et externe de la couche. La conséquence de cette limitation est la variation plus grande de la valeur des vecteurs validés autour d'une valeur moyenne correcte et se traduit par une augmentation de la valeur du *rms* ou σ (voir *Annexe*) comme observée sur la Figure 19. Pouvoir fixer une contrainte propre à chacune des zones étudiées sur des critères de filtrage des vitesses instantanées du type $\pm n\sigma$ nous semblerait donc plus adapté et améliorerait les résultats des moments d'ordre 2.

On présente Figures 20 à 27 les profils longitudinaux de vitesse moyenne (U, V) et d'intensités de turbulence longitudinales mesurés par ALD et par PIV à $\theta=8^\circ$ aux cotes $Y/\delta_0 = 0.5, 0.7, 0.8, 0.9$. Les plans PIV correspondant sont situés au dessus de la zone de recirculation (voir §III) ; de plus, les points présentés sont situés sur l'axe médian : la composante moyenne transversale peut donc être raisonnablement négligée. On note un accord très satisfaisant des moments d'ordre 1 de la vitesse pour tous les plans de mesure et un accord qualitativement correct des intensités de turbulence longitudinales avec comme dans la couche limite amont un niveau résiduel extérieur souvent supérieur dans le cas de la PIV, pour les raisons déjà évoquées.

L'ensemble de ces comparaisons nous amène à affirmer que les résultats obtenus par la méthode PIV mise en oeuvre dans notre écoulement supersonique, sont exploitables dans l'ensemble du champ en ce qui concerne les grandeurs moyennes. Les intensités de turbulence sont actuellement certainement surestimées, mais ceci n'est qu'une faible limitation en comparaison avec l'obtention rapide de données dans l'ensemble de l'écoulement et notamment en envergure.

II.3.2 Validation des mesures de pression

Des précédentes recherches portant entre autres sur l'influence du chauffage pariétal sur la même interaction (*Laurent* [62]), avaient permis de disposer de données expérimentales conséquentes sur cet écoulement. Les évolutions longitudinales des pressions moyennes issues de nos mesures sont comparées aux mesures de pression pariétale effectuées par

Laurent à l'aide d'une sonde de pression statique disposée en paroi, pour un même angle d'incidence ($\theta=8^\circ$). Elles sont présentées Figure 28.

La représentation adimensionnée est $P^* = \frac{\bar{P} - P_1}{\Delta P}$: on retranche à la pression moyenne mesurée la pression en amont P_1 de l'interaction, que l'on adimensionne ensuite par le saut de pression moyen *simple choc* $\Delta P = P_2 - P_1$ donné par les tables de choc en fluide parfait, P_2 étant la pression juste en aval du choc incident. L'adimensionnement de l'abscisse X par rapport aux grandeurs géométriques caractéristiques de l'interaction sera explicité au §III.2.2.

Le bon accord entre les deux mesures nous permet d'abord de tester la répétabilité de nos mesures de pression puisqu'effectuées pour une même interaction avec deux maquettes *Kulite* différentes et une sonde de pression. Il nous permet ensuite de valider nos mesures et de nous appuyer sur les résultats des expériences de *Laurent* qui ont été effectuées dans les mêmes conditions. On notera que de faibles écarts entre les deux mesures sont observés autour de $X^* = \pm 0.25$ (zone de battement du choc réfléchi) : ils sont dus aux intrusions de la sonde de pression statique dans les mesures de *Laurent*, son influence ayant déjà montré des écarts de l'ordre de 30% avec les mesures de pression paroi (*Laurent* [62]) au voisinage du pied du choc réfléchi.

III Caractéristiques générales de l'interaction

III.1 Description de l'interaction. Choix des configurations de décollement

L'écoulement étudié est une interaction entre une onde de choc incidente et une couche limite. Le schéma (*Délery et al.* [30]) de cette interaction est présenté Figure 29. Dans la soufflerie, le générateur de choc précédemment décrit, est incliné d'un angle θ par rapport à la direction de l'écoulement amont. Le choc plan oblique produit par la plaque impacte la paroi de la soufflerie. Lorsque l'intensité du choc est faible, l'organisation globale de l'écoulement diffère peu de l'écoulement en fluide parfait. Lorsque l'intensité du choc incident est suffisamment forte, la couche limite qui se développe en paroi décolle et le point de séparation (S) se décale en amont du point théorique d'impact du choc incident. Les ondes de compression à l'origine du fort gradient de pression au point de séparation, coalescent pour former le choc réfléchi instationnaire. L'impact du choc incident sur la zone décollée provoque sa réflexion en un éventail d'ondes de détente. L'écoulement réattache avec un épaissement de la couche limite. En aval du point de recollement (R), l'écoulement commence à récupérer des propriétés de couche limite dans une zone dite de relaxation.

Les visualisations strioscopiques correspondant à des configurations de faible ($\theta=8^\circ$) et de fort ($\theta=9.5^\circ$) décollement sont présentées Figures 30 et 31. Nous retrouvons la géométrie de l'interaction décrite préalablement. On distingue bien le choc incident, en blanc à gauche, qui croise le choc réfléchi (en noir) pénètre dans la couche limite (développée à gauche de l'interaction) puis impacte la zone de recirculation et se réfléchit en faisceau de détente (visible en blanc). La position du choc réfléchi se situe plus en amont à $\theta=9.5^\circ$ qu'à $\theta=8^\circ$, ce qui signifie que la longueur de décollement augmente avec θ , vu que le prolongement du choc incident sur la paroi est fixe (voir §II.2.1). L'examen des strioscopies montre clairement (étendue et tridimensionnalité apparentes du choc réfléchi en noir) que les phénomènes instationnaires sont d'avantage visibles aux forts décollements. Un des objectifs de ce cette

étude est de caractériser ces instationnarités engendrées et entretenues par l'interaction. Nous avons donc recherché l'angle maximum de décollement pour lequel les phénomènes instationnaires paraissent les plus marqués sur les visualisations en faisant varier l'angle du générateur de choc et en s'assurant du fonctionnement convenable et de la stabilité de la soufflerie. La configuration de décollement maximal correspond à $\theta=9.5^\circ$ soit l'angle maximum pouvant être atteint avec le montage en place ; quelques configurations intermédiaires ($\theta=7, 8, 8.8^\circ$) sont retenues pour nos travaux. L'une d'entre elles ($\theta=8^\circ$) a déjà fait l'objet de recherches antérieures (*Laurent* [62], *Deleuze* [32]), ce qui nous permet de disposer de données et de résultats expérimentaux de référence.

III.2 Détermination des échelles spatiales caractéristiques de l'interaction

Une échelle spatiale caractéristique de l'interaction est la longueur du décollement L . Cette grandeur, qui va servir de grandeur d'adimensionnement, doit permettre la comparaison avec des résultats obtenus aux différents angles de choc incident. Elle doit aussi supporter la comparaison avec d'autres études comme par exemple celle menée sur la même interaction avec chauffage pariétal, cette étude ayant montré entre autres que le chauffage accroissait les paramètres de décollement (*Laurent* [62]). Plusieurs auteurs (*Délery et Marvin* [30], *Roshko et al.* [86]) ont montré qu'une longueur d'interaction fonction uniquement du saut de choc de l'intensité du choc incident donc du rapport $(P_2 - P_1)/P_1$ ne suffisait pas à généraliser à des interactions à même géométrie mais dont les conditions pariétales, en particulier le frottement, étaient différentes, et dont l'état de la couche limite n'était pas pris en compte via son épaisseur δ_0 . Afin de prendre en compte l'ensemble de ces paramètres, *Roshko et al.* proposent que la longueur d'interaction adimensionnée par l'épaisseur de couche limite L/δ_0 soit fonction du saut de pression moyen *simple choc* adimensionné par le frottement pariétal $(P_2 - P_1)/2\tau_p$, approximation de la loi de corrélation obtenue en considérant l'équilibre

$$\left(\frac{\partial P}{\partial X}\right)_p \pm \left(\frac{\partial \tau}{\partial Y}\right)_p \text{ des forces d'inertie et visqueuses au voisinage de la paroi.}$$

III.2.1 Détermination de la position des chocs incident et réfléchi

Dans notre interaction, la longueur de décollement L doit être déterminée. Elle est définie comme la longueur en paroi séparant le choc réfléchi moyen (positionné en $X=X_0$) et le prolongement du choc incident (situé en $X=X_i$).

L'exploitation des strioscopies nous permet de déterminer la position du choc incident X_i . En mettant à l'échelle plusieurs de ces photos instantanées et en prolongeant la trace du choc incident jusqu'à intersection avec la paroi, on obtient les positions $X_i=337\pm 0.5$ mm et $X_i=336.5\pm 0.5$ mm à respectivement $\theta=8^\circ$ et 9.5° , ce qui, compte tenu des incertitudes de mesure et de lecture, est en accord avec la conception du générateur de choc donc de l'hypothèse d'un choc incident dont la position est fixe.

Il est délicat de procéder de la même manière pour évaluer la position moyenne du choc réfléchi X_0 , la différence résidant surtout dans la nature du choc réfléchi. Un échantillon de signaux de pression de deux capteurs proches ($\xi=4.5$ mm) situés au voisinage du choc est présenté Figure 32. L'examen visuel de ces signaux en créneaux permet de constater simplement le caractère instationnaire du choc réfléchi (*Haddad et al.* [53]). Ce sont en effet des signaux d'indicatrice de présence du choc : l'état haut correspondant à une position du choc réfléchi en amont du capteur et l'état bas à une position du choc réfléchi en aval de celui-ci, chacun des états succédant à l'autre ; ce qui s'interprète par un choc réfléchi instationnaire oscillant dans une gamme de fréquences. Bien entendu, à ces signaux mesurés en paroi, se superpose la turbulence de couche limite. La plus simple hypothèse concernant la nature de l'instationnarité du choc consiste à faire celle d'un choc réfléchi oscillant autour d'une position médiane X_0 avec une excursion L_{ex} , ce choc balayant les différents capteurs en produisant à chaque passage un signal qu'on considèrera caractéristique d'un passage de choc. Une approche analytique (*Debieve et al.* [27], *Dupont et al.* [74], [40]) utilise cette hypothèse. Elle établit le lien entre le coefficient d'intermittence γ , rapport du temps passé dans l'état haut de pression par le temps total (dont la dérivée spatiale correspond à la densité de probabilité de présence du choc), et les moments d'ordre 1 à 4 des signaux de pression. Les conditions en amont et en aval du choc réfléchi sont respectivement P_1 (pression moyenne), p'_1 (pression rms) et P_2 , p'_2 .

Les expressions des deux premiers moments obtenus dans le cas de figure sans turbulence en amont et en aval du choc (i.e. $p'_i/\Delta P \ll 1$ traversée de choc dans l'écoulement potentiel par exemple) sont les suivantes

$$\frac{\bar{P} - P_1}{\Delta P} = \gamma$$

$$\frac{\overline{p'^2}}{\Delta P^2} = \gamma(1 - \gamma)$$

où $\Delta P = P_2 - P_1$ est le saut de pression constant à travers le choc. Les expressions obtenues sont très semblables au cas plus élaboré où les niveaux amont et aval des fluctuations de pression sont pris en compte ; la symétrie au niveau de la position moyenne du choc réfléchi disparaissant alors sous l'influence de la turbulence aval. Il est possible de déduire de ces expressions une évaluation de quantités associées au mouvement spatial du choc oscillant :

- la variance des fluctuations de pression $p'^* = \sqrt{\frac{\overline{p'^2}}{\Delta P^2}}$ atteint un maximum de 0.5 pour une valeur du coefficient d'intermittence $\gamma = 1/2$. Ce maximum est associé à la position médiane du choc réfléchi X_0 .

- la bosse des écarts-type de pression est liée à l'amplitude L_{ex} du mouvement du choc autour de sa position moyenne ; cette amplitude est définie comme la largeur de la bosse au niveau du maximum du *rms* divisé par e.

L'évolution longitudinale des valeurs expérimentales de p'^* est présentée Figure 33 pour $7^\circ < \theta < 9.5^\circ$. La valeur maximale des écarts-type de pression mesurés au point X_0 atteint 0.2 pour le décollement le plus fort, alors que la valeur prédite par le schéma est de 0.5 à tous les angles. De plus, dans le cadre d'un tel schéma, les niveaux moyens de pression amont (P_1) et aval (P_2) sont supposés indépendants de X , seule la contribution temporelle dans un état fera varier la pression moyenne \bar{P} et le saut de pression ($P_2 - P_1$) supposé constant. Or, sur les signaux de pression situés sur le choc oscillant (préalablement présentés Figure 32), on remarque que les niveaux moyens de pression amont $P_1(X)$ et aval $P_2(X)$ varient en fonction de la position du capteur. Le niveau de pression P_1 moyen le plus bas est relevé sur le capteur le plus en amont de l'excursion du choc, le niveau de pression P_2 moyen le plus élevé est

relevé sur le capteur le plus en aval, avec un saut de pression moyen $\Delta P_{mes} = P_2(X) - P_1(X)$ apparemment constant et toujours inférieur au saut de pression $\Delta P_{th} = P_2(X=X_0+L_{ex}/2) - P_1(X=X_0-L_{ex}/2)$. Il semble donc que l'on peut associer un gradient de pression longitudinal

$\frac{\partial P}{\partial X}$ à l'oscillation du choc réfléchi sur sa longueur d'excursion.

Le modèle précédent s'avère donc insuffisant pour prédire convenablement les niveaux de p'^* , mais reproduit cependant convenablement l'évolution globale des moments des signaux de pression : on utilise donc les critères du schéma présentés plus haut pour déterminer la position médiane du choc réfléchi X_0 (maximum de p'^*), sa longueur d'excursion L_{ex} (largeur de la bosse au niveau p'^*_{max}/e) et en déduire la longueur d'interaction ($L = X_i - X_0$) aux différents angles. Les valeurs de ces grandeurs déterminées en paroi sont résumées dans le Tableau 1. On remarque que la longueur L_{ex} augmente avec l'intensité de décollement (de $1.1\delta_0$ à $1.8\delta_0$ respectivement à $\theta=7^\circ$ et 9.5°), ainsi que la longueur L (de $3.5\delta_0$ à $6.6\delta_0$ respectivement à $\theta=7^\circ$ et 9.5°). Ceci nous amène à nous intéresser au rapport L_{ex}/L que l'on trouve varier peu — autour de 0.3 — d'un angle à l'autre. Concernant les mesures effectuées en champ ($\theta=9.5^\circ$) au fil chaud, les excursions du choc sont égales à $1\delta_0$ pour la position basse du fil chaud situé à $Y/\delta_0=1.4$ et de $0.6\delta_0$ pour la position haute à $Y/\delta_0=3.5$.

Pour une même intensité de décollement, l'excursion du choc réfléchi mesurée en champ diminue à mesure que l'on s'éloigne de la paroi, ce qui suggère une forme de choc réfléchi proche de celle d'une nappe de choc dont la structure ainsi que d'autres caractéristiques seront mises en évidence au §IV.2.2.

III.2.2 Paramétrage de la longueur d'interaction

Nous nous proposons de tester l'efficacité du paramétrage proposé par *Roshko et al.* avec les valeurs de la longueur d'interaction précédemment déterminées. Les valeurs de L/δ_0 en fonction de $(P_2 - P_1)/2\tau_p$ sont présentées Figure 34 pour des expériences menées à même géométrie

- dans notre interaction pour des angles de déflexion d'écoulement extérieur de $\theta=7, 8, 8.8, 9.1, 9.2$ et 9.5° .

- par *Laurent* en 1996 pour $4^\circ < \theta < 10^\circ$ sur la même interaction avec ($T_p/T_f= 2$, $T_p/T_f= 1.5$) et sans chauffage pariétal ($T_p/T_f= 1$). Le frottement en paroi avait été calculé pour chaque angle à partir des profils logarithmiques de vitesse et la longueur d'interaction définie selon les mêmes critères.

- par l'ONERA dans des conditions d'écoulement voisines des nôtres (*Benkemoun et al.* [7]).

Pour ces différentes interactions, le frottement pariétal τ_p , lorsqu'il n'est pas accessible par la mesure, peut-être déduit des paramètres aérodynamiques : nombre de Mach M , épaisseur de couche limite δ_0 , de déplacement δ_1 et de quantité de mouvement δ_2 compressibles de la façon suivante. Le coefficient de frottement est d'abord calculé à partir de la relation

$$C_f = \frac{0.0172}{\left[\frac{F(M)}{H(M)} \Re_\delta \right]^{1/5}} g(M)$$

où $\Re_\delta = \frac{\delta_0 U_e}{\nu}$ est le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de couche limite, $g(M)$ une fonction qui prend en compte l'effet de la compressibilité sur le frottement en paroi,

$$F(M) = \frac{\delta_1}{\delta_0} \quad \text{et} \quad H(M) = \frac{\delta_1}{\delta_2} .$$

Ces 3 fonctions sont tabulées en fonction du nombre de

Mach (*Cousteix* [20]). Enfin le frottement pariétal est déduit des expressions

$$\tau_p = \frac{1}{2} \gamma P_1 M^2 C_f \quad \text{avec} \quad C_f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2} \rho U_e}$$

On remarque que les données provenant d'expériences différentes suivent bien une loi d'évolution du décollement paramétrée par les grandeurs adimensionnelles choisies. Prenons par exemple un point issu des mesures de *Laurent* ($\theta= 8^\circ$, $T_p/T_f=2$, $L/\delta_0=6.4$, $\Delta P/2\tau_p=52.5$) et un issu de nos mesures ($\theta= 9.5^\circ$, $T_p/T_f=1$, $L/\delta_0=6.5$, $\Delta P/2\tau_p=50$). A saut de choc ΔP différents, les deux points ont la même abscisse $\Delta P/2\tau_p$ et la même ordonnée L/δ_0 donc la même longueur de décollement à 2% près. On illustre non seulement le fait que l'intensité du choc incident

n'est pas le seul paramètre de décollement, mais en plus que les longueurs de décollements adimensionnés mesurés dans deux expériences différentes (c'est-à-dire avec un frottement pariétal différent) peuvent être égales. Ce qui se vérifie aisément lorsque l'on compare les évolutions longitudinales de pression moyenne dans ces deux cas de figure, en adimensionnant l'axe des abscisses par la longueur d'interaction et la position du choc réfléchi (Figure 35).

Nous venons de montrer que la longueur L d'interaction est un paramètre approprié de l'interaction au delà même de notre configuration expérimentale, puisqu'elle englobe un ensemble de paramètres thermiques et aérodynamiques. L'ensemble des résultats qui suivent seront donc présentés en variables cartésiennes adimensionnelles X^* , Y^* et Z^* définies comme

$$X^* = \frac{(X - X_0)}{L}, Y^* = \frac{Y}{\delta_0}, Z^* = \frac{Z}{L}$$

Cet adimensionnement permet de comparer les évolutions des différentes grandeurs étudiées (moments, densités spectrales de puissance, fonctions de cohérence...) indépendamment de la configuration de décollement étudiée. Ainsi, pour des points d'étude situés dans l'interaction, X^* sera compris entre 0 et 1, alors que $X^* < 0$ signifiera que l'on se trouve en amont du choc réfléchi. Les positions correspondant à $X^* > 1$ se trouvent en aval de l'interaction proprement dite (zone de relaxation).

III.3 Répartition des grandeurs dans l'interaction

III.3.1 Evolution longitudinale de la pression moyenne

La Figure 36 représente, pour les différents angles d'incidence du générateur de choc, la répartition de la pression moyenne adimensionnée par la pression en amont du choc incident

soit $P^* = \frac{\bar{P}}{P_1}$. On superpose à ces pressions le créneau de pression moyenne en fluide parfait type réflexion simple obtenu en calculant le rapport de pression total P_3/P_1 nécessaire au redressement de l'écoulement potentiel après sa déflexion. P_3 est la pression statique en

aval du choc réfléchi donnée par les tables de choc. On constate que seule l'interaction dont l'intensité est la plus faible retrouve quasiment le niveau de pression théorique P_3 . Pour les interactions plus fortes le saut de pression final mesuré est de plus en plus inférieur au saut de choc théorique à mesure que l'intensité de choc incident augmente ; cette lente recompression signifie que la couche limite n'est pas complètement relaxée. La similitude des évolutions de pression aux différents angles peut difficilement être étudiée avec cette représentation, les écarts entre les sauts de choc fluide parfait et réels étant trop élevés d'un angle à l'autre.

Plusieurs études (*Délery et Marvin* [30], *Gefroh et al.* [50]) s'appuient sur cette représentation de la distribution de pression moyenne pour déterminer la position des points de décollement et de recollement de la couche limite, en détectant les points d'inflexion des courbes (*triple inflexion point method*) et ainsi définir des critères de séparation de l'écoulement, la zone décollée correspondant à la région linéaire à gradient de pression longitudinal constant. La dispersion de nos mesures et le caractère faiblement marqué de ces événements sur les courbes ne nous ont pas permis de tirer de telles déductions.

Une autre représentation de la pression moyenne en $P^* = \frac{\bar{P} - P_1}{P_2 - P_1}$ est tracée Figure 37 aux différents angles. La zone d'excursion L_{ex} du choc réfléchi est représentée par les deux traits

verticaux. Les sauts de pression moyens $\frac{P_3 - P_1}{P_2 - P_1}$ donnés par les tables de choc en fluide parfait sont reportés en pointillés sur la figure à $\theta=7$ et 9.5° avec P_2 et P_3 les pressions respectivement situées en aval du choc incident et en aval du choc réfléchi. Cette représentation diminue l'écart entre les sauts de pression fluide parfait par rapport à la représentation précédente. Par ailleurs, elle met bien en valeur la similitude de la montée en pression, du moins dans la première partie des courbes, c'est-à-dire pour $X^* < 0 + L_{ex}/2$. Dans la région de battement du choc réfléchi, pour $0 - L_{ex}/2 < X^* < 0 + L_{ex}/2$, cette représentation devrait suivre l'évolution du coefficient d'intermittence γ du choc réfléchi (voir §III.2.1) dont les valeurs théoriques sont 0 et 1 aux points extrêmes de l'oscillation du choc respectivement situés à $0 - L_{ex}/2$ et $0 + L_{ex}/2$, pour un gradient de pression uniquement produit par le battement du choc. Dans l'interaction (recirculation et relaxation) c'est-à-dire pour $X^* > 0 + L_{ex}/2$, l'écart à la similitude montre la différence des écoulements pour des intensités de choc plus ou moins

grandes dans cette zone détachée. Contrairement à la représentation précédente, dans la zone de relaxation ($X^* > 1.5$), la pression mesurée adimensionnée paraît mieux converger à tous les

angles, le rapport $\frac{\bar{P}-P_1}{P_2-P_1}$ variant faiblement en fonction de θ , même si aux forts angles, la couche limite n'est pas complètement relaxée et l'état final pas complètement atteint.

III.3.2 Répartition des champs moyens et turbulents

Les mesures PIV étant effectuées dans le plan (X,Z) avec $-30 \text{ mm} < Z < +30 \text{ mm}$, l'empilement des données en $Z=0$ en chaque plan permet de reconstruire le plan médian $(Y, Z=0)$. Les cartes de l'écoulement des iso-valeurs de vitesses moyennes et intensités de

turbulence longitudinales $\frac{\sqrt{u'^2}}{U}$ sont présentées pour $\theta=8^\circ$ (Figure 38 et 39) et $\theta=9.5^\circ$ (Figure 40 et 41).

En amont de l'interaction, on voit sur ces figures que l'écoulement n'est pas encore perturbé et suit un écoulement de couche limite. Les caractéristiques de la couche limite ont été quantifiées lors de précédentes mesures effectuées au fil chaud (*Laurent* [62]) à une distance $3\delta_0$ en amont de la position du choc réfléchi à $\theta=8^\circ$ et sont résumées au §IV.1.2. Elles sont celles d'une couche limite turbulente pleinement développée, avec des profils de vitesses caractéristiques et une épaisseur $\delta_0=11 \text{ mm}$.

A $\theta=8$ et 9.5° , les niveaux de vitesses longitudinales mesurés (Figures 38 et 40) sont fortement modifiés au pied du choc réfléchi (au point $X^*=0$), avec un effet visible du système choc réfléchi sur la réduction de la vitesse longitudinale sur toutes les sections aval. Les mesures effectuées au pitot par *Laurent* [62] à $\theta=8^\circ$ uniquement sont présentées Figure 42 : elles avaient permis d'explorer les vitesses longitudinales dans l'interaction plus en aval jusqu'à $X^*=2.5L$ et montré que loin derrière l'interaction, la couche limite n'a toujours pas atteint son état d'équilibre. Pour $0 < X^* < 1$ correspondant à la zone de recirculation, les profils de vitesse extraits de mesures ALD (*Deleuze* [32]) ont une allure presque linéaire sur une partie assez importante de la couche limite initiale (exemple Figure 44 à $\theta=8^\circ$ et $X^*=0.5$), comportement déjà observé par d'autres auteurs dans la même interaction (*Délery et Marvin*

[30], *Gefroh et al.* [50]) ou dans le décollement subsonique derrière le bord d'attaque d'une plaque plane (*Kiya et al.* [57]). Il est attribué au défaut de vitesse caractéristique du développement d'une couche de mélange, résultant de la séparation de l'écoulement sur laquelle nous reviendrons.

Les cartes d'iso-intensités de turbulence longitudinales mesurées par PIV à $\theta=9.5^\circ$ sont représentées Figure 41, ainsi que les mesures de *Deleuze* à $\theta=8^\circ$ (Figure 43) pour les mêmes raisons (exploration de sections dans la relaxation). Au point d'impact du choc réfléchi, le niveau d'intensité de turbulence augmente brusquement jusqu'à des valeurs pouvant atteindre 20%, dans une région assez éloignée de la paroi pour $0.4 < Y/\delta_0 < 0.7$. Ce niveau élevé, confirmé par un maximum de turbulence sur les profils d'intensités de turbulence extraits des mesures ALD (Figure 45) indique encore la présence d'une zone cisailée détachée de la paroi au dessus de la zone de recirculation ; elle semble perdurer à des distances en aval de l'interaction assez grandes (jusqu'à 3 ou 4 fois la longueur d'interaction).

La répartition des grandeurs aérodynamiques que sont l'épaisseur de couche δ_0 , de déplacement δ_l et le coefficient de frottement C_f avait été déduite des profils de vitesses mesurés au pitot à $\theta=8^\circ$ (*Laurent* [62]). L'ensemble des résultats est résumé Figure 46 et 47. De ces résultats nous retiendrons que la couche limite s'épaissit au travers de l'interaction (+30 à 50% selon l'intensité du décollement). Le coefficient de frottement diminue fortement dans l'interaction pour croître juste en aval de celle-ci. Ce coefficient est plus faible aux décollements plus intenses (non représenté) et son évolution est similaire au cas à $\theta=8^\circ$. Dans les sections les plus en aval, l'écoulement n'a toujours pas atteint l'équilibre puisque les valeurs de C_f et de δ_0 n'atteignent pas celles qu'elles devraient avoir en aval de l'interaction.

IV Organisation longitudinale de l'interaction

Nous venons de voir que l'intensité du choc incident affectait significativement les échelles spatiales associées aux instationnarités de l'interaction (longueur d'excursion du choc réfléchi et longueur d'interaction). Nous voudrions savoir s'il en est de même pour les échelles temporelles mises en jeu dans chacune des zones. L'analyse spectrale va nous permettre d'accéder aux domaines de fréquences caractérisant chacune des régions : couche limite amont, choc réfléchi instationnaire et région décollée, ainsi que leur évolution en fonction de l'intensité de décollement. Pour une meilleure compréhension des phénomènes de la zone décollée, caractérisée par un mélange d'échelles et des cinématiques complexes, un intérêt particulier sera porté à la comparaison avec des résultats obtenus sur des interactions type rampe de compression ou en écoulement détaché subsonique. Enfin, nous analyserons les résultats issus de mesures en deux points afin d'étudier les connexions inter-zones et mettre en évidence d'éventuels couplages.

IV.1 Propriétés de la couche limite amont

IV.1.1 Caractéristiques générales

On rappelle brièvement que les caractéristiques de la couche limite sont celles d'une couche limite supersonique pleinement développée, avec des profils de vitesses turbulents et une épaisseur de couche $\delta_0=11$ mm. Les épaisseurs de déplacement δ_1 et de quantité de mouvement compressibles δ_2 ont été estimées à partir des profils de vitesse et sont respectivement égales à $0.32\delta_0$ et $0.09\delta_0$ à une distance $3\delta_0$ en amont de l'interaction. Le coefficient de frottement C_f , déduit des mêmes profils par ajustement de la vitesse de frottement U_τ à la loi logarithmique obtenue via la transformation de *Van Driest* [96] est de 2×10^{-3} . Ces valeurs sont accessibles sur les figures préalablement présentées (Figure 46). Un profil vertical des fluctuations de vitesses longitudinales mesuré dans la couche limite en ALD (*Dupont et al.* [26]) est présenté Figure 48 en représentation de *Morkovin* ($\overline{\rho u_i'^2} / \tau_p$)

et montre un bon accord avec les mesures de *Klebanoff* [59] en écoulement de couche limite incompressible.

IV.1.2 Caractéristiques spectrales

Des mesures antérieures en paroi effectuées avec des capteurs de pressions piezo électriques (*Debiève* [24]) révélait des spectres sur lesquels les fréquences des échelles énergétiques pouvaient être supérieures à 60 kHz dans les couches limites supersoniques. Le *rms* des signaux mesurés alors pour évaluer le niveau de turbulence était de 0.65 mmHg. Ce niveau est 3 fois supérieur à celui mesuré dans nos expériences, nos capteurs de pression instationnaire ayant une fréquence de coupure supérieure à 20 kHz. Les caractéristiques spectrales de la couche limite amont ne font pas l'objet de ce travail, la plupart des fréquences caractérisant l'interaction étant dans la gamme de fréquences accessibles. Cependant, ces informations sont accessibles via les spectres de vitesse et de quantité de mouvement découlant de mesures effectuées au fil chaud à courant constant par *Laurent*, mais plus haut ($Y/\delta=0.2$) dans la même couche : ils montrent un maximum pour $F\delta/U \sim 1$ soit une fréquence équivalente de 40 kHz (*Debiève et al.* [25]). On note que les spectres seront principalement représentés en $\log F / FE(f)$ — représentation notée **1** — plutôt qu'en $\log F / \log E(F)$ — notée **2** —. En effet, la représentation **1** conserve l'aire sous un segment de courbe proportionnelle à la contribution énergétique des fréquences correspondantes c'est-à-dire que $\int E(F)dF = \int FE(F)d\ln F$. Elle met donc en relief les gammes de fréquences qui contribuent le plus à l'énergie totale des signaux.

On sait que de très basses fréquences seront mises en jeu dans l'interaction (*Dolling et al.* [36], [37], [38], *Erengil et al.* [46], [47], *Thomas et al.* [95]). L'examen des signaux temporels de pression mesurés au pied du choc réfléchi présentés préalablement (Figure 33) laisse supposer que les fréquences associées à son oscillation vont être de quelques centaines de Hertz. On doit donc s'assurer de la validité de ces basses fréquences mesurées dans l'interaction et que le tunnel n'est pas perturbant dans cette gamme de fréquences. Pour cela, on trace Figure 49 en représentation **1** les spectres des fluctuations de pression en un point de mesure situé le plus en amont de notre écoulement ($X^* = -1$ à $\theta = 7^\circ$). Il apparaît nettement que

l'écoulement amont n'est pas contaminant puisqu'on n'y décèle aucune trace d'énergie dans la gamme basses fréquences [100 Hz-1 kHz].

La vitesse de convection U_c de ces échelles énergétiques de couche limite a été déduite du déphasage moyen ϕ (voir Annexe) entre les signaux de pression mesurés en deux points de la paroi distants de $\xi=9$ mm. La relation de dispersion $\omega = \omega(k)$, où le nombre d'onde $k = \phi/\xi$, est présentée Figure 50. Le comportement linéaire de cette relation nous amène à définir une vitesse de phase $V_\phi = \omega/k$ unique et égale à $0.55U_\infty$ dans la gamme [100 Hz-30 kHz]. Elle est en bon accord avec les précédentes estimations de U_c qui étaient de $0.65U_\infty$ (Debiève [24]) évaluées à partir de la fonction d'intercorrélation broadband.

IV.2 Analyse des mouvements du choc réfléchi instationnaire

On rappelle que la caractérisation individuelle des instationnarités présentes dans l'interaction est un des objectifs majeurs de ce travail. Au §III.2.2, nous avons mis en évidence l'aspect instationnaire du choc réfléchi et déterminé une échelle spatiale associée à son excursion. Nous voudrions connaître les fréquences mises en jeu par ce dernier aux différentes configurations d'intensité de choc et examiner la possibilité d'un adimensionnement de ces fréquences en fonction des grandeurs caractéristiques de l'écoulement.

IV.2.1 Les fréquences mises en jeu par le choc réfléchi

Afin d'estimer la gamme des fréquences mises en jeu dans ces battements du choc réfléchi, on représente Figure 51 les densités spectrales de puissance (DSP) de ces mêmes signaux situés sur la position médiane du choc réfléchi (probabilité de présence du choc d'être en amont de ce point = probabilité de présence du choc d'être en aval = 0.5) soit à $X^*=0$. Les DSP sont normalisées par l'aire du spectre en chaque section afin de faire apparaître les domaines fréquentiels de concentration de variance des fluctuations sur les cartographies de leurs évolutions longitudinales. On constate que ce sont les basses fréquences qui sont impliquées dans les oscillations de choc avec une forte concentration d'énergie dans la gamme [100 Hz-1 kHz]. Les passages sur le capteur du pied du choc ne se passent donc pas de

manière périodique (auquel cas on aurait un pic bien identifié autour de la fréquence d'oscillation), mais aléatoirement dans la bande basses fréquences mentionnée. On remarque que les fréquences correspondant aux maxima des spectres diminuent à tous les angles (i.e. l'oscillation du choc réfléchi est de *moins en moins forte*) à mesure que l'angle de choc incident augmente. Les fréquences de choc F_{ch} correspondant à ces maxima varient de 200 à 600 Hz, respectivement pour $\theta=9.5^\circ$ et $\theta=7^\circ$. Aux angles intermédiaires, elles sont présentées dans le Tableau 1.

IV.2.2 Caractéristiques de la nappe de choc réfléchi instationnaire

La nature instationnaire du choc réfléchi mise en évidence en paroi et à des positions assez hautes dans l'écoulement nous a amenée à déterminer les échelles spatiales impliquées dans son mouvement (position médiane X_0 et longueur d'excursion L_{ex}) au §III.2.1. Nous voudrions caractériser plus précisément la structure de ses oscillations. Pour cela, des corrélations entre deux mesures effectuées sur le choc réfléchi vont être étudiées pour l'intensité de décollement la plus forte ($\theta=9.5^\circ$) afin de se placer dans le cas où les instationnarités du choc sont les plus marquées. Deux configurations sont examinées.

La première configuration consiste à effectuer des mesures transversales sur la position moyenne du choc en paroi. Ces mesures sont faites avec les capteurs pariétaux de la maquette, placés en envergure perpendiculairement à l'écoulement, le capteur central étant situé sur l'axe médian de la tuyère, les capteurs couvrant au maximum un espacement — faible en envergure — de l'ordre de l'épaisseur de la couche δ_0 soit 9 mm. Les densités spectrales de puissance normalisées par l'aire du spectre issues des signaux de pression des trois capteurs sont présentées Figure 52. Elles présentent une grande similitude d'un capteur à l'autre dans la gamme des fréquences de battement du choc [100 Hz - 1 kHz]. Cette similitude est confirmée par les niveaux des fonctions de cohérence (Figure 53) issues des mêmes signaux. En effet, ces fonctions montrent des valeurs souvent supérieures à 0.95 dans la même gamme basses fréquences aux écarts inter-capteurs proches ($\xi=4.5$ mm) et des valeurs supérieures à 0.9 aux écarts inter-capteurs plus grands ($\xi=9$ mm), avec une décroissance légèrement marquée pour les grands écarts. Quant aux phases moyennes (Figure 53), elle dispersent faiblement autour de 0 dans la gamme de cohérence forte dans les deux cas. Les phases calculées étant

moyennées au sens de *Fourier* (voir Annexe) les valeurs obtenues peuvent être confirmées par l'aspect des signaux temporels : on remarque sur un échantillon de ce signal (Figure 54) que les créneaux ne sont en première observation pas déphasés et que leur emboîtement est nettement moins marqué que celui visible sur les créneaux des signaux de pression longitudinaux présentés au §III.2.1. De ces premiers éléments on peut déduire que le choc se déplace de manière cohérente en envergure au moins sur des échelles de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de couche limite δ_0 .

La deuxième configuration nous permet d'examiner les liaisons éventuelles entre les signaux de pression mesurés au pied du choc et ceux obtenus au fil chaud, également sur le choc réfléchi au dessus de la couche limite dans le plan médian. Le fil chaud est placé dans le champ à $Y/\delta_0=1.4$ et $Y/\delta_0=3.5$. Les densités spectrales de puissance normalisées par le maximum du spectre (Figure 51) mesurées en champ, ont une apparence similaire à celles mesurées en paroi avec une bosse située dans le domaine des basses fréquences. Cet intervalle [100 Hz - 1 kHz] correspond donc à la signature spectrale du choc réfléchi quel que soit l'endroit de la mesure. Par ailleurs, on remarque sur les spectres fil chaud un overshoot à hautes fréquences ($2 \text{ kHz} < F < 10 \text{ kHz}$) inexistant sur les spectres de pression, la coupure des *Kulite* (30 kHz) étant inférieure à celle des fils chauds (environ 100 kHz). Si l'on compare les signaux temporels mesurés en paroi et en champ (Figure 55), on remarque que ces derniers présentent des fluctuations hautes fréquences invisibles sur les premiers. Notons que ces fluctuations apparaissent plus marquées sur les niveaux hauts du signal fil chaud que sur les niveaux bas, ce qui se traduit par un surcroît d'énergie préférentiellement situé en aval du choc réfléchi. La présence de cet overshoot hautes fréquences sur les spectres fil chaud est peut-être associée, près de la couche limite amont à $Y/\delta_0=1.4$, à l'intermittence liée au passage de structures turbulentes de l'écoulement de paroi. Cependant, aux positions plus hautes du fil chaud à $Y/\delta_0=3.5$, loin de l'influence des hautes fréquences de couche limite, l'origine de ce surcroît d'énergie reste encore à identifier.

Le degré de liaison entre les signaux de choc en paroi et en champ est extrait via les niveaux de cohérence (Figure 56). Ces niveaux sont élevés dans la gamme de fréquences de battement du choc avec des valeurs supérieures à 0.8 pour $Y/\delta_0=1.4$ et supérieures à 0.7 pour $Y/\delta_0=3.5$ et des déphasages entre les mêmes signaux mesurés quasi-nuls. Ceci nous assure de

la grande cohésion des mouvements du choc en paroi et en champ sur des distances supérieures à $3\delta_0$. On l'assimilera désormais à une nappe de choc instationnaire.

IV.2.3 Paramétrage des fréquences du choc réfléchi

Nous avons montré précédemment que les échelles impliquées dans les mouvements du choc réfléchi sont les basses fréquences (quelques centaines de Hz selon l'angle θ), d'au moins deux ordres de grandeur inférieures aux échelles turbulentes et déterminé les fréquences caractéristiques d'oscillation du choc F_{ch} . Ces fréquences sont inversement proportionnelles à l'intensité du choc incident. La détermination d'une échelle spatiale mise en jeu dans les oscillations du choc telle que sa longueur d'excursion L_{ex} — proportionnelle à l'intensité du choc incident — nous conduit naturellement à en déduire les célérités moyennes du choc réfléchi U_{ch} .

Si l'on admet que le choc parcourt une distance $2L_{ex}$ pendant une durée $1/F_{ch}$, l'expression de cette vitesse est $U_{ch} = 2F_{ch}L_{ex}$. Les valeurs des vitesses obtenues aux différents angles sont résumées dans le Tableau 1. On note que les vitesses de choc diminuent à mesure que l'on

s'éloigne de la paroi. Si le rapport $\frac{U_{ch}}{U_\infty}$ varie de 1.3 à 2.7% (+100%), les valeurs de U_{ch} en revanche sont faibles (quelques m.s^{-1}) : le mouvement du choc peut-être considéré quasi-statique. Les variations des rapports $\frac{U_{ch}}{U_\infty}$ et L_{ex}/L sont toutes deux inversement proportionnelles à l'intensité du choc incident ; on peut donc espérer que le produit

$$\begin{aligned} \frac{L}{L_{ex}} \cdot \frac{U_{ch}}{U_\infty} &= 2L \cdot \frac{U_{ch}}{2L_{ex}U_\infty} \\ &= 2 \frac{F_{ch}L}{U_\infty} \end{aligned}$$

nous conduise à un nombre adimensionnel variant faiblement avec θ . Les densités spectrales de puissance mesurées au pied du choc sont normées au maximum de la fonction en chaque section et représentées Figure 57 en fonction de $F_{ch}L/U_\infty$, aux différentes intensités de choc incident : on constate, par rapport à la Figure 51 (fréquences dimensionnelles), que le

maximum des spectres est mieux localisé autour de valeurs de Strouhal de choc

$St_{ch} = \frac{F_{ch} L}{U_{\infty}}$ fournies dans le Tableau 1, l'écart maximal entre ces valeurs étant égal à 30%.

Cette variation est due en partie aux écarts déjà existants entre les différentes valeurs de L_{ex}/L et de U_{ch} , mais elle peut être considérée faible ($\Delta St_{ch} = 0.015$) comparée à la large bande de fréquences énergétiques ($0.01 < St < 0.1$) étudiée.

La valeur du nombre de Strouhal du choc, environ égale à 0.03 dans nos interactions, peut être comparée avec la même grandeur formée à partir des quantités L et U_{∞} dans d'autres expériences de type rampes de compression. Elle est un ordre de grandeur inférieure à la valeur déterminée dans l'interaction de *Thomas et al.* [95] à Mach 1.5, environ égale à $St_{ch} \approx 0.2$. Nous reviendrons sur ce point au §IV.3.3.A. Par contre, elle est très voisine de la valeur ($St_{ch} \approx 0.03$) déterminée par *Erengil et Dolling* [47] à Mach 5.

Malgré les valeurs obtenues assez différentes avec le même nombre adimensionnel de *Kiya et Sasaki* [57] ($St \approx 0.12$) associé à l'instationnarité du bulbe séparé subsonique, *Erengil et Dolling* remarquaient néanmoins que les grandeurs d'adimensionnement L et U_{∞} proposées en subsonique restaient des échelles appropriées dans les écoulements décollés à grande vitesse.

Nous allons nous intéresser aux aspects instationnaires de la zone détachée et examiner pourquoi ces échelles d'adimensionnement restent licites dans cette région.

IV.3 La zone détachée : une région multi-échelles

La zone détachée est une région qui se situe aux valeurs de X^* comprises entre 0 et 1 et son organisation est particulièrement complexe. Ses caractéristiques principales déjà évoquées sont la présence de courants retours plus ou moins élevés dans une zone de recirculation avec des profils de vitesse caractéristiques et des niveaux assez élevés d'intensités de turbulence au dessus de la paroi. Une difficulté, déjà soulignée par d'autres auteurs (*Gefroh et al.* [50], *Müller et al.* [70]) dans le même écoulement ou des rampes de compression, est la localisation des points de détachement et réattachement de l'écoulement.

Nous voudrions savoir de quelle manière le caractère multi-échelles de cette zone se retrouve sur les propriétés spectrales de cette zone décollée. Un aperçu global de la répartition d'énergie dans cette zone est donnée par l'évolution longitudinale des niveaux de densités spectrales de puissance aux différents angles normalisées par l'aire du spectre en chaque section (présentées Figures 58 à 61). On y voit que les fréquences mises en jeu dans la zone d'interaction sont réparties dans la gamme [100 Hz - 10 kHz] avec des évolutions longitudinales plus ou moins visibles. Ces échelles sont considérées comme intermédiaires car leur ordre de grandeur se situe une décade en dessous des échelles turbulentes de couche limite amont (dont les fréquences sont supérieures à 50 kHz) et une décade au dessus des grandes échelles liées aux oscillations basses fréquences du choc réfléchi.

Nous tenterons d'analyser l'évolution longitudinale des fréquences énergétiques à la lumière des principaux résultats des écoulements détachés en régime subsonique ou supersonique, dont nous présenterons une revue concise. La contribution des basses et des hautes fréquences dans cette zone sera aussi examinée avec un intérêt particulier porté sur l'influence du paramètre intensité de décollement ; la cinématique de ces différentes échelles sera bien sûr détaillée.

IV.3.1 Rappels sur les écoulements détachés

Au début des années 1980, des études menées **en régime subsonique** sur des écoulements décollés de couche limite de paroi, ont mis en évidence l'existence de phénomènes instationnaires à basses fréquences (*Cherry et al.* [18], *Kiya et Sasaki* [57]). La configuration étudiée par *Cherry et al.* et *Kiya et Sasaki* est un écoulement autour d'une plaque d'épaisseur D , avec formation d'un bulbe de décollement au niveau du bord d'attaque de la plaque. La Figure 62 représente le schéma du champ de l'écoulement moyen pour cette configuration avec une épaisseur de plaque D , une longueur au recollement L_R et une vitesse extérieure U . L'étude de la zone décollée sur une telle configuration conduisait à la caractérisation spectrale des structures cohérentes de la couche cisailée. Pour l'adimensionnement des fréquences, le nombre de Strouhal $St = \frac{FL_R}{U}$ était formé avec les grandeurs de l'écoulement U (vitesse extérieure) et L_R (longueur de décollement). La Figure 66 montre l'évolution des spectres de

vitesse au niveau de la couche cisailée, pour différentes positions longitudinales. Il apparaît nettement un pic à haute fréquence qui se décale ensuite vers les basses fréquences lorsque X/L_R augmente. Ce phénomène est bien illustré sur la Figure 64 qui présente l'évolution longitudinale de la grandeur $1/St$. Dans la première partie du décollement, cette évolution met en avant une décroissance en $1/X$ de la fréquence dominante des spectres : sur environ 60% de sa longueur, la couche cisailée se développe sans influence particulière de la paroi. Les auteurs attribuent cette décroissance en fréquence à un mécanisme d'appariement des structures, avec des caractéristiques similaires à celles observées pour une couche de mélange libre. Dans la deuxième partie du décollement, à partir de $X^*=X/L_R \approx 0.6$ et jusqu'au delà de la zone de recirculation, la fréquence énergétique des spectres se stabilise à une valeur constante $St \approx 0.7$. Ce processus serait attribué (*Kiya et al.* [57]) à l'impact des tourbillons au niveau du recollement ; cet impact générerait d'importantes fluctuations de pression, dont les spectres seraient proches de ceux de la vitesse à partir de $X^*=0.5$ (Figure 66) et qui seraient susceptibles de remonter l'écoulement et d'entretenir l'instabilité du décollement dans la deuxième partie du décollement. Le nombre de Strouhal, constant dans cette partie de l'écoulement, correspond à la fréquence de passage des structures tourbillonnaires en un point donné. Ce phénomène de lâcher tourbillonnaire est connu sous le nom de *shedding*.

Par ailleurs, en plus de cette émission de structures associées à la dynamique de la couche de mélange, des basses fréquences ont également été identifiées à proximité du point de détachement. Dans l'écoulement décollé turbulent et incompressible de *Kiya et Sasaki*, le nombre de Strouhal caractéristique de l'instationnarité du bulbe séparé est égal à 0.12 pour $X^*=0.2$ et 0.3 (Figure 65). Les spectres de pression présentés par *Cherry et al.* ont un pic à la même fréquence dans la région $0.03 \leq X^* \leq 0.25$. Comme *Cherry et al.* l'ont proposé, cette fréquence serait associée à la fréquence de *flapping* (ou battement) de la couche de mélange près de la ligne de la séparation bien que l'origine de celle-ci n'ait pas été clairement décrite.

En régime supersonique, l'écoulement principalement étudié est le cas de la rampe de compression (Figure 63). Dans ce type d'écoulement, le choc intersecte la couche limite amont et fait décoller la couche cisailée de la paroi en amont du coin de rampe situé en $X/\delta_0=0$ ($\delta_0=14\text{mm}$), avec formation d'ondes de compression en aval du recollement. *Thomas et al.* [95] ont étudié les caractéristiques spectrales de cet écoulement de rampe pour un angle

d'incidence de 12° et un nombre de Mach de 1.5. Les positions du choc (i.e décollement pour l'auteur) et du recollement sont déterminées par les maximums des écart types de pression dans la bande de fréquence du choc [0 - 4 kHz] et ont pour abscisses respectives $X/\delta_0 = -1.8$ et $X/\delta_0 = 0.3$. La longueur L d'interaction, définie comme la distance entre ces deux points est égale à $L/\delta_0 = 2.12$. L'évolution longitudinale des spectres de fluctuations de pression obtenue est présentée Figure 67. Dans la zone $-1.5 < X/\delta_0 < -1.06$ ($0.13 < X^* < 0.33$ avec notre adimensionnement), on peut définir une fréquence caractéristique de l'ordre de 30 kHz. Dans une seconde région $-0.34 < X/\delta_0 < 0.36$ ($0.67 < X^* < 1$ avec notre adimensionnement), la fréquence la plus énergétique des spectres de pression est d'environ 12 kHz.

L'évolution des fréquences énergétiques de la zone détachée apparaît donc, de manière qualitative avec la séparation en deux régions ($X^* < 0.5$ et $X^* > 0.5$), comme un phénomène commun aux écoulements subsoniques ou supersoniques avec recirculation. Nous allons quantifier ce phénomène dans notre configuration d'interaction et voir si des similitudes existent avec les résultats issus de la littérature.

IV.3.2 Caractérisation des fréquences énergétiques de l'interaction

IV.3.2.A Résultats dans l'interaction

L'évolution des spectres de puissance (normés aux maxima locaux) le long de la zone d'interaction sont présentés aux différents angles Figures 68 à 71 à chaque section et en fréquence adimensionnée $St = FL/U_i$ avec $L(\theta)$ la longueur d'interaction et $U_i(\theta)$ la norme de la vitesse en aval du choc incident dans l'écoulement potentiel déduite des tables de choc ; cette vitesse caractéristique varie faiblement avec θ (500 m.s^{-1} à 515 m.s^{-1} pour les plus faibles décollements). Ces spectres sont lissés par convolution avec une fonction dont la largeur de fenêtre gaussienne ΔF varie en fonction de la gamme de fréquences concernée par le lissage. Pour obtenir un lissage convenable à des sections où les moyennes et hautes fréquences sont dominantes, la grandeur ΔF est de 400 Hz. Notons que ce lissage ne modifie pas l'allure générale des spectres bruts : il réduit la dynamique en niveau des spectres que l'on peut représenter sur un même graphique.

Un premier examen de ces figures montre que les fréquences caractéristiques de la recirculation ont des comportements qui peuvent être regroupés et étudiés dans deux zones distinctes de la région détachée, correspondant aux valeurs de X^* comprises entre 0.2 et 0.5 pour la première et entre 0.6 et 0.8 pour la deuxième.

Dans la première partie de la zone décollée, pour $0.2 < X^* < 0.6$, on a représenté à $\theta=7$ et 8° d'une part (Figure 72) et à $\theta=8.8^\circ$ et 9.5° (Figures 73 et 74) d'autre part, l'évolution des densités spectrales de puissance issues des précédentes figures. Ces spectres sont normalisés au niveau maximal, afin de mettre en évidence l'évolution fréquentielle longitudinale des maxima sur chaque spectre. Aux forts décollements, cette évolution est particulièrement visible pour le cas à $\theta=8.8^\circ$ (Figure 73). A $\theta=9.5^\circ$ (Figure 74), on la remarque en observant la forme décalée des courbes et leurs intersections de part et d'autre des maxima respectifs. Aux décollements plus faibles, à $\theta=7$ et 8° , les spectres paraissent nettement moins décalés et semblent s'emboîter autour d'un maximum commun, dont le nombre de Strouhal FL/U_1 associé est égal à 0.7 ($\theta=7^\circ$) et 0.8 ($\theta=8^\circ$).

Dans la deuxième partie de la zone décollée ($0.6 < X^* < 0.8$), la représentation empilée (Figure 75) des spectres normés ne présente aucune évolution longitudinale des fréquences associées aux maxima des spectres et ce, quel que soit l'angle du choc incident. Ces fréquences sont représentées par un nombre de Strouhal d'une valeur de 0.5.

En déterminant les maxima des spectres, on peut quantifier l'évolution de l'inverse du nombre de Strouhal associé à ces maxima U_1/FL (Figure 76). On confirme ainsi les comportements décrits précédemment :

Dans la première partie de la zone décollée i.e $X^* \in [0.2-0.5]$, on note une différence d'organisation des écoulements selon l'intensité du choc incident avec :

- pour les forts décollements une nette évolution longitudinale des valeurs de U_1/FL , cette évolution pouvant atteindre 100% à $\theta=9.5^\circ$. La comparaison avec les évolutions linéaires des mêmes grandeurs obtenues dans le décollement subsonique de bord d'attaque de plaque plane dans la même zone ($0.2 < X^* < 0.5$) présenté précédemment, montre une évolution similaire avec nos forts décollements. On a vu au paragraphe précédent qu'en écoulement subsonique, cette évolution est caractéristique d'une couche de mélange se développant au dessus de la

zone décollée. Dans ce cas, l'épaisseur δ de la couche de mélange est proportionnelle à X et la longueur d'onde λ des tourbillons convectés de célérité $U_c = F\lambda$ environ égale à 5δ : leur fréquence caractéristique F est donc fonction de $1/X$, ou l'inverse du nombre de Strouhal est une fonction affine de X^* (représentation choisie). Dans nos cas à décollement fort, cette décroissance en $1/X$ de la fréquence dominante des spectres est observée sur 40% de la longueur de décollement, avec cependant un peu de dispersion due à la précision des mesures.

- pour les décollements plus faibles, on remarque une évolution différente par rapport au cas subsonique et aux cas d'angles de choc incident forts avec des valeurs constantes de U_1/FL et différentes à chaque angle (1.35 à $\theta=7^\circ$ et 1.25 à $\theta=8^\circ$). Le même comportement est retrouvé dans le décollement de la rampe de compression de *Thomas* où l'évolution du nombre de Strouhal énergétique mesuré dans cette zone est similaire avec les faibles décollements et le niveau — plus faible — de U_1/FL est constant et égal à 0.5.

Dans la seconde partie de la région décollée i.e $X^* \in [0.6-0.8]$, on constate la stabilisation des valeurs U_1/FL constantes et voisines de 2, avec un nombre de Strouhal associé égal à 0.5. On retrouve les fréquences caractéristiques d'échappement périodique des structures à une fréquence de passage donnée (ou *shedding*) aussi présentes dans le décollement subsonique de *Cherry et al.* ou dans l'interaction de rampe de compression de *Thomas et al.* avec des niveaux de U_1/FL respectivement égaux à 1.4 et 1.2.

Sur les mêmes spectres de ces sections (Figure 75), on remarque, pour les fréquences supérieures à 10 kHz ($St > 1$), la présence d'une zone à forte énergie, variable selon l'intensité de décollement. A $\theta=7^\circ$, cette contribution haute fréquence, même si elle existe, est peu visible sur les spectres. Elle apparaît clairement à $\theta=8^\circ$, avec des fréquences dont l'énergie est tout de même inférieure à celle des fréquences intermédiaires de la recirculation. Aux intensités de choc incident plus fortes ($\theta=8.8^\circ$ et 9.5°), ces hautes fréquences sont plus énergétiques que les moyennes fréquences caractéristiques du décollement. Cependant, sur la plupart des sections, la bande passante des capteurs (inférieure à 30 kHz) tronque le spectre avant que celui-ci n'atteigne un maximum. L'évolution de cette fréquence énergétique, apparemment fonction de l'intensité de décollement, ne peut donc être convenablement étudiée.

Pour $X^* \in [0.8-1.2]$, on observe une croissance des fréquences caractéristiques quel que soit l'angle du choc incident, tandis que l'écoulement subsonique (*Cherry et al.* [18]) et l'interaction de rampe de compression (*Thomas et al.* [95]) ne sont plus caractérisés que par les fréquences de shedding uniques définies précédemment (et St respectivement égal à 0.7 et 0.8) avec des structures convectées vers l'aval sans interaction ou modification. Cette zone est située sous l'éventail de détente. La croissance observée permet ainsi de passer d'un nombre de Strouhal de 0.5 dans la deuxième partie de la zone décollée à un nombre de Strouhal de relaxation constant, mais qui varie en fonction de l'intensité du choc incident entre 0.63 et 0.92 : ceci signifie que la normalisation des fréquences énergétiques par la longueur d'interaction $L(\theta)$ et par la vitesse U_1 est moins appropriée pour $X^* > 0.8$ correspondant à la zone de relaxation.

IV.3.2.B Interprétation

Nous allons essayer d'interpréter l'évolution des fréquences énergétiques adimensionnées de la première partie de la zone décollée, en nous appuyant sur des évolutions de type couche de mélange. Nous verrons, en particulier, de quelle manière les échelles de temps mises en jeu peuvent être modifiées en nous intéressant aux effets de la compressibilité sur les propriétés de couches de mélange.

- Approximation isentropique

Prenons deux écoulements de vitesses respectives U_1 et U_2 , répartis de part et d'autre d'une zone de mélange ; les nombres de Mach convectifs basés sur les différences $U_1 - U_c$ et $U_2 - U_c$ et les célérités du son a_1 et a_2 peuvent être formés

$$M_{c1} = \frac{U_1 - U_c}{a_1} \quad \text{et} \quad M_{c2} = \frac{U_2 - U_c}{a_2}$$

où U_c est la vitesse de convection de la zone de mélange et $a_i = \sqrt{\gamma R T_i}$ avec $\gamma = 1.4$ coefficient isentropique de l'air, $R = 287,15$ S.I constante des gaz parfaits et T_i la température statique du milieu étudié.

Si les deux écoulements ont les mêmes propriétés et que l'on fait une hypothèse d'évolution isentropique i.e $M_{c1}=M_{c2}=M_{cis}$ (*Papamoschou* [76], [75], *Papamoschou et Roshko* [77]), on trouve alors que les tourbillons sont convectés à la vitesse donnée par

$$U_c = U_{cis} = \frac{a_2 U_1 + a_1 U_2}{a_1 + a_2} \quad \text{ou encore} \quad \frac{U_{cis}}{U_1} = \frac{(1+r\sqrt{s})}{(1+\sqrt{s})} U_1 \quad (1)$$

où r et s sont les rapports des vitesses $r=U_2/U_1$ et de densités $s= \rho_2/\rho_1$. *Papamoschou et*

Roshko ont établi que le taux d'évasement de la couche de mélange défini par $\delta' = \frac{d\delta}{dx}$ (où

δ est l'épaisseur de la couche de mélange), était de la forme $\delta' \pm \frac{U_1 - U_2}{U_c}$. Ce rapport

traduit la proportionnalité du transport turbulent de la quantité de mouvement et de la différence de vitesse de part et d'autre de la couche.

- Pour les couches de mélange à faible nombre de Mach convectif ($M_c < 0.3$) et à densité

variable, l'épaisseur de vorticité turbulente $\delta_\omega = \frac{U_1 - U_2}{\frac{\partial U}{\partial y_{max}}}$ varie linéairement en fonction de

X et s'exprime $\delta_\omega = \delta' X$. Si l'on injecte l'hypothèse d'isentropie pour la vitesse de convection [Equation (1)], on peut écrire

$$\delta' = \frac{\delta'_{ref} (1-r)(1+\sqrt{s})}{2 (1+r\sqrt{s})} \quad (2)$$

où $\delta'_{ref} = \left(\frac{d\delta}{dx}\right)_{ref}$ est le taux d'évasement d'une couche de mélange à densité constante de

référence avec $U_2=0$. Différentes déterminations de δ'_{ref} mènent à des valeurs comprises entre 0.15 et 0.17 (*Brown et al.* [16], *Papamoschou et Roshko* [77]). Par ailleurs, le nombre de

Strouhal $S_{tr} = \frac{F \delta}{U_c}$ des couches de mélange, est formé à partir de l'épaisseur de vorticité

turbulente δ_ω et de la vitesse de convection de la zone de mélange U_c . Dans les couches de

mélange à faible nombre de Mach convectif, ce nombre de Strouhal est peu sensible aux effets de densité et typiquement égal à $S_{tr} \approx 0.22$ (*Brown et al.* [16]). Son expression est différente du nombre de Strouhal des écoulements détachés subsoniques $St = \frac{FL}{U_\infty}$, formé à partir de la longueur de décollement et de la vitesse dans l'écoulement potentiel. On peut toutefois exprimer St en fonction de S_{tr} ,

$$\begin{aligned} St &= \frac{FL}{U_\infty} = \frac{F \delta_\omega}{U_c} \frac{U_c}{U_\infty} \frac{L}{\delta_\omega} \\ &= \frac{U_c}{U_\infty} \frac{L}{\delta' X} S_{tr} = \frac{U_c}{U_\infty} \frac{S_{tr}}{\delta'} X^{*-1} \quad (3) \end{aligned}$$

Si l'écoulement potentiel est défini comme l'écoulement du milieu 1, en utilisant les équations (1) et (2), il vient

$$St = 0.22.f(r, s) X^{*-1} \text{ avec } f(r, s) = \frac{U_c}{U_\infty} \frac{1}{\delta'}$$

La détermination de St nécessite donc de connaître la valeur de r et de s . Dans l'écoulement subsonique de *Cherry et al.*, on peut estimer la valeur de r à partir de la droite $St = 0.5X^{*-1}$, visible pour $X^* \in [0.2-0.6]$ (Figure 76). On obtient $r = -0.1$ avec $s = 1$, ce qui nous semble être une valeur vraisemblable pour l'ordre de grandeur de la vitesse retour dans les décollements subsoniques.

- Pour les couches de mélange à fort nombre de Mach convectif ($M_c > 0.3$), *Papamoschou et Roshko* ont montré que leur taux d'évasement δ' pouvait être déduit de l'expression subsonique [Equation (2)]

$$\delta' = \frac{\delta'_{ref}}{2} \frac{(1-r)(1+\sqrt{s})}{(1+r\sqrt{s})} \Sigma(M_c) \quad (4)$$

en y injectant $\Sigma(M_c)$ une fonction décroissante du nombre de Mach convectif M_c déterminée expérimentalement. Reconsidérons l'expression du nombre de Strouhal [Equation (3)]

$St = \frac{FL}{U_\infty} = \frac{U_c}{U_\infty} \frac{S_{tr}}{\delta'} X^{*-1}$: il a été montré que les fonctions δ' (Papamoschou et Roshko [77]) et S_{tr} (Muscat [71], Blumen [10], [9]) étaient toutes deux des fonctions décroissantes du nombre de Mach convectif M_c ; on peut espérer que le rapport $\frac{S_{tr}}{\delta'}$ soit faiblement fonction du nombre de Mach convectif M_c . Ceci impliquerait donc que le nombre de Strouhal St serait une fonction faiblement dépendante du niveau de compressibilité de la couche de mélange puisqu'estimé à partir du rapport U_c/U_∞ , donc des grandeurs r et s [Equation (1)].

Cette hypothèse peut poser problème : en effet, dans certaines couches de mélange où le nombre de Mach convectif M_c est supérieur à 0.6, des études (Barre et al. [5], [6], Papamoschou [76]) ont montré que les tourbillons ne peuvent plus être convectés à l'unique vitesse U_{cis} , particulièrement en écoulement confiné. La vitesse U_c de convection des structures tend vers l'une ou l'autre des vitesses U_1 ou U_2 des écoulements extérieurs, ce qui conduit à une dissymétrie de la couche de mélange avec deux nombres de Mach convectifs distincts M_{c1} et M_{c2} .

- Evaluons cette estimation dans la couche de mélange qui se développe dans la première partie de notre interaction.

Des mesures PIV effectuées à $\theta=9.5^\circ$ sur l'axe médian près de la paroi montrent que la vitesse U_2 de l'écoulement retour est de -50 m.s^{-1} . La vitesse de l'écoulement primaire U_1 est définie comme celle de la zone extérieure située juste en aval du choc incident (comprise entre 500 et 515 m.s^{-1} selon l'intensité du choc). La valeur de s est déduite à l'aide des grandeurs caractérisant chacune des régions 1 et 2, à $\theta=9.5^\circ$, dans le Tableau 2. On peut en déduire la vitesse de convection isentropique [Equation (1)] pour laquelle le rapport $U_{cis}/U_1=0.5$ est obtenu. En prenant en compte les hypothèses précitées, la valeur du nombre de

Strouhal donné par le modèle serait $St = \frac{U_{cis}}{U_1} \frac{S_{tr}}{\delta'} X^{*-1} \approx 0.5 X^{*-1}$. Cette valeur n'est pas en accord avec la pente A de la droite $St=AX^{*-1}$ déduite de la Figure 76 dans la zone d'interaction $X^* \in [0.2-0.6]$ et égale à 0.3 ± 0.05 .

Par ailleurs, les vitesses de phase V_ϕ (Cf Annexe) associées à St déduites des mesures de déphasage Φ entre deux points distants de $\xi=4.5$ mm sont tracées Figure 77. Pour les différentes intensités de choc incident et dans la région $X^* \in [0.2-0.8]$, la valeur moyenne de ces vitesses de phase obtenues est quasi-constante et égale à 150 ± 10 m.s⁻¹, soit $\frac{V_\phi}{U_1} = 0.3$: cette expression est en accord avec la valeur de la pente A déduite de la représentation $St = AX^{*-1}$ (Figure 76), égale à 0.3 ± 0.05 dans la zone d'interaction $X^* \in [0.2-0.6]$.

L'écart significatif entre $\frac{U_{cis}}{U_1}$ et $\frac{V_\phi}{U_1}$ est dû à l'hypothèse du modèle isentropique, qui semble inapproprié dans notre cas. A $\theta=9.5^\circ$, le nombre de Mach isentropique mesuré est égal à 0.93 (>0.6) : les nombres de Mach M_{c1} et M_{c2} déduits des vitesses de phase mesurées sont respectivement égaux à 1.37 et 0.57. Comme nous l'avons précisé dans ce cas, les évolutions du nombre de Strouhal ne peuvent donc pas être estimées à travers l'expression isentropique du rapport U/U_∞ . Dans ces conditions, la relation (3) peut être estimée par $St = \frac{V_\phi}{U_1} \frac{S_{tr}}{\delta'}$ $X^{*-1} = 0.3X^{*-1}$.

Réciproquement, dans des couches de mélange où le nombre de Mach convectif est inférieur à 0.6, l'hypothèse d'isentropie de l'écoulement devrait être valable et pour un même rapport de vitesse r , des évolutions du nombre de Strouhal obéissant à la relation (3) sont souhaitées. Dans la configuration de rampe de compression de *Thomas*, les évolutions du nombre de Strouhal (Figure 76) présentent deux états discrets observés de part et d'autre de $X^*=0.5$. Si ces évolutions rappellent celles de nos interactions à décollement faible ($\theta=7^\circ$ et 8°), les niveaux associés sont en revanche fortement différents et se rapprochent d'avantage des niveaux obtenus en subsonique, aussi bien dans la première que dans la deuxième partie de l'interaction avec des fréquences de *shedding* voisines. La croissance des fréquences caractéristiques dans notre écoulement pour $X^* \in [0.8-1.2]$, qui n'est pas visible dans l'expérience type rampe de compression, confirme l'attribution probable de ce phénomène à la présence de la détente.

Il apparaît donc, dans la première partie du décollement que les caractéristiques de l'écoulement sont celles d'une couche de mélange confinée et compressible. Ces caractéristiques sont moins marquées aux faibles décollements.

D'autre part, nous avons vu, dans la première partie du décollement, que la vitesse de phase était à peu près constante et égale à 150 m.s^{-1} quel que soit θ (voir Figure 77). Il n'en va pas de même dans la partie aval du décollement (i.e $0.8 < X^* < 1.2$), où une accélération des structures tourbillonnaires est constatée avec une augmentation de la vitesse de phase d'environ 100 m.s^{-1} . Cette région est localisée, on le rappelle, sous la détente créée par la réflexion du choc incident.

Les déterminations du nombre de Strouhal St et de la vitesse de phase V_ϕ nous amènent à estimer l'évolution longitudinale des longueurs d'onde des structures énergétiques, avec $\lambda = V_\phi / F$ soit $\lambda / L = St^{-1} V_\phi / U_\infty$. Les résultats sont présentés Figure 78. Dans la première partie de la recirculation (i.e $0.2 < X^* < 0.6$), la longueur d'onde est à peu près constante pour les angles de faible incidence ($\theta = 7$ et 8°) tandis que pour les angles plus forts ($\theta = 8.8$ et 9.5°), une évolution longitudinale est visible, résultat en accord avec le développement d'une couche de mélange. Dans la deuxième partie de la recirculation ($X^* > 0.6$), les deux familles d'interaction se distinguent encore : pour les angles de forte incidence ($\theta = 8.8$ et 9.5°), les structures de longueur d'onde $0.5L$ sont convectées sans grande modification alors que pour les angles plus faibles ($\theta = 7$ et 8°), si la longueur d'onde initiale est comparable ($0.6L$), son augmentation longitudinale est nettement plus marquée à partir de $X^* = 1$. Ces évolutions indiquent — comme pour les fréquences énergétiques — que la normalisation des échelles de l'interaction n'est plus uniquement décrite, dans la zone de relaxation, par la longueur d'interaction $L(\theta)$ et par la vitesse U_l mais peut-être aussi par d'autres échelles locales. Ces derniers résultats sont à rapprocher de ceux présentés auparavant concernant la modification des fréquences émises vers l'aval dans la deuxième partie de l'interaction : ces fréquences évoluaient d'une valeur de *shedding* commune jusqu'à une valeur fonction de l'intensité du choc incident. On peut préciser que ces évolutions sont spécifiques à notre configuration puisqu'elles n'apparaissent ni dans l'interaction de rampe, ni dans l'écoulement détaché subsonique où l'aval est défini par une fréquence d'émission unique et constante.

IV.3.3 Les basses fréquences dans la zone détachée

IV.3.3.A Contribution énergétique des basses fréquences

On remarque, en examinant l'évolution longitudinale des spectres sur les figures d'empilement des densités spectrales de la recirculation (Figures 72 à 75), le développement d'un pic spectral secondaire centré autour d'une fréquence caractéristique intermédiaire comprise entre les fréquences caractéristiques de choc ($St_{ch}=0.03$) et les fréquences énergétiques de la recirculation ($0.5 < St < 1$).

Ces basses fréquences intermédiaires sont légèrement plus élevées que les fréquences caractéristiques de l'oscillation du choc réfléchi ($St_{ch}=0.03$) : elles sont voisines de celles-ci au pied du choc réfléchi, puis semblent se décaler vers des fréquences un peu plus élevées lorsque l'on pénètre dans les premières sections de la recirculation, vers $X^*=0.2$, pour réapparaître dans la gamme basses fréquences vers $X^*=0.4$ et perdurer jusqu'à la fin de l'interaction.

Dans les écoulements de rampe, le même phénomène d'évolution longitudinale de basses fréquences avait été souligné par *Thomas et al* [95]. Cependant, l'auteur attribuait ce comportement aux oscillations du choc, dont les fréquences caractéristiques étaient voisines de $St_{ch}=FL/U_\infty=0.2$, soit un ordre de grandeur supérieures aux nombres de Strouhal de choc déterminés dans nos interactions ou de celle de Dolling ($St_{ch}=0.03$). De plus, l'auteur ne présentait aucune densité spectrale de puissance au pied du choc, les premières sections où les "fréquences de choc" étaient déterminées étant situées à $X^*=0.13$. Pour exemple, dans notre interaction à $\theta=8^\circ$, la fréquence énergétique au pied du choc ($X^*=0$) est égale à 400 Hz ($St_{ch}=0.03$) alors que la basse fréquence intermédiaire mesurée en $X^*=0.17$ est localisée à 1 kHz ($St=0.08$). Si l'évolution longitudinale des basses fréquences a bien été précisée par *Thomas*, il semblerait probable que l'auteur ait confondu les basses fréquences intermédiaires avec celles des battements du choc.

Pour mettre en évidence quantitativement la contribution des fluctuations basses fréquences aux fluctuations totales, on propose d'examiner le rapport des *rms* de fluctuations

de pression dans la gamme [0-1kHz] par le *rms* total, soit $\frac{\sqrt{\overline{p^2}_{0-1kHz}}}{\sqrt{\overline{p^2}}}$, avec

$$\overline{p^2} = \int_0^{\infty} E(F) dF \quad \text{et} \quad \overline{p^2}_{0-1kHz} = \int_0^{1kHz} E(F) dF$$

respectivement égales à la l'énergie filtrée dans la gamme [0-1kHz] E_{0-1kHz} et à l'énergie totale E_{tot} . Par intégration numérique des spectres dans les bandes de fréquences considérées, on a

donc accès au rapport des énergies $\frac{E_{0-1kHz}}{E_{tot}}$, dont on présente l'évolution longitudinale

Figure 79.

On remarque que ce rapport présente un premier pic bien défini à tous les angles pour lequel l'énergie basses fréquences est dominante avec des contributions variant de 75 à 90% selon l'intensité de décollement. Ce pic localisé à $X^*=0$ est associé à l'oscillation du choc réfléchi. Pour $0.2 < X^* < 0.6$, une deuxième bosse apparaît, nettement mieux marquée aux faibles ($\theta=7^\circ$ et 8°) qu'aux forts décollements ($\theta=8.8^\circ$ et 9.5°). Néanmoins, ce rapport semble augmenter avec l'intensité du choc incident : il atteint environ 25% à 7° et 35% à $\theta=9.5^\circ$.

On peut souligner l'importance de l'allure des spectres aux fréquences supérieures à 1 kHz, qui peut affecter le niveau du rapport d'énergie calculé, puisque prise en compte au dénominateur. Pour s'assurer de la validité des résultats, on a vérifié que l'énergie filtrée E_{0-1kHz} brute (Figure 80) avait un comportement analogue au rapport d'énergie précédemment présenté. La contribution basses fréquences est donc réelle et n'est pas due à des artefacts de variations brusques de niveaux en queue de spectres.

La réémergence de ce pic basses fréquences avait déjà été observée par *Thomas et al.* [95] sur une rampe de compression à Mach 1.5. Du même calcul précédent, *Thomas* avait mis en évidence deux pics de contribution basses fréquences, présents à tous les angles de rampe. Il associait le premier au choc instationnaire, alors que le deuxième maximum était associé au mouvement du bulbe de separation localisé en aval de l'apex de la rampe donc au point de réattachement. La localisation de ces extrema lui permettait par la suite d'effectuer des corrélations deux points entre le mouvement du choc et celui du bulbe de recirculation au point de réattachement. Dans notre expérience, on ne peut tirer les mêmes conclusions de par

la différence de géométrie de l'écoulement d'une part, et la proximité du deuxième extremum ($X^*=0.2$ à 0.5) d'autre part qui ne peut être associé au point de recollement.

Une observation concerne ce qui semble être l'apparition d'un troisième pic pour $0.7 < X^* < 1$, atteignant 20% à $\theta=9.5^\circ$, légèrement marqué à $\theta=8.8^\circ$ et inexistant aux faibles décollements. Ce troisième extremum par contre est situé plus près du point de recollement. Si l'interprétation de ces maxima reste en suspens, on peut tout de même affirmer que la contribution à l'énergie des basses fréquences, qui peut atteindre 35%, n'est pas négligeable dans la zone recirculée et à tous les angles, particulièrement dans sa première moitié.

IV.3.3.B Mouvement à basses fréquences dans la recirculation

Les évolutions longitudinales des fonctions de cohérence entre capteurs distants de $\zeta=4.5\text{mm}$ (présentées Figures 81 à 84) examinées dans la gamme basses fréquences révèle, aux différents angles, deux régions pour lesquelles le niveau de cohérence entre capteurs proches est élevé. La première bosse de cohérence basses fréquences, localisée autour de $X^*=0$, correspond au choc réfléchi instationnaire. Les niveaux de cohérence γ sont supérieurs à 0.9 dans une gamme de fréquences qui est pratiquement la même quel que soit θ , mais tout de même inférieure à 1 kHz. L'excursion du choc réfléchi est matérialisée par l'étendue spatiale de cette bosse de cohérence ($\pm 0.15L$ de part et d'autre de $X^*=0$), qui croît avec l'intensité du choc incident, résultat en accord avec les résultats présentés relatifs aux échelles spatiales du choc réfléchi et à son excursion. La deuxième région où l'on associe aux basses fréquences des niveaux de cohérence élevés entre capteurs proches est la zone de recirculation. En effet, il apparaît nettement sur les cartographies de cohérence pour $X^* > 0.3$, outre les valeurs élevées localisées à moyenne fréquence ($5 \text{ kHz} < F < 10 \text{ kHz}$) — caractérisant la couche de mélange — et à haute fréquence ($F > 10 \text{ kHz}$), que les niveaux de cohérence sont souvent supérieurs à 0.8, dans une gamme de fréquences basses variant peu avec l'intensité du décollement. La cinématique de ces échelles énergétiques de recirculation en forte cohérence dans la gamme basses fréquences est étudiée via des mesures de spectres de phase entre deux capteurs distants de $\zeta=4.5 \text{ mm}$. Pour toutes les sections de la recirculation ($0.2 < X^* < 1$), les déphasages examinés dans la gamme [100Hz-1 kHz] de cohérence forte sont

quasi-nuls avec une faible variation autour de la valeur moyenne ; donc des vitesses de phase associées $V_{\phi} = 2\pi F \zeta / \Phi$ très élevées et une propagation de l'information quasi-instantanée.

Plusieurs voies ont été explorées pour analyser la présence de ces basses fréquences assez énergétiques et très cohérentes dans la zone recirculée. Un modèle simplifié envisageable est de considérer un mouvement de pulsation globale d'un bulbe de recirculation oscillant à basses fréquences, ce qui se traduirait par une influence à basses fréquences ($St \sim 0.03$) des mouvements du choc instationnaire sur l'émission des structures énergétiques ($0.5 < St < 1$) de la recirculation. Pour mettre en évidence un tel phénomène, l'hypothèse d'un signal haute fréquence modulé par un signal à basses fréquences a été explorée. Les résultats (voir Annexe) n'ont pas permis de conclure positivement sur cette hypothèse.

La zone de recirculation est donc une région complexe où coexistent des basses et des hautes fréquences dont la nature reste à identifier et des fréquences intermédiaires que l'on a associées au développement d'une couche de mélange. Le choc réfléchi est uniquement caractérisé par les basses fréquences. Cependant, les forts niveaux de cohérence dans deux régions distinctes et dans la même gamme de fréquences [100 Hz-1 kHz] sont caractéristiques de systèmes quasi-linéaires. Ils suggèrent l'existence d'une organisation cohérente à bas nombre d'onde dans la recirculation, dont les échelles sont éventuellement à comparer avec celles mises en jeu par le choc réfléchi. Les mesures inter-zones faites simultanément sur la position médiane du choc réfléchi instationnaire et dans la recirculation au paragraphe suivant ainsi que les mesures PIV effectuées près de la paroi vont nous permettre d'éclaircir la possible connection entre le système choc réfléchi et la recirculation et d'en apprendre d'avantage sur la nature de ces échelles.

IV.4 Liaisons entre le choc réfléchi et le reste de l'écoulement

Dans les paragraphes précédents, la description de l'organisation longitudinale de l'interaction nous a permis d'identifier ses différentes zones, à partir de caractéristiques issues de l'analyse spectrale :

- la couche limite initiale, siège de hautes fréquences et de basse énergie.

- le choc réfléchi instationnaire, qui oscille aléatoirement dans une gamme basses fréquences énergétiques, variant avec θ .

- le décollement, constitué d'un mélange d'échelles : une contribution basses fréquences encore énergétique, des structures à fréquences énergétiques intermédiaires qui sont caractéristiques d'une couche de mélange et enfin des structures transportées vers l'aval à une fréquence donnée.

Un des objectifs de ce travail est la recherche d'un mécanisme responsable de ces différentes instationnarités. Pour cela, les interactions et les connexions entre chacune d'elles doivent être clarifiées. Cette étude nécessite la mise en place de mesures inter-zones en deux points (choc réfléchi / couche limite amont, choc réfléchi / zone de recirculation). L'analyse des résultats de ces mesures, ainsi que la présentation de ceux parfois contradictoires présents dans la littérature font l'objet du paragraphe suivant.

IV.4.1 Influence de la couche limite amont sur les battements du choc réfléchi

Nous avons vu au §IV.1.2 que les fréquences énergétiques de la couche limite amont se situaient dans une gamme hautes fréquences d'au moins 50 kHz et qu'aucune présence de basses fréquences sur ses spectres n'avaient été détectée. Qu'en est-il des liaisons éventuelles entre les deux régions ?

Dans la littérature, plusieurs études (*Andreopoulos et al. [2]*, *Dolling et al. [36]*) ont été entreprises pour déterminer l'influence des événements de la couche limite amont sur l'instationnarité du choc réfléchi, toutes effectuées dans des rampes de compression. *Andreopoulos et al.* ont montré que la fréquence des battements du choc était indépendante de l'angle de rampe ; ils suggéraient que la fréquence d'oscillation du choc était corrélée avec les fréquences d'émission de structures de couche limite (*bursting frequency*) et concluaient que "*la couche limite amont est largement responsable des mouvements du choc*". Mais la méthode d'échantillonnage conditionnel *simple seuil* utilisée — selon *Erengil et al. [46]* — semblerait incapable de séparer clairement les fluctuations de pression de choc des fluctuations turbulentes, ce qui indique que les fréquences du choc détectées seraient trop

élevées. De plus, aucun ordre de grandeur des fréquences de *bursts* n'avait été estimé. Une autre analyse conditionnelle type *double seuil* menée par *Erengil et al.* [46] sur la même interaction contredisait ces résultats et ne montrait aucune influence claire des événements de couche limite sur le battement du choc. Une dernière étude (*Thomas et Putman* [95]) s'appuie sur une méthode de détection des basses fréquences des *bursts* de couche limite amont par transformée de Hilbert (*Thomas et Bull.* [94]). Les fonctions de cohérence et de phase entre les signaux de choc et les signaux de couche limite étaient calculées sur l'intervalle de temps auquel étaient détectés les *bursts*. Ces fonctions conditionnelles ne montraient pas de différence notable avec les fonctions de cohérence et de phase conventionnelles, *Thomas et al.* en déduisaient qu'il n'existait pas de liens statistiques discernables entre l'oscillation du front de choc et les événements type *bursts* de la couche limite.

Dans notre interaction, les fonctions de cohérence et de phase entre deux capteurs, le premier situé sur le choc, le deuxième à $2.3\delta_0$ en amont du choc sont présentées Figure 85, pour un angle de choc incident $\theta=8^\circ$. On constate que les niveaux de cohérence sont inférieurs à 0.3 dans la gamme de fréquences de battement du choc, avec un déphasage mesuré dans cette gamme assez aléatoire. Entre 1 et 10 kHz, les niveaux de cohérence augmentent légèrement pour atteindre un faible maximum de 0.4 autour de la fréquence $F\delta/U_\infty=0.07$. Les déphasages mesurés présentent, dans la gamme [1 kHz-8 kHz], une allure quasi-linéaire avec une vitesse de groupe $V_g=(2\pi\Delta F\xi)/\Delta\Phi$ égale à 200 m.s^{-1} , suggérant soit un transport de la turbulence de couche limite amont, soit une excitation très faiblement énergétique du choc dans cette gamme de fréquences (voir §IV.2.2).

Cependant, dans notre interaction, l'influence de la turbulence de couche limite amont sur les battements du choc réfléchi n'a jamais été observée à basses fréquences et n'a pas clairement été mise en évidence à plus haute fréquence. De plus, l'analyse de stabilité du choc et l'étude de la réponse du choc à un forçage linéaire dans des écoulements de tuyère (*Robinet et Casalis* [85]) ou autour d'un profil d'aile (*Robinet et Casalis* [84]) montrent, dans le cas général, que les chocs sont stables et se comportent comme des passe-bas. Il n'est donc pas étonnant d'observer des fréquences de choc préférentiellement à basses fréquences. De plus, dans le cas d'un choc oblique, *Robinet* [83] a montré une grande sélectivité en fréquence du mouvement du choc, laissant supposer que le décollement pouvait d'avantage servir de

source excitatrice à relativement large bande et que la réponse du choc, contenue dans une bande relativement étroite pouvait donc servir de synchronisation à ces perturbations.

IV.4.2 Couplages entre le choc réfléchi et la dynamique de la zone détachée

IV.4.2.A Déphasage

On cherche à caractériser la relation entre le choc réfléchi instationnaire et les fluctuations de pression associées au bulbe de séparation en aval du choc, dont la longueur L varie en fonction de l'intensité du décollement. On rappelle que la maquette de capteurs de pression instationnaire contient deux capteurs fixes situés sur les positions médianes du choc réfléchi à deux angles θ de référence égaux à 8° et 9.5° ; les capteurs mobiles balayant des positions de $X^*=0.57$ à 1.9 et $X^*=0.75$ à 1.6 , pour θ respectivement égal à 8° et 9.5° .

On a donc accès aux fonctions de cohérence entre les signaux de choc et les signaux issus de mesures dans la recirculation. L'évolution longitudinale des niveaux de ces fonctions sont présentées Figures 86 et 88 pour $0.6 < X^* < 1$ à $\theta=8^\circ$ et $0.7 < X^* < 1$ à $\theta=9.5^\circ$. Pour les deux interactions étudiées, on constate une forte corrélation entre le pied du choc et les points de la recirculation, avec des niveaux de cohérence élevés dans la gamme de fréquences d'oscillation du choc (200 Hz à $\theta=9.5^\circ$ et 400 Hz à $\theta=8^\circ$).

On remarque aussi que les niveaux de cohérence sont d'autant plus forts que l'intensité du choc augmente. Ces niveaux restent supérieurs à 0.8 dans le cas $\theta=9.5^\circ$ et une légère décroissance longitudinale de ceux-ci (0.85 à 0.7) s'effectue pour l'angle d'incidence $\theta=8^\circ$. La différence entre les deux cas d'interaction s'accroît sur les niveaux de cohérence des sections plus en aval ($X^* > 1$) représentés Figures 87 et 89. A $\theta=8^\circ$, la décroissance longitudinale observée sur les sections amont se maintient pour atteindre des faibles niveaux (0.25 environ) aux écarts inter-capteurs de $\xi/L=1.6$. A $\theta=9.5^\circ$, la décroissance est nettement moins marquée puisque les niveaux de cohérence restent significatifs (0.5) et deux fois plus élevés qu'à $\theta=8^\circ$, dans la gamme de fréquences de battement du choc aux mêmes écarts adimensionnés ($\xi/L=1.6$). Ces niveaux de cohérence, qui quantifient le degré de liaison entre deux signaux,

suggèrent donc une forte dépendance à longue distance dans la gamme basses fréquences jusqu'à des sections situées en aval de l'interaction ($X^* > 1$).

Les spectres de phase entre les signaux de choc et les différentes sections de la recirculation sont représentés Figures 90 ($\theta=8^\circ$) et 91 ($\theta=9.5^\circ$), dans la gamme fréquentielle de cohérence élevée, c'est-à-dire dans l'intervalle [100 Hz - 1kHz]. Ces spectres indiquent un déphasage moyen approximatif de π entre les fluctuations basses fréquences de pied de choc et celles de la recirculation et ce, aux deux angles de choc incident. Ce qui signifie que l'augmentation de pression sur un capteur au passage du choc (*i.e.* passage du choc réfléchi vers l'amont) est associée en moyenne à une fluctuation négative de pression dans la recirculation. Inversement, une baisse de pression mesurée sur un capteur au passage du choc (*i.e.* passage du choc réfléchi vers l'aval) est en moyenne associée à une augmentation de pression jusque derrière l'interaction ($X^* > 1.5$).

Un tel phénomène avait été observé par *Dolling* puis *Thomas* dans les rampes de compression, montrant ainsi que le couplage entre l'oscillation du choc et la zone de recirculation était plus marqué que l'influence des éjections de tourbillons de la couche limite amont sur le choc. Les travaux de *Dolling* portaient sur le conditionnement des signaux situés au pied du choc instationnaire et dans la recirculation et mettaient en évidence une nette opposition de phase entre les deux signaux. Les travaux de *Thomas* menaient, on le rappelle, à la détermination des points de réattachement pour différents angles de rampe, par filtrage basses fréquences des *rms* de pression. Les déphasages mesurés entre les signaux de pied de choc (*i.e.* point de décollement selon l'auteur) et les points de réattachement localisés dans son expérience étaient alors de π et la cohérence élevée pour les fréquences d'oscillation du choc (Figure 92 a et b). Un schéma proposait de suivre les variations de pression des points de décollement et de recollement sur la courbe instantanée de pression mesurée lorsque celle-ci se dilatait et se contractait selon la direction des mouvements du choc vers l'amont ou vers l'aval de l'interaction. Il constatait que les fluctuations de pression des points de décollement et de recollement étaient bien de signes opposés, quelle que soit la direction du mouvement du choc. Cependant, l'auteur ne spécifiait pas l'évolution de la courbe de pression dans l'interaction (*i.e.* les points situés entre le décollement et le recollement), ce schéma pouvant se résumer à suivre les variations de la pente des courbes de pression instantanée en fonction

de la direction des mouvements du choc (Figure 93) : il explique convenablement le déphasage entre les signaux des points de décollement et de recollement. En revanche, si on maintient constants les niveaux de pression de sortie de choc et de point de recollement, il impliquerait par ailleurs (Figure 93 a et c) que les déphasages entre le point de décollement et les points de la première moitié de la recirculation soient nuls. L'étude de l'auteur ne donnait pas accès à ces mesures.

Dans notre interaction, le seul déphasage accessible entre les signaux de choc réfléchi ($X^*=0$) et un point situé dans la première moitié de la recirculation ($X^*=0.35$) à $\theta=9.5^\circ$, correspondant aux deux capteurs fixes de la maquette, est égal à π associé à une forte cohérence (Figure 94), montrant les limites d'un tel schéma. De plus, on a vu au §III.2.1 sur les signaux d'indicatrice de pied de choc réfléchi, que les niveaux moyens de pression amont $P_1(X)$ et aval $P_2(X)$ variaient en fonction de la position du capteur, semblant indiquer qu'un gradient de pression longitudinal était associé au mouvement du choc sur l'étendue de son

oscillation. Ce gradient de pression $\frac{\partial P}{\partial X}$ est sans doute à l'origine du déphasage constaté.

La construction d'un schéma qui se basera sur le fait que la pression instantanée varie en fonction de X et qui précisera sa forme et son évolution dans la zone décollée, sans faire d'hypothèse sur le point de réattachement, est en cours de développement. Il fera l'objet d'une autre étude.

IV.4.2.B Vitesses de groupe

Une différence entre les deux interactions ($\theta=8$ et 9.5°) visible sur les Figures 90 et 91 présentées est la variation de la phase autour de la valeur moyenne. En effet, à $\theta=9.5^\circ$, il apparaît que les pentes des fonctions sont d'abord négatives pour les corrélations choc réfléchi- recirculation "proches" ($X^*=0.7$). Puis, à mesure que l'écartement croît, on constate un changement significatif et progressif de ces pentes qui se rapprochent de l'horizontale autour de $X^*=1$. Pour les corrélations choc réfléchi- sections aval ($X^* > 1$), il est ensuite nettement visible que ces pentes sont positives. Ces remarques ne sont pas valables à $\theta=8^\circ$ où l'évolution des pentes des spectres de phases mesurées est différente. Dans ce cas, les déphasages mesurés entre le choc et les premières sections ($X^*=0.6$) sont approximativement

de π et aucune des pentes associées n'a été déterminée clairement négative. Cependant, leurs évolutions longitudinales ($X^* > 1$) semblent avoir le même comportement que pour le cas $\theta = 9.5^\circ$, avec des pentes croissantes et positives.

Les vitesses de groupe V_g calculées à partir de la relation de dispersion (Annexe) du cas $\theta = 9.5^\circ$ sont estimées dans la gamme [100 Hz-500 Hz] de cohérence forte, afin de quantifier la position du changement de signe de la pente (celle-ci n'est pas observée à $\theta = 8^\circ$). Elles sont présentées Figure 95. On y distingue clairement deux zones. Dans la première zone, ces vitesses sont négatives et approximativement égales à $-300 \pm 45 \text{ m.s}^{-1}$; les positions adimensionnées du deuxième capteur associées y sont inférieures à 1. Dans la deuxième zone, ces vitesses sont positives et comprises entre 200 ± 30 et $300 \pm 45 \text{ m.s}^{-1}$; les positions adimensionnées du deuxième capteur associées y sont supérieures à 1. Dans le cas à décollement plus faible ($\theta = 8^\circ$), les vitesses de groupe ne sont pas présentées, mais sont toujours positives et comprises entre 200 ± 30 et $400 \pm 60 \text{ m.s}^{-1}$ dans la même gamme de fréquences pour $X^* > 1$.

Au fort couplage entre le choc réfléchi et la zone de recirculation préalablement mis en évidence par les forts niveaux de cohérence et le déphasage de π entre les 2 signaux dans la gamme basses fréquences, on peut donc ajouter une première information concernant la direction de propagation de l'information déduite des signes des vitesses de groupe. Il semblerait que l'influence de la zone détachée sur les battements du choc n'est visible qu'aux forts décollements ($\theta = 9.5^\circ$), avec des vitesses de groupe mesurées négatives jusqu'au point de recollement. En aval de $X^* = 1$, cette remontée d'information disparaît avec des vitesses de groupe entre les signaux de choc et ceux de l'interaction positives.

V Organisation transversale de l'interaction

Dans les chapitres précédents, les caractéristiques générales de l'interaction ont été décrites à travers l'étude des champs moyens et turbulents des différentes grandeurs et leur répartition dans l'écoulement. Une autre partie de l'étude, consacrée à l'organisation longitudinale de l'écoulement, nous a permis de constater la diversité des structures mises en jeu dans les différentes zones de l'interaction, de les caractériser en termes d'échelles d'espace et de temps et d'établir les éventuels couplages existant entre ces objets. Un résultat important a été la forte liaison mise en évidence entre les battements du choc et toute la zone recirculée dans la gamme basses fréquences. Nous cherchons désormais à connaître plus précisément l'architecture spatiale de l'interaction en envergure. La recherche d'échelles à grand nombre d'onde dans la zone de recirculation, éventuellement responsables du fort couplage entre celle-ci et le choc réfléchi, sera d'abord explorée. Une autre information accessible par les mesures en envergure, est la mise en évidence et la description des tridimensionnalités (choc réfléchi, choc incident, recirculation) présentes dans cette interaction. Comme nous l'avons dit au §II.2.5.B.b, la métrologie PIV peut nous permettre d'effectuer ce travail. En effet, le choix de la nappe laser, parallèle à la paroi, va nous permettre d'avoir accès aux différents champs de vitesse en envergure pour une hauteur de nappe laser donnée et en superposant les données obtenues sur les hauteurs de nappes, ainsi reconstruire les champs de vitesse dans un parallélépipède.

V.1 Tridimensionnalités de la zone de recirculation

Afin de caractériser la zone de recirculation, on se propose de localiser les frontières de la région soumise à des courants de recirculation. Le critère retenu est basé, en première approximation, sur la reconstruction en chaque nappe des points de vitesse longitudinale nulle. En balayant l'interaction verticalement dans le plan (XZ) et en empilant ces points, on peut ainsi reconstruire la surface d'iso-vitesse longitudinale nulle, qui correspond à la surface de séparation entre les vitesses moyennes positives et les vitesses moyennes négatives. Représentée Figure 96 dans le cas de l'interaction à $\theta=9.5^\circ$ en fonction de la cote Y pour

mieux visualiser son étendue, cette surface ressemble à une poche et présente un aspect moyen fortement tridimensionnel (*Haddad et al.* [54], *Dupont et al.* [42]). La dimension longitudinale de cette poche est d'environ $0.8L$ à $Y/\delta_0=0.1$, sa hauteur d'environ $0.5\delta_0$ et son étendue transversale de l'ordre de la longueur d'interaction L , soit 0.4 fois l'envergure de la tuyère. Une coupe horizontale de cette poche où l'on représente la répartition des niveaux de vitesse moyenne longitudinale dans l'interaction à $Y/\delta_0=0.1$ et à $Y/\delta_0=0.3$ est donnée Figures 97 et 98 ; ces niveaux sont bien caractéristiques d'une zone recirculée avec des vitesses longitudinales négatives pour $0 < X^* < 1$, atteignant -50m.s^{-1} dans le coeur de la recirculation proche de la paroi.

V.2 Estimation des effets des interactions choc / couche limite de hublot

Avant d'aller plus loin dans l'interprétation des résultats obtenus sur la tridimensionnalité observée de l'interaction, il nous paraît important de quantifier l'influence des phénomènes de confinement dûs en particulier aux interactions entre les chocs et les couches limites se développant en paroi.

En effet, plusieurs auteurs (*Kubota et al.*[60], *Alvi et al.* [1], *Tan et al.* [92]) ont mis en évidence en écoulement supersonique, une interaction significative entre le choc incident et les couches limites se développant en paroi de la soufflerie. Les expériences d'*Alvi et Settles* [1] effectuées dans une interaction choc / couche limite latérale (schéma de l'écoulement présenté Figure 99), à différents nombres de Mach (3 et 4) et angles d'incidence de choc (10 à 25°), ont permis de déterminer la structure de ces interactions. La technique de visualisation alors utilisée était une méthode non intrusive de photographies de plans laser (*PLS*) et mise en oeuvre dans des plans perpendiculaires au choc : elle révélait l'existence de chocs de type lambda en formation sur la longueur d'impact du choc, qui interagissent avec les tourbillons des couches limites latérales (exemple Figure 100). Les auteurs mettaient ainsi en évidence que la structure de ces chocs en lambda évoluait en fonction de l'intensité de décollement, et pouvait être classé en trois familles de décollement associé : les décollements primaires pour lesquels seuls les chocs en forme de lambda sont visibles, les décollements secondaires avec formation d'une ligne de glissement visible au pied du choc, les décollements avec formation

d'un choc normal et les décollements avec écoulement inverse dans le tourbillon latéral tous quatre présentés Figures 102 à 105. Il a été montré expérimentalement (*Settles et Lu [90]*) et analytiquement (*Inger [56]*) que la symétrie de ces interactions était quasi-conique, avec une origine virtuelle proche du bord d'attaque du générateur de choc. Les coordonnées utilisées étaient les coordonnées sphériques (r, β, φ) ; cette symétrie implique une quasi-similarité des propriétés du fluide suivant la coordonnée radiale r : l'écoulement d'une telle interaction est donc entièrement décrit par les coordonnées angulaires. Deux plans *PLS* séparés de $d=33\text{mm}$ sont représentés Figure 101 dans le repère (β, φ) : cette figure illustre la similitude des chocs en lambda et le grossissement de la taille des chocs suivant la coordonnée radiale. Le travail effectué par les auteurs menait à une représentation assez complète de ces chocs dans ce repère, pour six interactions différentes.

Nos expériences sont menées à nombre de Mach de 2.3 et à angle de déflexions différents ($\theta=7$ à 9.5°) mais nous avons montré au §III.2.2, que le décollement était fonction du paramètre $\Delta P/\tau_p$. L'impact de ces chocs en lambda sur le plancher de la soufflerie peut avoir une incidence plus ou moins importante sur la bidimensionnalité de l'interaction en paroi si la hauteur de ces chocs latéraux par rapport à l'envergure de la soufflerie est non négligeable, avec un effet de confinement associé à ces phénomènes. Il nous appartient donc de situer nos expériences par rapport à celle des auteurs, pour quantifier la taille de ces chocs latéraux en fonction de l'intensité de décollement et des paramètres aérodynamiques.

Les valeurs des coordonnées $\Phi_{choc\lambda}$ aux différents points de séparation du choc en lambda sont accessibles dans *Alvi et al. [1]*. Elles sont tracées Figure 106 en fonction du paramètre de décollement $\Delta P/\tau_p$ de l'écoulement associé. La hauteur d'un choc en lambda peut alors s'écrire $H= R \tan \Phi_{choc\lambda}$ où R est la distance entre l'origine et la section de mesure des plans laser. On remarque que la taille des chocs dépend bien de la classification en familles choisie par l'auteur. Les valeurs de $\Delta P/\tau_p$ de nos interactions sont représentées sur la même figure. Leurs intersections avec la droite correspondant au décollement dit *primaire* (majorant des décollements latéraux) se situent à $\Phi_{choc\lambda}=3.5$ et 4.2° respectivement à $\theta=8$ et 9.5° . A l'aide des longueurs de choc incident (approximativement 20 cm aux deux angles) et de la relation $H= R \tan \Phi_{choc\lambda}$, on en déduit que les hauteurs de chocs sont égales à 12 et 15 mm respectivement à $\theta=8$ et 9.5° . L'étendue de l'interaction entre le choc et les couches limites de

hublots est donc comprise entre $Z/L=\pm 1$ (positions les plus intrusives des chocs en λ) et $Z/L=\pm 1.2$ (positions des hublots). Les mesures PIV étant effectuées en paroi jusqu'à $Z/L=\pm 0.4$ (et $Z/L=\pm 0.7$ avec le module de Scheimpflug et les nouveaux injecteurs implémentés début 2004), on peut considérer en première approximation, qu'elles ne sont pas affectées par ces interactions latérales (schéma Figure 107), en supposant bien entendu que ces interactions ne sont pas sous-estimées par le critère choisi, c'est-à-dire la hauteur des chocs en λ . Seules des mesures effectuées au voisinage des hublots permettraient de conclure de manière quantitative sur ces effets de bord.

V.3 Développement de structures tourbillonnaires en envergure

V.3.1 Mise en évidence. Localisation

Une coupe horizontale dans la poche de recirculation (§V.1) près de la paroi va nous informer sur l'activité cinématique dans l'interaction Figures 108 ($Y/\delta_0=0.1$) et 109 ($Y/\delta_0=0.3$). Sur ces plans sont portés les vecteurs vitesse, les iso-valeurs de vitesse longitudinale nulle et "les lignes de courant". Pour que la représentation des lignes de courant soit tout à fait exacte, il faudrait que la composante W ne soit pas polluée par la composante verticale V . La contribution de cette composante parasite est d'avantage visible à $Y/\delta_0=0.3$ (Figure 109) près de la section d'entrée $X^*\approx 0$, où l'écoulement est défléchi verticalement par le choc réfléchi. Dans ce cas, la composante V n'est pas négligeable devant W puisque son effet est de dévier transversalement (en Z) et de manière uniforme les lignes de courant. Malgré cet effet, on constate une forte inhomogénéité transversale des vitesses longitudinales dans toute la zone avec un enroulement des lignes de courant de part et d'autre de l'axe de symétrie (OX), confirmant le caractère tridimensionnel de la zone de recirculation jusqu'à des hauteurs de $0.5\delta_0$. Ce comportement suggère la présence de deux structures à grandes échelles contrarotatives, localisées symétriquement de part et d'autre de l'axe médian. On rappelle que les parois latérales de la soufflerie sont localisées à $Z/L=\pm 1.2$. Ce phénomène a déjà été observé et mesuré dans d'autres interactions à l'aide de pâtes pariétales (*Bourgoing* [14], *Doerffer et al.* [35], [34]), de mesures ALD (*Bourgoing*) ou simulées numériquement (*Bouin et al.* [13], *Robinet et al.* [82]). Afin de mettre en évidence ces structures tourbillonnaires, un

opérateur de détection de vorticité est construit à partir des normes du rotationnel et des parties symétriques et antisymétriques de la matrice gradient de vitesse,

$$Det_{\omega} = \frac{\|\vec{rot} \vec{v}\|^2}{\|\overline{\overline{sym Grad \vec{v}}}\|^2 + \|\overline{\overline{antisym Grad \vec{v}}}\|^2}$$

avec l'application d'approximations bidimensionnelles puisqu'en paroi, deux composantes de vitesse (U et W) sont r solv es et les dérivées partielles suivant Y ignorées. Ce détecteur traduit la proportion d'activité rotationnelle comparée à celle du reste du gradient de vitesse. Les cartes de ce détecteur sont présentées Figures 110 et 111 à deux hauteurs de nappe laser ($Y/\delta_0=0.1$ et 0.3) proches de la paroi, pour $\theta=9.5^\circ$. Elles mettent en relief deux régions à niveaux de vorticité égaux en valeur absolue et de signes opposés, ce qui confirme l'existence de deux tourbillons contra-rotatifs d'axe (OY) de même intensité dans l'interaction, localisés autour de $X^*=0.5$ et $Z/L=\pm 0.35$ en paroi. Plus haut dans l'interaction (Figure 111), ces zones tourbillonnaires apparaissent moins clairement mais l'activité rotationnelle est toujours présente, avec les centres des tourbillons se décalant légèrement longitudinalement. L'effet de la contribution de la composante verticale parasite est encore visible. Elle a pour effet de modifier les intensités des tourbillons, celle du premier ($Z/L > 0$) croissant et celle du second ($Z/L < 0$) décroissant à mesure que l'on s'éloigne de la paroi donc que la contribution de la composante V augmente.

La différence avec le cas de l'interaction à $\theta=8^\circ$ est nette. On présente les champs de vitesse Figure 112   $Y/\delta_0=0.1$, la partie supérieure de la surface de "séparation" tangente le plan de mesure. L'organisation tridimensionnelle de la zone recirculée apparaît beaucoup moins marquée qu'à $\theta=9.5^\circ$ correspondant à la configuration de décollement forte ; de plus, les courants retours sont peu ou pas visibles, même près de la paroi à $\theta=8^\circ$. On voit clairement sur les lignes de courant qu'en quasi-absence de composante transversale W responsable de la tridimensionnalité de l'interaction, l'écoulement est défléchi principalement et de manière uniforme en Z par le choc réfléchi ($X^*=0$).

V.3.2 Echelles de temps des tourbillons

Nous cherchons à évaluer les échelles temporelles des structures tourbillonnaires mises en évidence dans le cas à $\theta=9.5^\circ$. Pour cela, on se propose d'évaluer les variations des vitesses longitudinale U et transversale W en représentant Figures 114 et 115 leurs profils en fonction de X et de Z . Dans la zone centrale d'un des tourbillons du domaine (présentée Figure 113) correspondant à $X^* \in [0.3-0.6]$ et $Z^* \in [0.1-0.4]$, on constate un comportement linéaire des profils. On peut estimer la vitesse angulaire $\Omega = 2\pi F_{rot}$ de ces tourbillons d'axe (OY) à partir des pentes de ces profils : celles-ci sont approximativement constantes et presque égales en valeur absolue avec un écart mesuré de 15% probablement dû à la contamination de la composante W . Nous pouvons donc raisonnablement considérer ces tourbillons de type *solide*, dont la caractéristique est l'égalité et la constance des dérivées et calculer la composante verticale du rotationnel moyen $(\vec{rot}\vec{v})_y = \frac{\partial U}{\partial Z} - \frac{\partial W}{\partial X}$ à partir de ces dérivées

(Dupont et al. [39]). La vitesse angulaire s'écrit $\Omega_y = \frac{1}{2}(\vec{rot}\vec{v})_y$ (rad.s⁻¹) et la fréquence de

rotation solide de chaque tourbillon $f_{rot} = \frac{\Omega_y}{2\pi} = \frac{1}{2} \frac{(\vec{rot}\vec{v})_y}{2\pi}$ (Hz). Nous avons obtenu une fréquence caractéristique de 370 ± 30 Hz au niveau de la paroi, ainsi qu'une décroissance de celle-ci qui atteint 200 Hz à $Y/\delta_0 = 0.3$.

V.3.3 Conséquences

On remarque que les basses fréquences de rotation des structures à grande échelle mises en évidence dans la zone de recirculation à $\theta=9.5^\circ$ sont du même ordre de grandeur que la fréquence caractéristique d'oscillation du choc réfléchi centrée, on le rappelle, autour de 200 Hz. Ces résultats peuvent être associés au fort couplage mis en évidence au §IV.4.2.A par les mesures de pression entre le choc réfléchi et les sections de la recirculation : ils suggèrent fortement qu'une liaison directe existe entre l'instationnarité du choc et les événements à bas nombre d'onde de la recirculation, du moins pour le cas $\theta=9.5^\circ$. Pour l'interaction plus faible ($\theta=8^\circ$), de tels structures n'ont pas été observées, la zone de recirculation étant

moins accessible par les mesures PIV, avec néanmoins des forts niveaux de cohérence entre le choc réfléchi et les sections de la recirculation.

L'intensité du décollement semble donc un paramètre important par rapport à la structure de l'écoulement. Les pentes des déphasages entre les signaux de choc et ceux de la recirculation présentées au §IV.4.2.B montraient déjà une différence entre les deux interactions, avec des remontées d'information pour le cas $\theta=9.5^\circ$ et inexistantes à $\theta=8^\circ$. Une première hypothèse serait de considérer que l'alimentation des battements du choc réfléchi se fait via le développement de structures à rotation basses fréquences dans l'interaction. Ce phénomène serait alors incompatible avec l'oscillation du choc réfléchi à $\theta=8^\circ$ qui ne pourrait alors pas être alimentée par ces structures non détectées. Le rôle et l'éventuelle influence du développement de tridimensionnalités sur les instationnarités de l'interaction restent donc à déterminer.

Quoi qu'il en soit, les échelles de temps mises en jeu dans la recirculation et dans l'oscillation du choc réfléchi sont du même ordre de grandeur et fortement couplées dans leur gamme caractéristique ; la nature et intensité du couplage sont des voies qui restent à explorer.

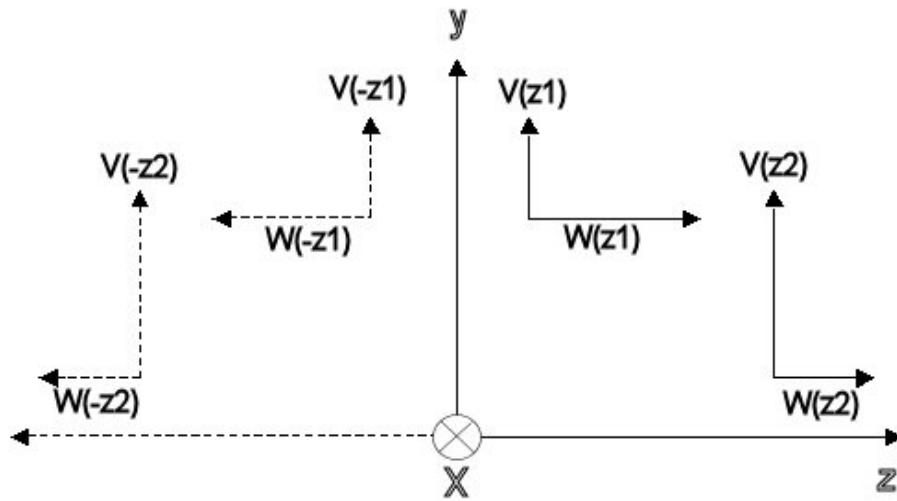
V.4 Perspectives

Comme nous l'avons mentionné au §II.3.1, l'acquisition début 2004 du module *Scheimpflug* et l'amélioration de l'ensemencement (mise en place de 4 nouveaux injecteurs), nous ont permis d'obtenir de meilleurs taux de validation et un champ d'investigation PIV plus large ($100 \times 100 \text{ mm}^2$). Parallèlement aux mesures effectuées, une étude basée sur les considérations de symétrie de l'écoulement nous a permis de nous affranchir des ambiguïtés sur la composante mesurée. Nous présentons ici la démarche de cette étude ainsi que les premiers résultats obtenus pour $\theta=9.5^\circ$.

On rappelle que les composantes de la vitesse mesurée sont de la forme

$$\begin{pmatrix} u \\ w \end{pmatrix}_{mes} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -\tan \Phi & 1 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} U \\ V \\ W \end{pmatrix}_{reel} \quad (1).$$

Les mesures de pression statique effectuées en envergure de la soufflerie [62], suggèrent une répartition symétrique de la pression à différentes sections de l'interaction, 50 mm de part et d'autre de l'axe médian. Ces mesures correspondent au cas $\theta=8^\circ$ avec chauffage pariétal, que l'on a montré être semblable — en termes de longueur de décollement — au cas $\theta=9.5^\circ$ adiabatique (voir §III.2.2). Une hypothèse tout à fait raisonnable d'après ces mesures serait de considérer l'écoulement symétrique par rapport à l'axe (OY). Le choix d'une telle symétrie implique une parité et une imparité des composantes U , V et W de la vitesse dans le repère (ZOY), illustrée ci-dessous



et qui s'écrit par définition de l'image d'un vecteur par réflexion plane

$$\begin{pmatrix} U(Z) \\ V(Z) \\ W(Z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} U(-Z) \\ V(-Z) \\ W(-Z) \end{pmatrix} \quad \text{ou encore} \quad \begin{matrix} U(Z) = U(-Z) \\ V(Z) = V(-Z) \\ W(Z) = -W(-Z) \end{matrix} \quad (S)$$

L'équation (1) à une position $+Z$ et $-Z$ données s'écrit alors

$$\begin{pmatrix} u(Z) \\ w(Z) \end{pmatrix}_{mes} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -\tan \Phi & 1 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} U(Z) \\ V(Z) \\ W(Z) \end{pmatrix}_{reel} \quad (2)$$

$$\begin{pmatrix} u(-Z) \\ w(-Z) \end{pmatrix}_{mes} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -\tan \Phi & 1 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} U(Z) \\ V(Z) \\ -W(Z) \end{pmatrix}_{reel} \quad (3)$$

La soustraction et l'addition de (2) et (3) mènent respectivement aux relations suivantes

$$\begin{pmatrix} U(Z) \\ V(Z) \\ W(Z) \end{pmatrix}_{reel} = \begin{pmatrix} u(-Z) \\ \frac{w(Z)+w(-Z)}{-2 \tan \Phi} \\ \frac{w(Z)-w(-Z)}{-2} \end{pmatrix}_{mes} \quad (4)$$

nous donnant ainsi accès aux trois composantes de la vitesse séparément dans une moitié de l'interaction à partir des vitesses mesurées, les composantes symétriques étant déduites de (4) avec (S). Pour visualiser l'effet de ces hypothèses de symétrie, on présente les champs des vecteurs vitesse à une hauteur de nappe laser $Y/\delta_0=0.7$ sans leur prise en compte (Figure 116) et après leur prise en compte (Figure 117). A cette hauteur assez éloignée de la paroi, la composante verticale V prédomine sur la composante transversale W . L'effet de l'opération miroir est visible puisqu'il élimine cette composante verticale et redresse bien les lignes de courant, qui étaient courbées sans l'effet miroir. Cette étude permet donc d'isoler les trois composantes de la vitesse et d'avoir bientôt accès à la composante verticale V . De plus, on peut souligner que ces nouveaux résultats (*Ashraf* [4]) ne remettent pas en question les précédents. Au contraire, on peut constater Figure 118 ($Y/\delta_0=0.2$) que la présence des deux structures tourbillonnaires préalablement mises en évidence en paroi est confirmée et que les coordonnées des centres des tourbillons ($X^*=0.45$; $Z^*=0.35$) sont les mêmes après opérations de symétries.

VI Synthèse. Conclusions

Dans ce travail, une étude expérimentale a été menée sur une configuration d'interaction entre un choc incident et une couche limite turbulente engendrant un décollement suivi d'un recollement. Elle avait pour objectifs principaux d'identifier les instationnarités présentes dans ce type d'interaction, de les caractériser en termes d'échelles de fréquence et de longueur et de préciser l'architecture de l'écoulement en envergure ; ceci, en vue de mieux comprendre les phénomènes mis en jeu dans celles-ci comme l'éventuel mécanisme responsable de perturbations auto-entretenues conduisant à l'apparition de basses fréquences ou de mouvements de choc, ces thèmes ayant été l'objet de nombreuses controverses dans la littérature.

Cette étude expérimentale a été réalisée en régime supersonique à Mach 2.3 pour différents cas d'intensité de choc incident. Elle a nécessité l'utilisation de moyens de mesures conventionnels (capteurs de pression, anémométrie à fil chaud et Anémométrie Laser Doppler) et le développement du système de vélocimétrie par image de particules, qui donne accès à des informations sur l'organisation transversale de l'interaction.

La répartition des principales grandeurs moyennes et turbulentes et leur modification dans l'interaction a mis en relief différentes régions de l'interaction. Une phase d'identification nous a amenée à établir, à l'aide des principaux outils de l'analyse spectrale, quelques propriétés communes des échelles fréquentielles de certaines de ces régions. Ainsi, la couche limite amont est le siège de hautes fréquences. Le choc réfléchi est caractérisé par son instationnarité et oscille aléatoirement dans une gamme basses fréquences énergétiques. Enfin, le décollement est caractérisé par des structures énergétiques dont la répartition des fréquences intermédiaires est complexe. Malgré ces similitudes, il s'est rapidement avéré que le caractère instationnaire de certaines zones de l'interaction est notablement fonction de l'intensité de décollement et affecte leurs caractéristiques. Les caractéristiques des échelles de longueur d'abord : celle de l'excursion du choc réfléchi et celle du décollement, établies comme variant selon l'intensité du choc, respectivement d'une à deux fois et de trois à sept

fois l'épaisseur de couche limite initiale. Les caractéristiques des échelles de fréquence ensuite : les basses fréquences caractéristiques du choc réfléchi observées sont comprises entre 200 et 600 Hertz et les fréquences intermédiaires se développant dans la zone décollée présentent une évolution longitudinale plus ou moins différente, selon l'intensité du choc incident. Les vitesses moyennes du choc réfléchi sont très faibles — quelques mètres par seconde — ; son mouvement est quasi-statique : ceci semble être une propriété générale. Ces différences nous ont logiquement amenées à nous intéresser au paramétrage des fréquences caractéristiques. Pour les différentes configurations étudiées, l'adimensionnement des fréquences du choc réfléchi par la longueur de décollement se révèle efficace pour les regrouper autour d'un nombre de Strouhal quasi-unique ($St_{ch} \approx 0.03$). En revanche, l'adimensionnement des fréquences de la zone détachée met en évidence deux familles d'interaction, associées à une organisation et à une cinématique d'échelles caractéristiques propres.

- une première famille d'interaction est associée aux décollements dit *forts* et correspond aux interactions d'angles d'incidence égaux à $\theta=8.8$ et à 9.5° . Dans ce type d'interaction, l'évolution longitudinale des fréquences énergétiques adimensionnées de la recirculation est similaire à celle caractéristique d'une couche de mélange. Sur 40% de la longueur de décollement, les structures sont convectées à la vitesse $0.3U_\infty$ et leur longueur d'onde augmente : dans cette partie de l'interaction, leur fréquence caractéristique est inversement proportionnelle à l'épaisseur de couche de mélange. Dans une deuxième partie de l'interaction, les structures de longueur d'onde $0.5L$ sont vraisemblablement lâchées à une fréquence constante dite de *shedding*, sans modification jusqu'à un point d'accélération situé sous l'impact du choc incident.

- une deuxième famille d'interaction est associée aux décollements dits *naissants* et correspond aux interactions d'angles d'incidence θ égaux à 7 et à 8° . Dans ce type d'interaction, l'évolution longitudinale des fréquences énergétiques adimensionnées de la recirculation présente les caractéristiques suivantes : sur 40% de la longueur de décollement, si les structures sont toujours convectées à la vitesse $0.3U_\infty$, leur longueur d'onde est constante et respectivement égale à 0.4 et $0.5L$. Dans une deuxième partie de l'interaction, les structures,

dont la longueur d'onde augmente vers l'aval, sont aussi lâchées à une fréquence de *shedding* et subissent la même accélération que celle des forts décollements.

En ce qui concerne le mécanisme d'oscillation du choc réfléchi, deux aspects ont été abordés : la présence d'énergie à basses fréquences dans les différentes régions et les liaisons entre les mouvements du choc réfléchi et les instationnarités des autres zones de l'interaction. Elles sont effectuées avec des mesures de pression instationnaire. Il s'avère que la couche limite amont ne contient pas d'énergie à basses fréquences et aucune influence particulière de la couche limite amont sur les mouvements du choc réfléchi n'a pu être mise en évidence dans cette étude. En particulier, les instationnarités du système ne sont pas liées à des pulsations parasites de la soufflerie. En revanche, la zone détachée contient, en plus des structures énergétiques, des événements basses fréquences, dans la gamme d'oscillation du choc réfléchi, dont la contribution à l'énergie totale — 20 à 30% — est significative. De plus, ces basses fréquences sont en forte cohérence avec les mouvements du choc ; un déphasage de π est mesuré entre les signaux de pression situés sur le choc réfléchi et ceux situés dans cette région à deux angles d'incidence différents correspondant à un décollement faible et à un plus fort. Ceci suggère une forte liaison spectrale de type quasi-linéaire entre le choc réfléchi et la zone détachée, dans la gamme basses fréquences. Le mécanisme expliquant ce déphasage mesuré reste néanmoins à clarifier. Dans les rampes de compression, le même phénomène a fait l'objet d'un schéma qui explique convenablement le déphasage entre le point de décollement et le point de recollement ; en revanche il s'avère insuffisant pour prédire les corrélations entre le choc et la première moitié de recirculation. Dans nos mesures, l'évolution des signaux de pression au pied du choc réfléchi font apparaître un gradient de pression longitudinal associé au mouvement du choc réfléchi sur l'étendue de son excursion : ce gradient pourrait être à l'origine de ce déphasage.

De plus, il apparaît une fois encore, que l'intensité du choc incident conditionne une remontée de pression vers l'amont de l'interaction : les pentes des déphasages mesurées entre les signaux de choc et ceux issus de la première moitié de la recirculation sont sensiblement négatives au fort décollement alors que ce comportement n'est pas observé au faible décollement.

Par ailleurs, des mesures de vélocimétrie par image de particules nous ont donné accès à l'architecture transversale de l'interaction pour deux configurations de décollement : elles révèlent, une fois de plus une différence d'organisation de l'interaction selon l'intensité du choc incident : pour l'angle d'incidence le plus élevé, la zone de recirculation est fortement tridimensionnelle et près de la paroi, deux structures tourbillonnaires contra-rotatives se développent en envergure avec des fréquences de rotation voisines de celles qui caractérisent l'oscillation du choc réfléchi. Pour le cas de décollement plus faible, aucune de ces caractéristiques n'a été décelée.

L'ensemble de ces résultats a également permis d'obtenir une base de données expérimentale détaillée, portant sur les aspects instationnaires et tridimensionnels de l'interaction. Elle est désormais accessible pour la validation de simulations numériques d'écoulements type *LES*.

D'un point de vue expérimental, plusieurs campagnes sont en vue pour confirmer ou prolonger les travaux présentés

- la mise en place de la PIV stéréoscopique permettra de s'affranchir définitivement de la contamination entre composantes.

- l'influence des interactions entre le choc et les parois latérales a été estimée. Avec le critère géométrique choisi, nous avons montré que la surface de mesure PIV n'est pas directement affectée par ces phénomènes. On peut supposer néanmoins que ce type d'interaction pourrait engendrer des phénomènes beaucoup plus complexes qu'un simple impact en paroi des chocs en lambda latéraux et que, ces effets étant amplifiés par l'intensité du choc, ils pourraient être à l'origine de l'apparition des structures en envergure ou d'une organisation plus complexe que celle mesurée. L'existence, par exemple, d'un système composé de plusieurs tourbillons qui se développent transversalement n'est pas à exclure, étant donné que la surface PIV explorée ne couvre pas toute l'envergure de la soufflerie. Seules des mesures effectuées au voisinage des hublots permettront de conclure de manière quantitative sur ces effets de bord.

Plusieurs voies restent à explorer pour déterminer la nature du couplage entre le choc réfléchi et la zone détachée :

- l'intensité du choc incident apparaît comme un paramètre important quant à l'architecture en envergure de la zone détachée, puisque les structures tourbillonnaires qui s'y développent n'apparaissent pas aux angles d'incidence faibles. On peut donc se demander dans quelle mesure ce paramètre influe sur le degré de liaison entre le choc réfléchi et la zone détachée ; l'intensité du couplage, par exemple est-elle proportionnelle à l'intensité de décollement ? Sinon, une question laissée en suspens serait l'existence éventuelle d'un décollement seuil à partir duquel tridimensionnalités et couplage apparaîtraient.

- il apparaît, aux forts décollements uniquement, que l'apparition de ces structures en envergure coïncide avec une remontée de pression vers l'amont de l'interaction (pentes des déphasages entre les signaux de choc et ceux issus de la première moitié de la recirculation négatives). Est-ce que la propagation d'information est conditionnée par le développement de ces structures et son rôle est-il d'entretenir les mouvements du choc ? Cette hypothèse d'alimentation des battements du choc via le développement de structures en envergure — observées uniquement au fort décollement — est pour l'instant incompatible avec l'oscillation du choc réfléchi — phénomène que l'on a constaté à tous les angles —. Par contre, cette hypothèse devient plausible si l'on considère que les tourbillons transversaux se développent aussi aux faibles décollements, mais qu'ils sont plus difficiles à détecter. En d'autres termes, le rôle des tridimensionnalités dans l'entretien des basses fréquences du choc reste à déterminer.

Quoi qu'il en soit sur la nature de la liaison, avec ces informations différentes et complémentaires, on peut affirmer que les échelles de temps mises en jeu à basses fréquences dans la recirculation et dans l'oscillation du choc réfléchi sont du même ordre de grandeur et fortement dépendantes dans leur gamme caractéristique.

Bibliographie

- 1: ALVI F.S., SETTLES G.S., Physical model of the swept shock wave/ boundary layer interaction flowfield, AIAA Journal Vol.30, N°9, September 1992
- 2: ANDREOPOULOS J., MUCK K.C, Some new aspects of the shock wave - boundary layer interaction in compression ramp flows, J. Fluid Mechanics, Vol. 180, pp.405-428, 1987
- 3: ARDONCEAU P., LEE D.H., ALZIARY DE ROQUEFORT T., Turbulence behaviour in a shock wave / boundary layer interaction, AGARD CP-271, Paper N°8, 1980
- 4: ASHRAF A., PIV Measurements on a shock wave boundary layer interaction, Projet de Fin d'Etudes de l'Imperial College of Science Technology and Medicine Department of Aeronautics, Juin 2004
- 5: BARRE S., DUPONT P., DUSSAUGE J.P., Hot wire measurements in turbulent transonic flows, Eur. J. Mech., B/ Fluids, Vol. 11, N°4, pp.439 -454, 1992
- 6: BARRE S., QUINE C., DUSSAUGE J.P., Compressibility effects on the structure of supersonic mixing layers experimental results, J. Fluid Mech., Vol. 259, pp.47-78, 1994
- 7: BENKEMOUN L., SALAUN M., Développement d'une couche limite turbulente supersonique sur une paroi chauffée. Propriétés du champ turbulent et exploitation théorique, Rapport ONERA N° 74/7078, 1988
- 8: BERESH S.J., CLEMENS N.T., DOLLING D.S., Relationship between upstream turbulent boundary layer velocity fluctuations and separation shock unsteadiness, AIAA Journal, Vol.40, n° 12, Dec 2002
- 9: BLUMEN W., Shear layer instability of an inviscid compressible fluid, J. Fluid Mechanics, Vol.71, Part.2, pp. 305-316, 1970
- 10: BLUMEN W., Shear layer instability of an inviscid compressible fluid, J. Fluid Mechanics, Vol.40, pp. 769-781, 1970
- 11: BOGAR T.J., SAJBEN M., KROUTIL J.C., Characteristic frequencies of transonic diffuser flow oscillations, AIAA Journal, Vo.21, N°9, pp.1232-1240, Sept. 1983
- 12: BOGDONOFF S.M., Some experimental studies of the separation of supersonic boundary layers, Dept. of Aeronautical Engineering, Princeton University, Report 336, 1955
- 13: BOIN J.P., ROBINET J.-Ch, CORRE C., DENIAU H., 3D Steady and Unsteady Bifurcations in Laminar Shock Wave / Boundary Layer Interaction: Numerical Study, Physics of Fluids, Submitted April 2004

Bibliographie

- 14: BOURGOING A., Instationnarité et dissymétrie d'un écoulement supersonique décollé dans une tuyère plane, Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI, Paris , 2002
- 15: BOURGOING A., Instationnarité et dissymétrie d'un écoulement supersonique décollé dans une tuyère plane, Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI, Paris , 2002
- 16: BROWN G.L., ROSHKO A., On density effects and large structures in turbulent mixing layers, *J. Fluid Mech.* N°64, pp 775-781, 1974
- 17: CHAPMAN D.R., KUEHN D.M., LARSON H.K., Investigation of separated flow in supersonic and subsonic streams with emphasis of the effect of transition, NACA TN-3869, 1957
- 18: CHERRY N.J., HILLIER R., LATOUR M.E.M., Unsteady measurements in a separated and reattaching flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 144, pp. 13-46, 1984
- 19: COMTE-BELLOT G., FAURE T., DUPONT P., DUSSAUGE J.P., DEBIEVE J.F, Time constant, noise and bandwidth studies of constant voltage anemometer in a supersonic wind tunnel, 18th international congress on instrumentation in aerospace simulation facilities, Juin 1999
- 20: COUSTEIX J., Aérodynamique en fluide visqueux, Turbulence et couche limites, Cours de l'Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 1988
- 21: CULICK F.E.C., ROGERS T., The response of normal shocks in diffusers, *AIAA Journal*, Vol.21, N°10, pp.1382-1390, 1983
- 22: DANTEC MEASUREMENT TECHNOLOGY, Flowmap, Particle Image Velocimetry Instrumentation, Installation and user's guide, Vol.1, 2, 3., 2000
- 23: DAUBECHIES I., Ten lectures on wavelets, SIAM, Philadelphia, Pennsylvania, USA, 1992
- 24: DEBIEVE J.F., Etude d'une interaction turbulence- onde de choc, Thèse d'Etat, Université d'Aix- Marseille, 1983
- 25: DEBIEVE J.F., DUPONT P, LAURENT H., Compressibility and structure of turbulence in supersonic shear flows, *Eur J Mech B-Fluid* 19 (5): 597-614 , Sep-oct 2000
- 26: DEBIEVE J.F., DUPONT P., SMITH D., SMITS A.J., Supersonic turbulent boundary layer subjected to step changes in wall temperature, *AIAA Journal*, Vol. 35, January 1997
- 27: DEBIEVE J.F., LACHARME J.P., A shock wave/free turbulence interaction, IUTAM Symposium on Turbulent Shear-Layer/Shock-Wave Interaction, Palaiseau, France, September 9-12 1985
- 28: DELERY J., Handbook of shock wave, Vol.2, Academic Press, 2001
- 29: DELERY J., FORMERY M.J., A finite difference method for inverse solutions of 3D turbulent boundary layer flow, *AIAA Paper* N°83-0301, Jan. 1983

Bibliographie

- 30: DELERY J., MARVIN J.G., Shock wave - boundary layer interactions, AGAARDograph n° 280, OTAN
- 31: DELEUZE J, ELENA M., Some turbulence characteristics downstream a shock wave-boundary layer interaction, Advances in Turbulence 6 (ETC Lausanne), (S. Gavrilakis, L. Machiels, and P. Monkewitz, eds.), Kluwer, p. 433, 1996
- 32: DELEUZE J., Structure d'une couche limite turbulente soumise à une onde de choc incidente, Thèse de l'Université Aix-Marseille II, 1995
- 33: DELEUZE J., ELENA M., Some turbulence characteristics downstream of a shock wave boundary layer interaction, In advances in turbulence VI, Proceedings of the 6th european turbulent conference, Lausanne, Switzerland, Kluwer Academic Publishers, p.433-436, 2-5 July 1996
- 34: DOERFFER P., DALLMANN U., Spatial and temporal features of separated flow field at a convex wall induced by normal shock wave turbulent boundary layer interaction, AIAA 21st Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Lasers Conference, Seattle, June 18-20, 1990
- 35: DOERFFER P., DALLMANN U., Reynolds number effects on separation structures at normal shock wave / turbulent boundary layer interaction, AIAA Journal, Vol.27, N°9, Sept. 1988
- 36: DOLLING D.S., BRUSNIAK L., Separation shock motion in fin, cylinder, and compression ramp-induced turbulent interactions, AIAA Journal Vol.27, N°6, 1988
- 37: DOLLING D.S., MURPHY M.T., Unsteadiness of the separation shock wave structure in a supersonic compression ramp flowfield, AIAA Journal, Vol.21, N°12, 1982
- 38: DOLLING D.S., OR C.T., Unsteadiness of the shock wave structure in attached and separated compression ramp flows, Experiments in Fluids Vol.3, N°24-32 , 1985
- 39: DUPONT P., HADDAD C., ARDISSONE J.P., DEBIEVE J.F., Space and time organization of a shock wave/turbulent boundary layer interaction, A paraitre dans Aerospace Science and Technology, 2005, Sous presse
- 40: DUPONT P., HADDAD C., ARDISSONE J.P., DEBIEVE J.F., Echelles de temps et d'espace dans une interaction onde de choc – couche limite, Contrat CNES, pôle Aérodynamique des Tuyères et Arrière Corps, Rapport 2ème année, juin 2002
- 41: DUPONT P., HADDAD C., ARDISSONE J.P., DEBIEVE J.F., Instationnarités et stuctures à grandes échelles dans une interaction onde de choc-couche limite avec décollement, Rapport final Ministère : Recherche Aéronautique sur le supersonique, Février 2003
- 42: DUPONT P., HADDAD C., DUSSAUGE J.P., DEBIEVE J.F., Three-dimensional organization and unsteadiness of shock wave/turbulent boundary layer interaction, , International Symposium on Interdisciplinary Shock Wave Research. Matsushima, Japan, pp.105-109, march 22/24 2004

Bibliographie

- 43: DUPONT P., MUSCAT P., DUSSAUGE J.P., Localisation of large scale structures in a supersonic mixing layer: A new method and first analysis, *Flow Turbulence and Combustion*, Vol. 62, pp 335-358, 1999
- 44: DUTTON J.C., ADDY A.L., OLSEN M.G., U.S. Army Research Office, DAAAH04-93-G-0226, 1993
- 45: ELENA M., TEDESCHI G., GOUIN H., Motion of tracer particles in supersonic flows, *Experiments in fluids* 26(4): 288-296 , Mars 1999
- 46: ERENGIL M.E., DOLLING D.S., Correlation of separation shock motion with pressure fluctuations in the incoming boundary layer , *AIAA*, Vol. 29, n°11, 1991
- 47: ERENGIL M.E., DOLLING D.S., Unsteady wave structure near separation in a Mach 5 compression ramp interaction, *AIAA Journal*, Vol.29, N°5, 1989
- 48: ESA-CNES, Tome I et II, European Seminar on Rocket nozzle flows, October 12th, 13th 1998
- 49: GARNIER E., SAGAUT P., Large eddy simulation of shock/ boundary layer interaction, *AIAA Journal*, Vol.40, N°10, 2002
- 50: GEFROH D., LOTH E., DUTTON C., Control of an oblique shock - boundary layer interaction with aeroelastic mesoflaps, *AIAA Journal*, Vol.40, n°12, Dec 2002
- 51: GIRARD S., Etude des charges latérales dans une tuyère supersonique surdétendue, Thèse de doctorat de l'Université de Poitiers, 1999
- 52: GREEN J.E., Reflexion of an oblique shock wave by a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, Vol.40, part 1, pp-81-95, 1970
- 53: HADDAD C., ARDISSONE J.P., DEBIEVE J.F., DUPONT P., Time scales in a shock wave/ turbulent boundary layer interaction, *Euromech colloquim 440, Aerodynamics and Thermochemistry of High Speed Flows*, Marseille, 16-19 september 2002
- 54: HADDAD C., DUPONT P., ARDISSONE J.P., DEBIEVE J.F., Space and time organization of a shock wave/turbulent boundary layer interaction, 39e colloque d'aérodynamique appliquée, CNES Paris , 22-24 mars 2004
- 55: HAKKINEN R.J., GREBER I., TRILLING L., The interaction of an oblique shock wave with a laminar boundary layer, *NASA Memo 2-18-59W*, March 1959
- 56: INGER G.R., Spanwise propagation of upstream influence in conical swept shock boundary layer interactions, *AIAA Journal*, Vol.25, N°2, pp.287-293, 1987
- 57: KIYA M., SASAKI K., Structure of a turbulent separation bubble, *J. Fluid Mech.* Vol 137; pp 83-113, 1983

Bibliographie

- 58: KIYA M., SHIMIZU M., MOCHIZUKI O., Sinusoidal forcing of a turbulent separation bubble, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.137, pp.119-139, 1983
- 59: KLEBANOFF P.S., Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient, NACA TN 3178, July 1954
- 60: KUBOTA H., STOLLERY J.L., An experimental study of the interaction between a glancing shock wave and a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mechanics*, Vol.116, pp.431-458, 1982
- 61: LANDAU L., LIFCHITZ E., *Physique théorique: Mécanique des fluides*, Editions Mir-Moscou. Ellipses, 1971
- 62: LAURENT H., Turbulence d'une interaction onde de choc- couche limite sur paroi plane adiabatique ou chauffée, Thèse de l'Université d'Aix-Marseille II, Mai 1996
- 63: LAWRENCE R.A., Symmetrical and antisymmetrical separation in supersonic nozzle, Research Report 67-1, Southern Methodist University, April 1967
- 64: LAWRENCE R.A., WEYNAND E.E., Factors affecting flow separation in contoured supersonic nozzles, *AIAA Journal*, June 1968
- 65: LIGHTHILL M.J., Attachment and separation in three dimensional flows, *Laminar boundary layer theory*, pp.72-82, Oxford University Press, 1963
- 66: MAX J., *Méthodes de traitement du signal et application aux mesures physiques*, Masson éditeur, Paris, 1981
- 67: Mc KENZIE J.F., WESTPHAL K.O., Interaction of linear waves with oblique shock waves, *Physics of Fluids*, Vol.11, pp.2350-2362, 1968
- 68: MOORE F.K., Unsteady oblique interaction of a shock wave with a plane disturbance, NACA TN 2879, 1954
- 69: MUCK K.C., ANDREOPOULOS J., DUSSAUGE J.P., Unsteady nature of shock wave / turbulent boundary layer interaction, *AIAA Journal*, Vol.26, N°2, February 1988
- 70: MULLER J., MUMMLER R., STAUDACHER W., Comparison of some measurements techniques for shock-induced boundary layer separation, *Aerosp. Sci. Technol.*, Vol. 5, Issue 6, pp 383-395, 2001
- 71: MUSCAT P., Structures à grandes échelles dans une couche de mélange supersonique. Analyse de Fourier et analyse en ondelettes, Thèse de l'Université d'Aix Marseille II, Mai 1998
- 72: NGUYEN A.T., DENIAU H., GIRARD S., ALZIARY DE ROQUEFORT T., Unsteadiness of Flow Separation and End-Effects Regime in a Thrust-Optimized Contour Rocket Nozzle, *Applied Scientific Research*, Vol. 71, N°1-4, pp. 161-181, 2003

Bibliographie

- 73: NGUYEN A.T., DENIAU H., GIRARD S., ALZIARY DE ROQUEFORT T., Wall pressure fluctuations in an over-expanded supersonic nozzle, AIAA Paper,02-4001, 38th AIAA Joint Propulsion Conference, Indianapolis, 2002
- 74: P. DUPONT, DEBIEVE J.F., ARDISSONE J.P., HADDAD C., Some time properties in shock boundary layer interaction, , Proceeding West East High Speed Flows. pp 392-400 CIMNE first edition january 2003
- 75: PAPAMOSCHOU D., Experimental investigation of heterogeneous compressible shear layers, Ph.D. Thesis, California Institute of Technology, 1986
- 76: PAPAMOSCHOU D., Structure of the compressible turbulent shear layer, AIAA Paper. 89-0126, 1989
- 77: PAPAMOSCHOU D., ROSHKO A., The compressible turbulent shear layer: an experimental study, J. Fluid Mech. n°197, pp.453-477, 1988
- 78: PLOTKIN K.J., Shock wave oscillation driven by turbulent boundary layer fluctuations, AIAA Journal, Vol.13, N°8, pp.1036-1040, 1975
- 79: POINCARÉ H., Les points singuliers dans les équations différentielles, Compte rendu de l'Académie des Sciences, Février 1891
- 80: PRICE A.E., STALLINGS R.L., Investigation of turbulent separated flow in the vicinity of fin type protuberances at supersonic Mach numbers, NASA TN D-3840, 1967
- 81: RIBNER H.S., Shock turbulence interaction and the generation of noise, NACA TN 3255, 1954
- 82: ROBINET J-Ch, DARU V., TENAUD Ch., Two-dimensional laminar shock wave / boundary layer interaction, BAIL, Toulouse, 2004
- 83: ROBINET J-Ch., Etude des instabilités dans une couche limite décollée incompressible et compressible et réponse de choc oblique à une perturbation, Rapport de Post Doctorat, Groupe Supersonique, IUSTI, Juin 2001
- 84: ROBINET J.C., CASALIS G., Critical interaction of a shock wave with an acoustic wave, Physics of Fluids, Vol.13, N°4, Avril 2001
- 85: ROBINET J.C., CASALIS G., Shock oscillations in diffuser modeled by a selective noise amplification, AIAA Journal, Vol.37, N°4, pp.453-459, April 1999
- 86: ROSHKO A., THOMKE G.J., Correlations for incipient separation pressure, Douglas Aircraft Co., DAC-59800, 1966
- 87: SCARANO F., VAN OUDHEUSDEN B.W., Planar velocity measurements of a two-dimensional compressible wake, Experiments in Fluids 34, pp.430-441, 2003

Bibliographie

- 88: SETTLES G., VAS I.E., BOGDONOFF S.M., Details of a shock - separated turbulent boundary layer at a compression corner, AIAA Journal, Vol.14, N°12, Dec 1976
- 89: SETTLES G.S., FITZPATRICK T.J., BOGDONOFF S.M., Detailed study of attached and separated compression corner flowfields in high Reynolds number supersonic flows, AIAA Journal, Vol.18, pp.779-785, 1979
- 90: SETTLES G.S., LU F.K., Conical similarity of shock/ boundary layer interactions generated by swept and unswept fins, AIAA Journal, Vol.23, N°7, pp.1021-1027, 1985
- 91: SMITS A.J., DUSSAUGE J.P., Turbulent shear layers in supersonic flow, AIP Press, 1996
- 92: TAN D.K.M., TRAN T.T., BOGDONOFF S.M., Surface pressure fluctuations in a three-dimensional shock wave / turbulent boundary layer interaction, AIAA Paper 85-0125, 1985
- 93: THEOFILIS V., On linear and nonlinear instability of the incompressible swept attachment line boundary layer, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 355, pp. 193-227, 1998
- 94: THOMAS A.S.W., BULL M.K., On the role of wall pressure fluctuations in deterministic motions in the turbulent boundary layer, J. Fluid Mechanics 128, pp.283-322, 1983
- 95: THOMAS F.O., PUTMAN C.M., CHU H.C., On the mechanism of unsteady shock oscillation in shock wave/turbulent boundary layer interaction, Experiments in Fluids, Vol.18, 69-81, Springer-Verlag, 1994
- 96: VAN DRIEST ER, Turbulent boundary layers in compressible fluids, J. Aeronautics sc 18 n° 145, 1951

Figures

Figures

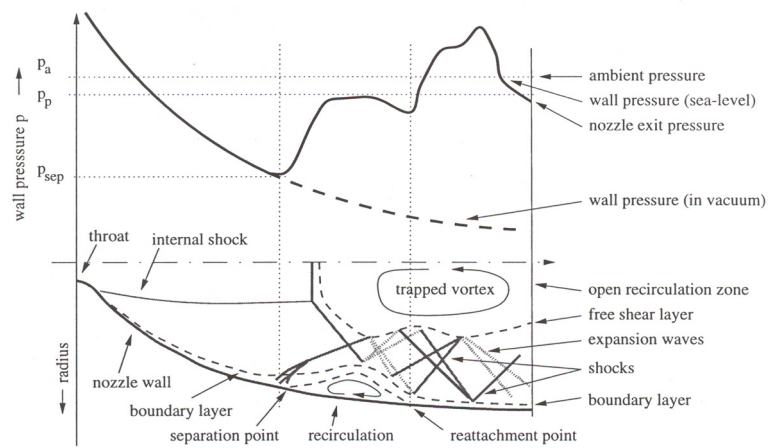


Figure 1 : Champ moyen d'un décollement restreint dans une tuyère axisymétrique et répartition de pression moyenne associée (d'après [48]).

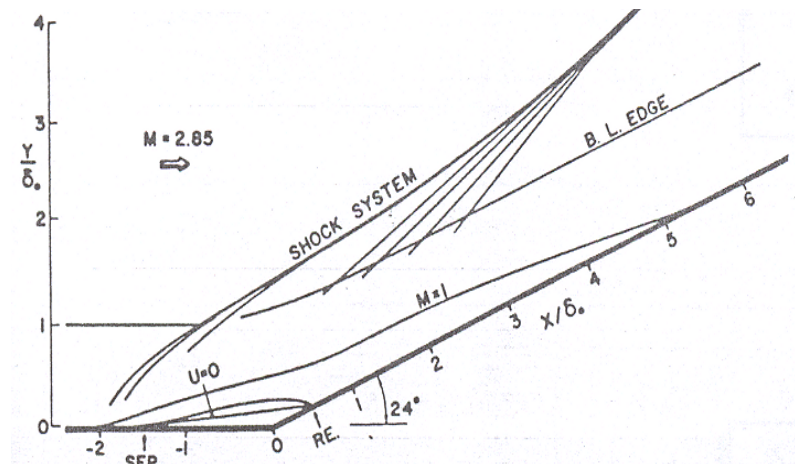


Figure 2 : Champ moyen d'une interaction entre une onde de choc et une couche limite turbulente créée par une rampe de compression (d'après Dolling et Murphy [37]).

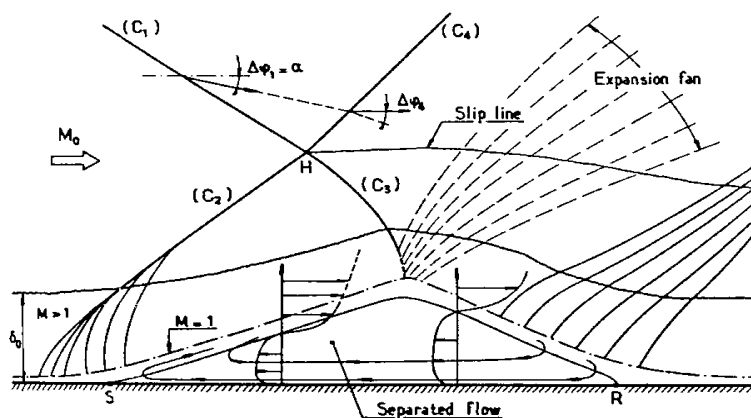


Figure 3 : Champ moyen d'une interaction entre une onde de choc et une couche limite turbulente créée par la réflexion d'une onde de choc incidente sur paroi plane (d'après Déleroy et Marvin [30]).

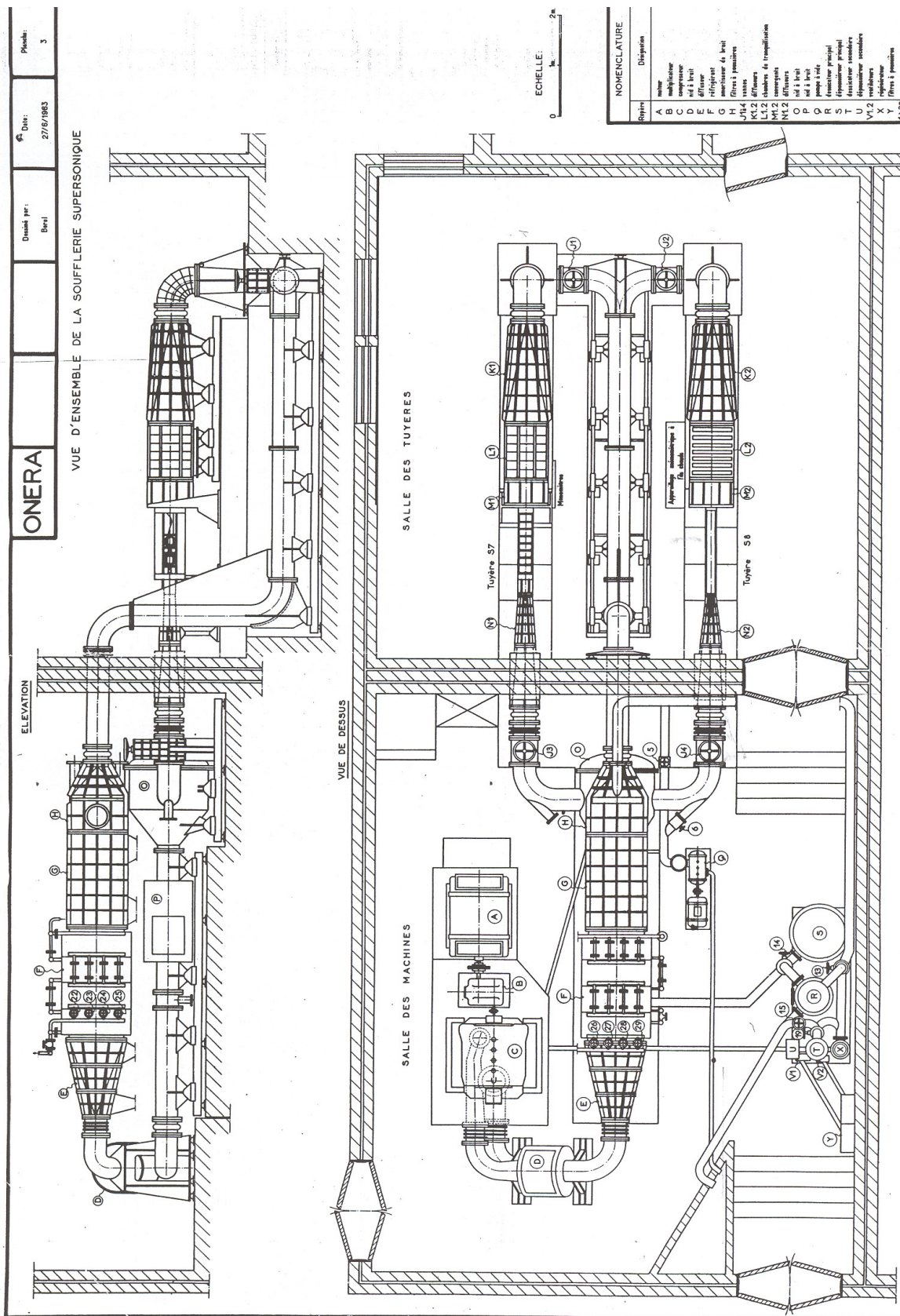


Figure 4 : Vue d'ensemble de la soufflerie supersonique de l'IUSTI.

Figures

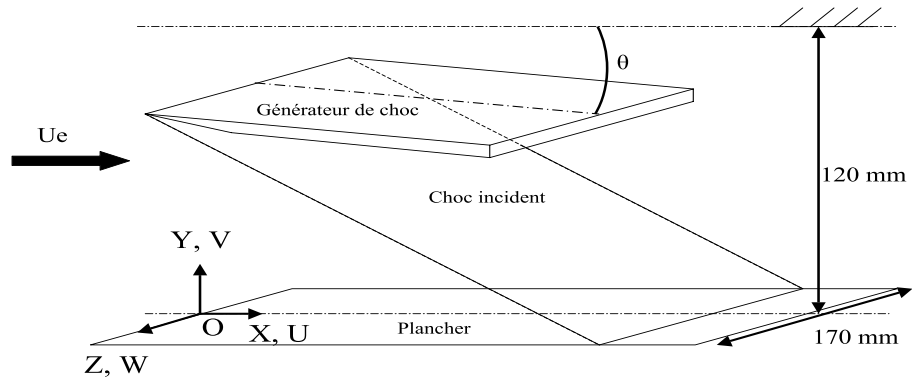


Figure 5 : Schéma de la veine S8

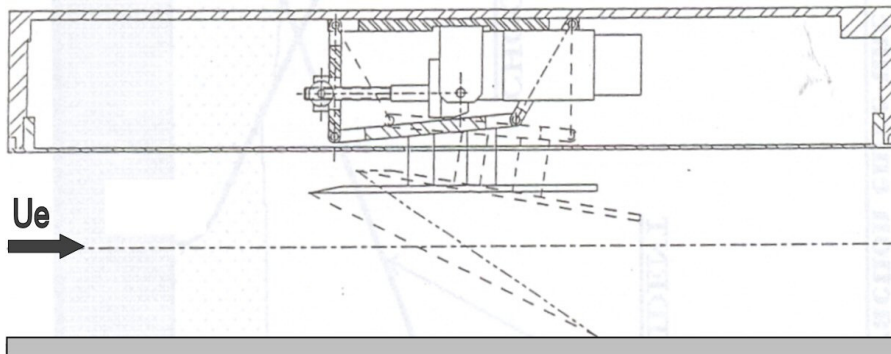


Figure 6 : Schéma du générateur de choc.

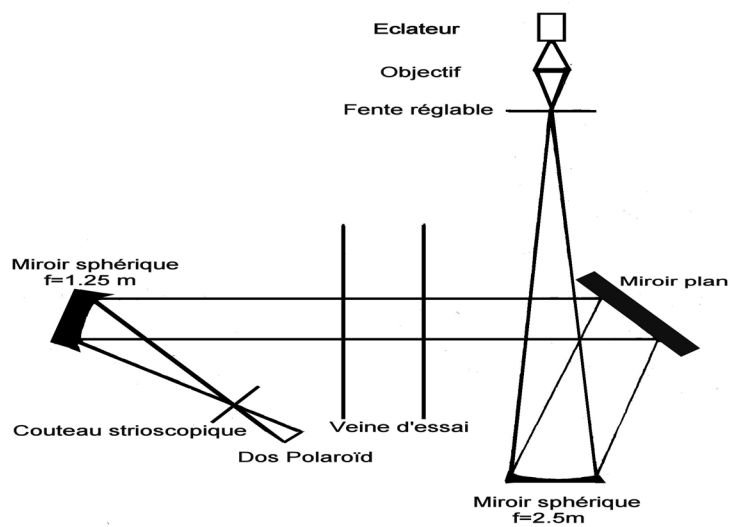


Figure 7 : Montage strioscopique

Figures

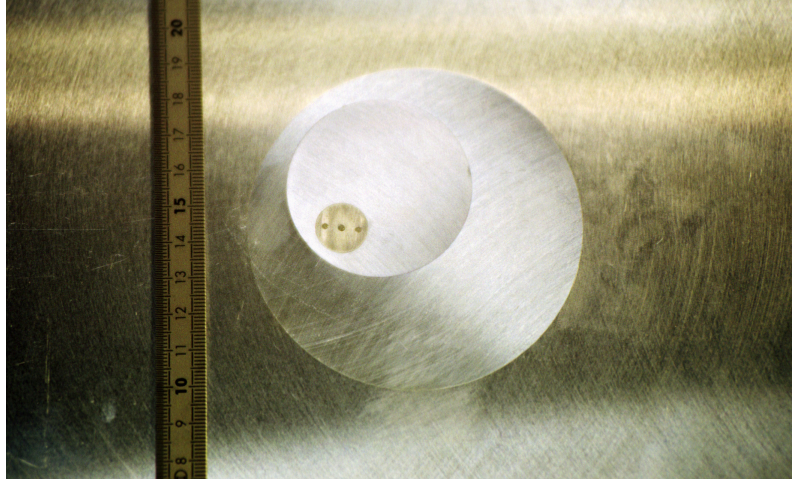


Figure 8 : Maquette Kulite n°1: excentriques.

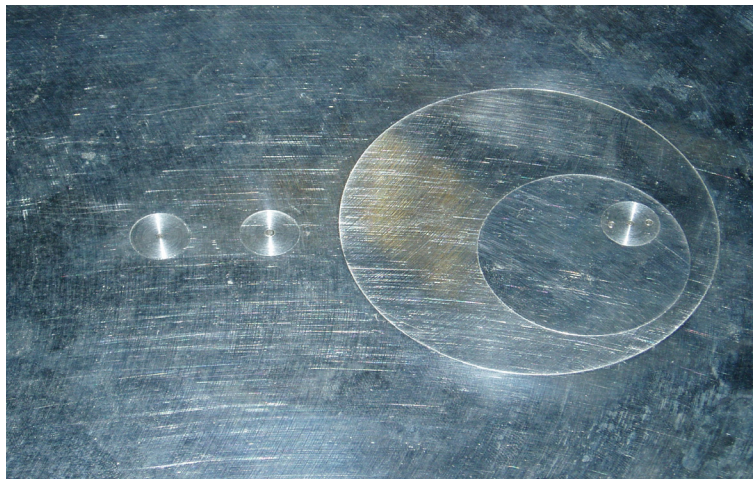


Figure 9 : Maquette Kulite n°2: excentriques et capteurs fixes.

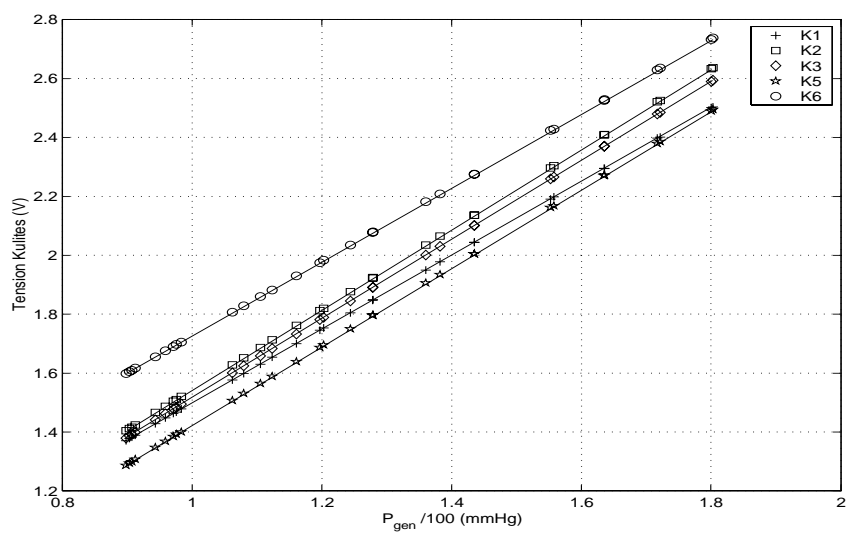


Figure 10 : Courbes de tarage des capteurs pour la pression de perturbation.

Figures



Figure 11 : Montage PIV.

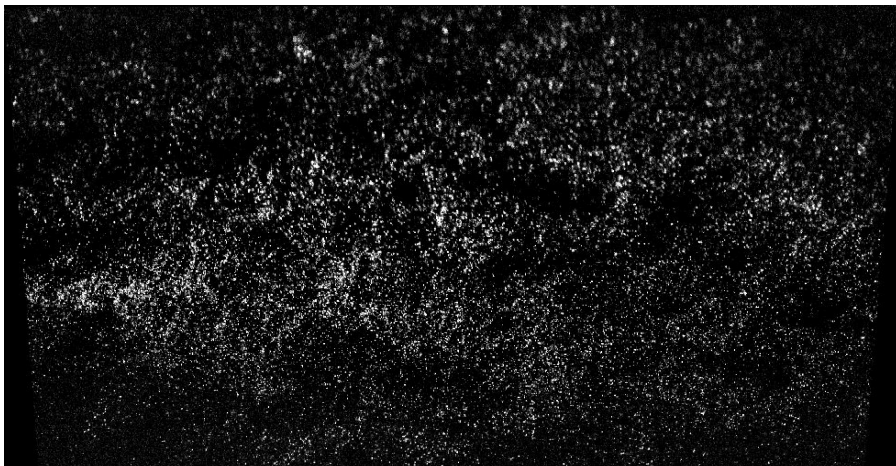


Figure 12 : Exemple d'ensemencement sur S8.

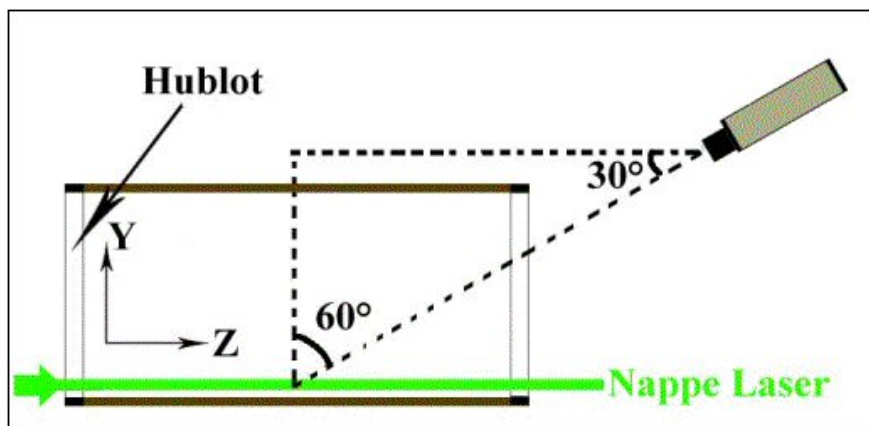


Figure 13 : Schéma du montage PIV.

Figures

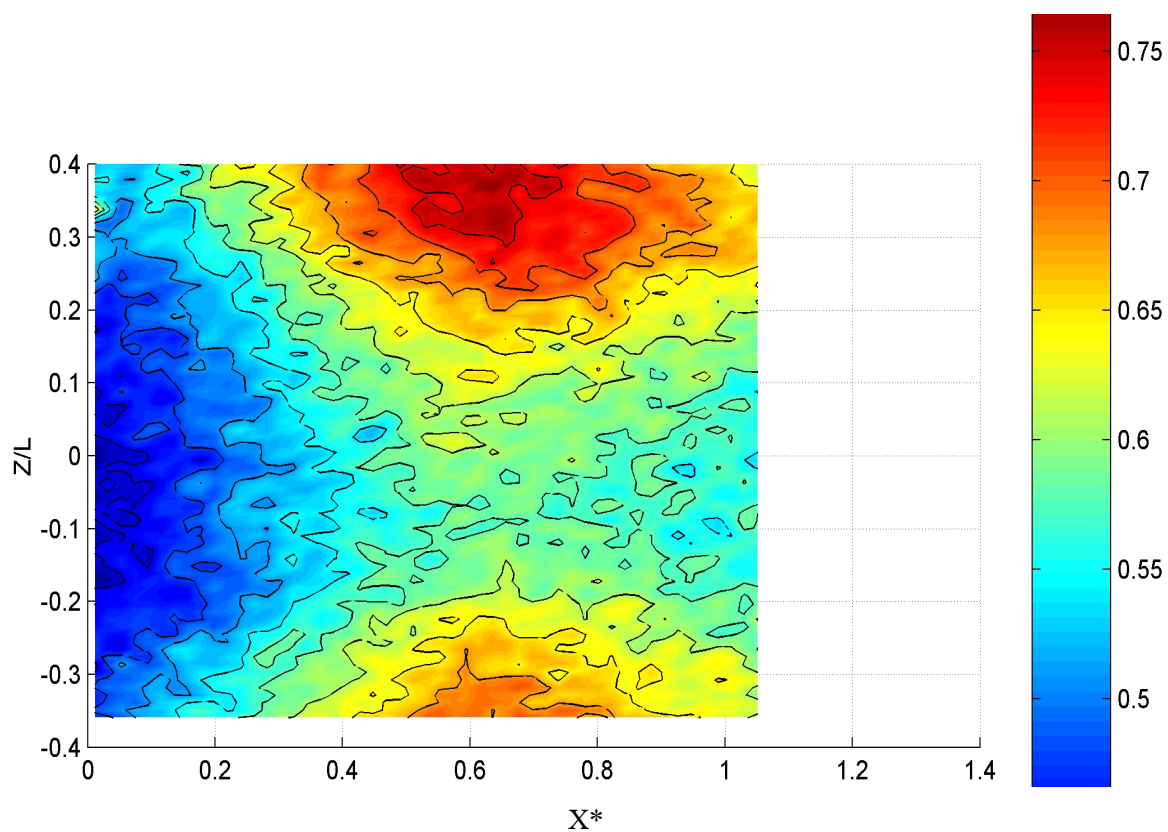


Figure 14 : Mesures PIV: Iso-pourcentage de validation, $Y/\delta_0=0.1$, $\theta=9.5^\circ$.

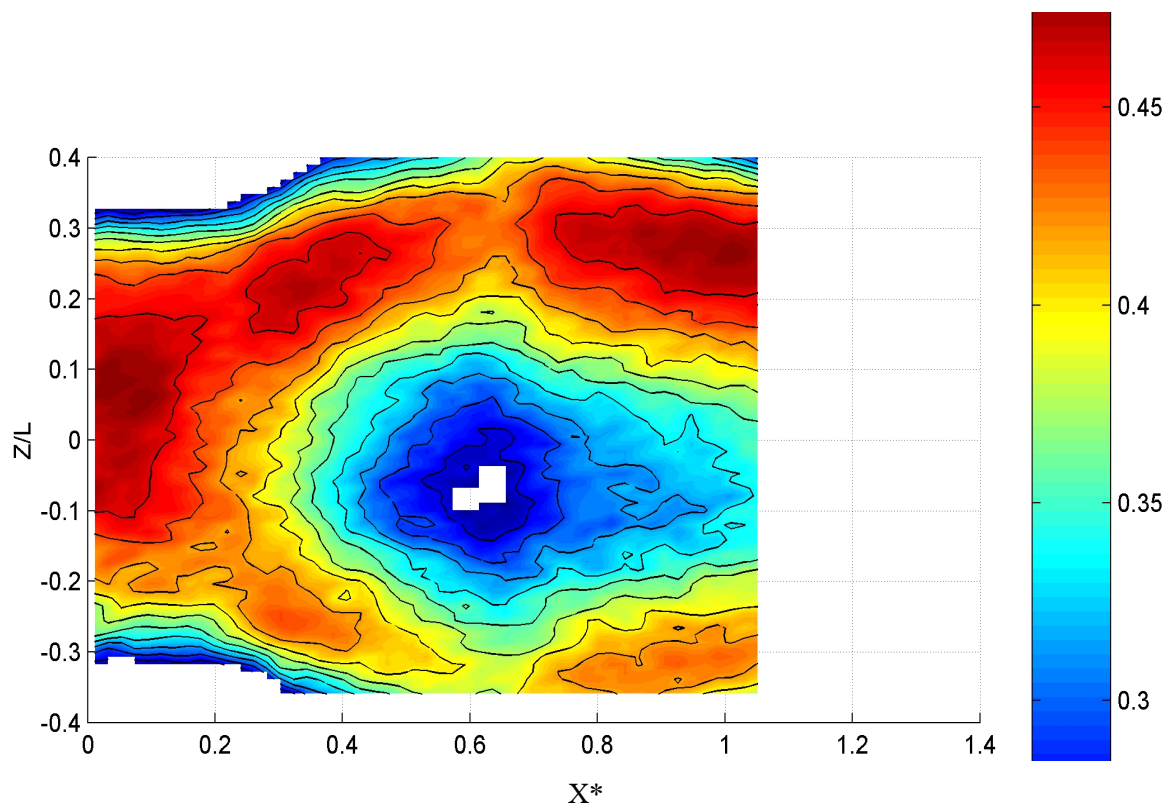


Figure 15 : Mesures PIV: Iso-pourcentage de validation, $Y/\delta_0=0.7$, $\theta=9.5^\circ$.

Figures

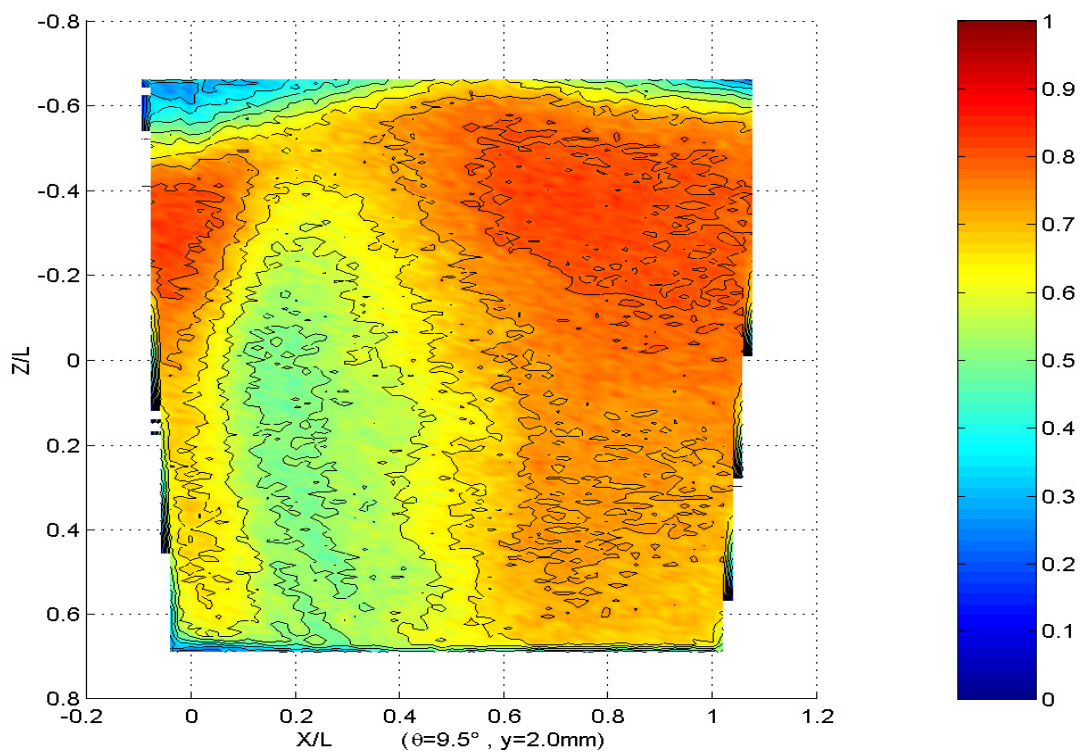


Figure 16 : Mesures PIV : iso-pourcentage de validation, $Y/\delta_0=0.2$, $\theta=9.5^\circ$ (abscisse : X^*).

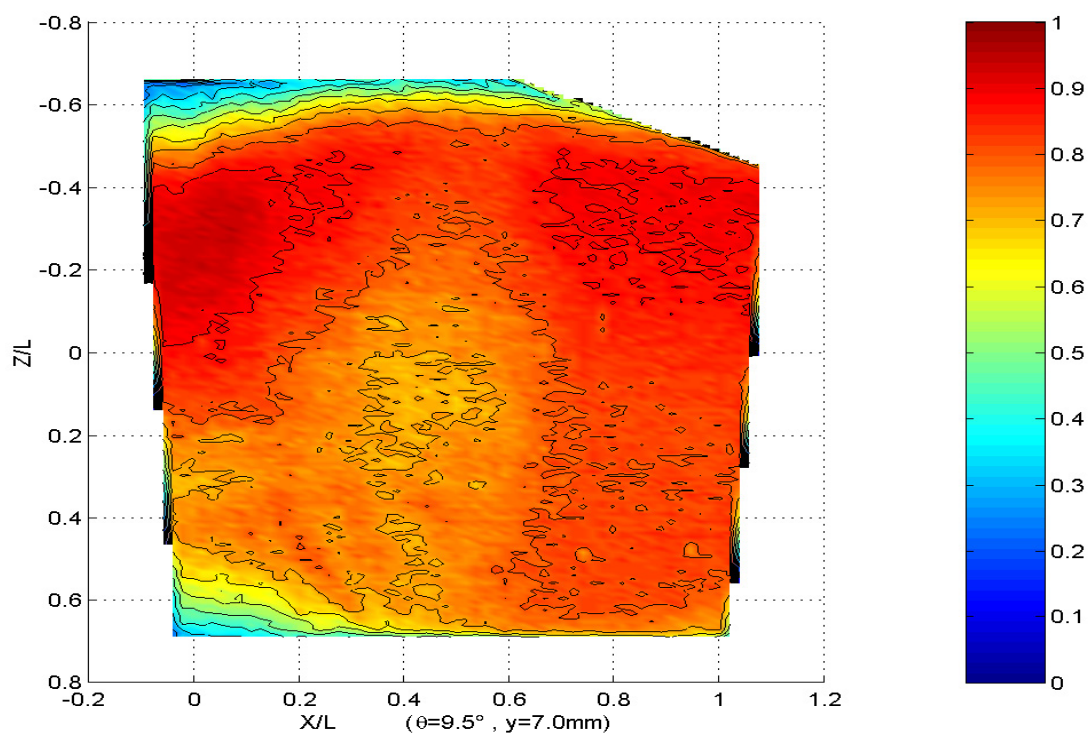


Figure 17 : Mesures PIV : iso-pourcentage de validation, $Y/\delta_0=0.7$, $\theta=9.5^\circ$ (abscisse : X^*).

Figures

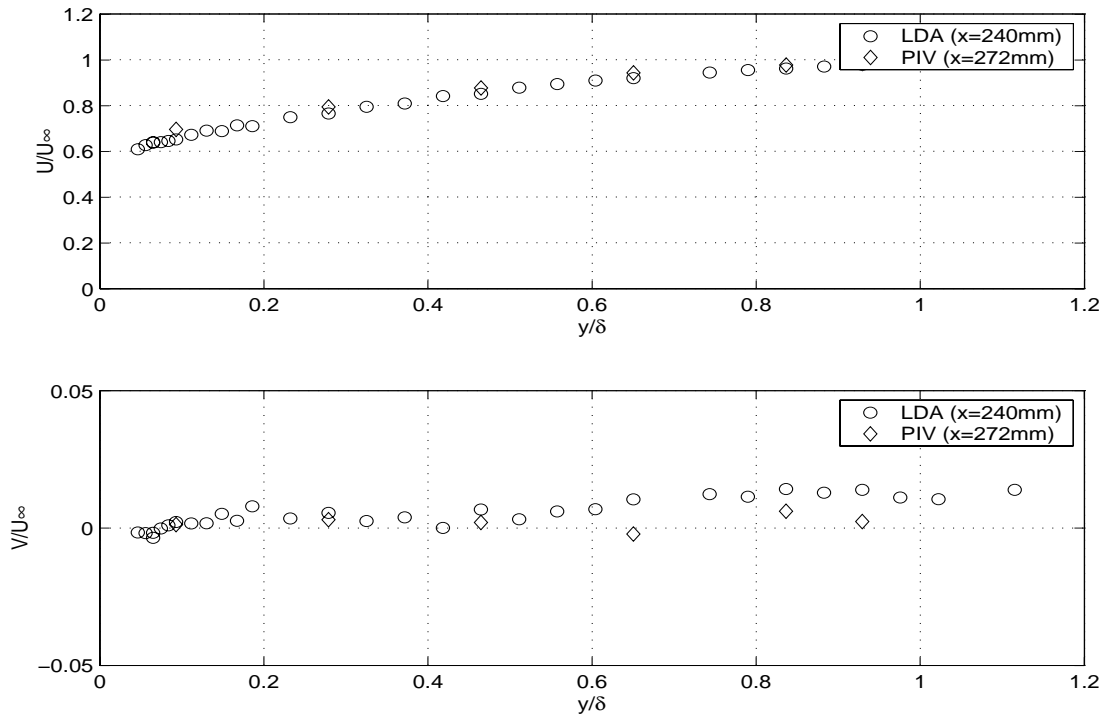


Figure 18 : Comparaison des profils de vitesses moyennes U et V obtenus par PIV et ALD en couche limite amont, $\theta=8^\circ$.

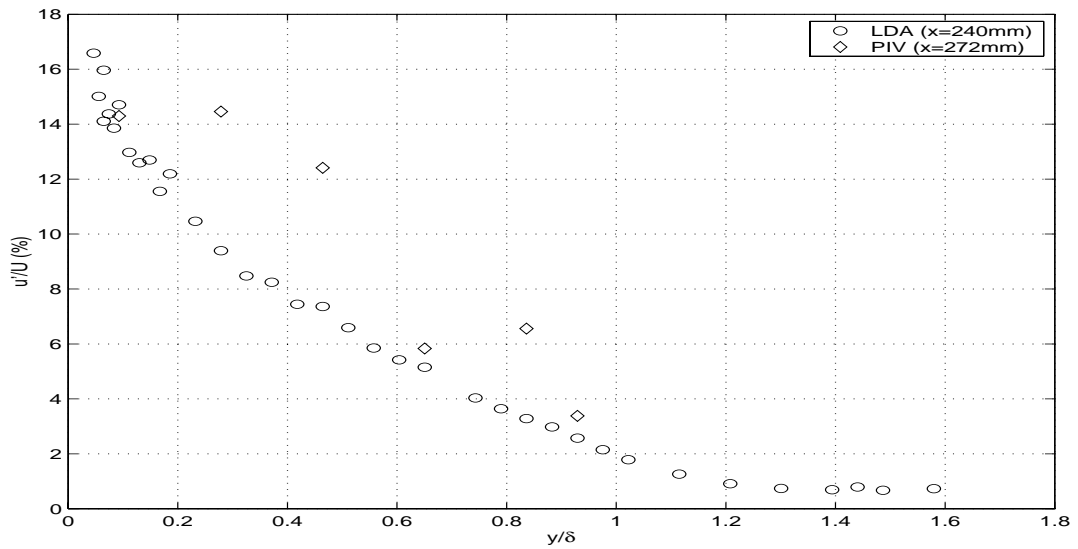


Figure 19 : Comparaison des profils d'intensités de turbulence longitudinales obtenus par PIV et ALD en couche limite amont, $\theta=8^\circ$.

Figures

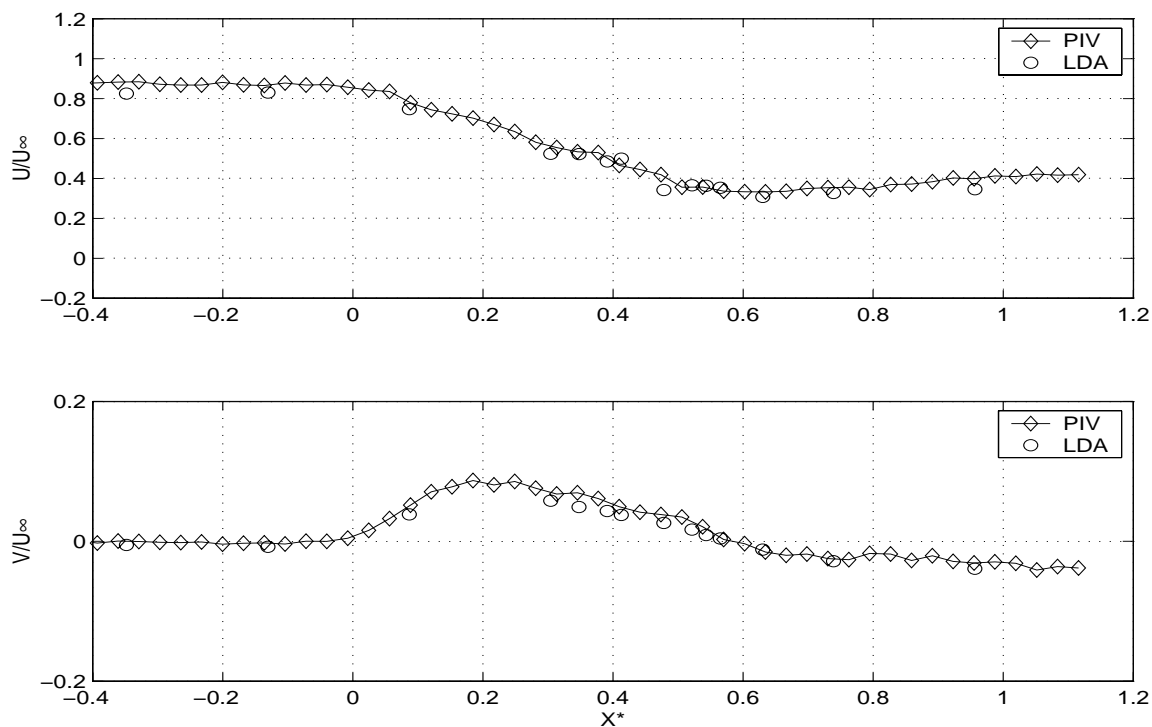


Figure 20 : Comparaison des profils longitudinaux de vitesses moyennes U et V obtenus par PIV et LDA, $Y/\delta_0=0.5$, $\theta=8^\circ$.

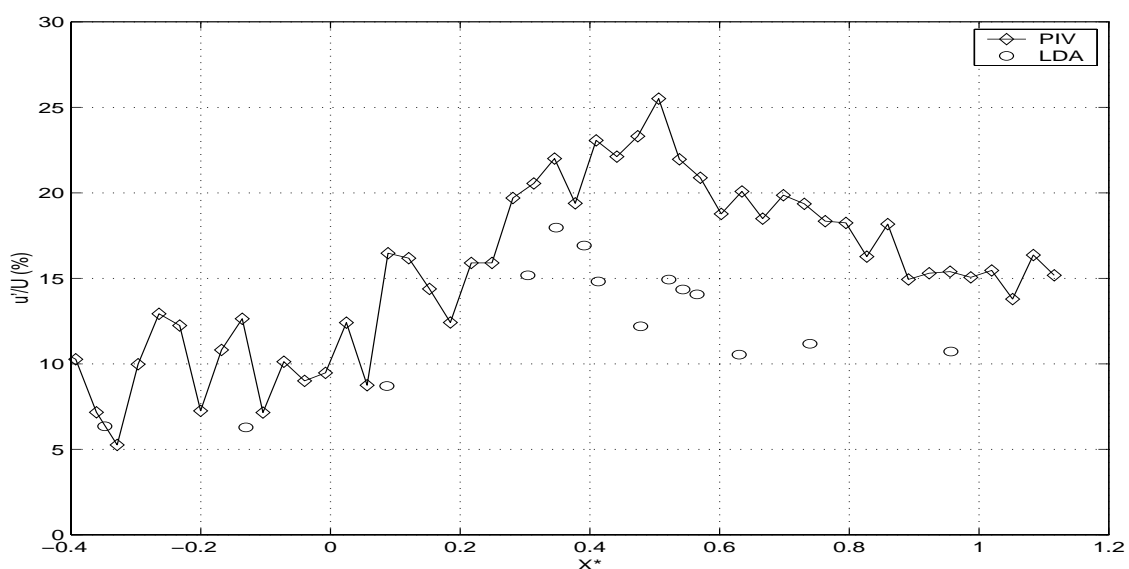


Figure 21 : Comparaison des profils longitudinaux des intensités de turbulence longitudinales obtenus par PIV et LDA, $Y/\delta_0=0.5$, $\theta=8^\circ$.

Figures

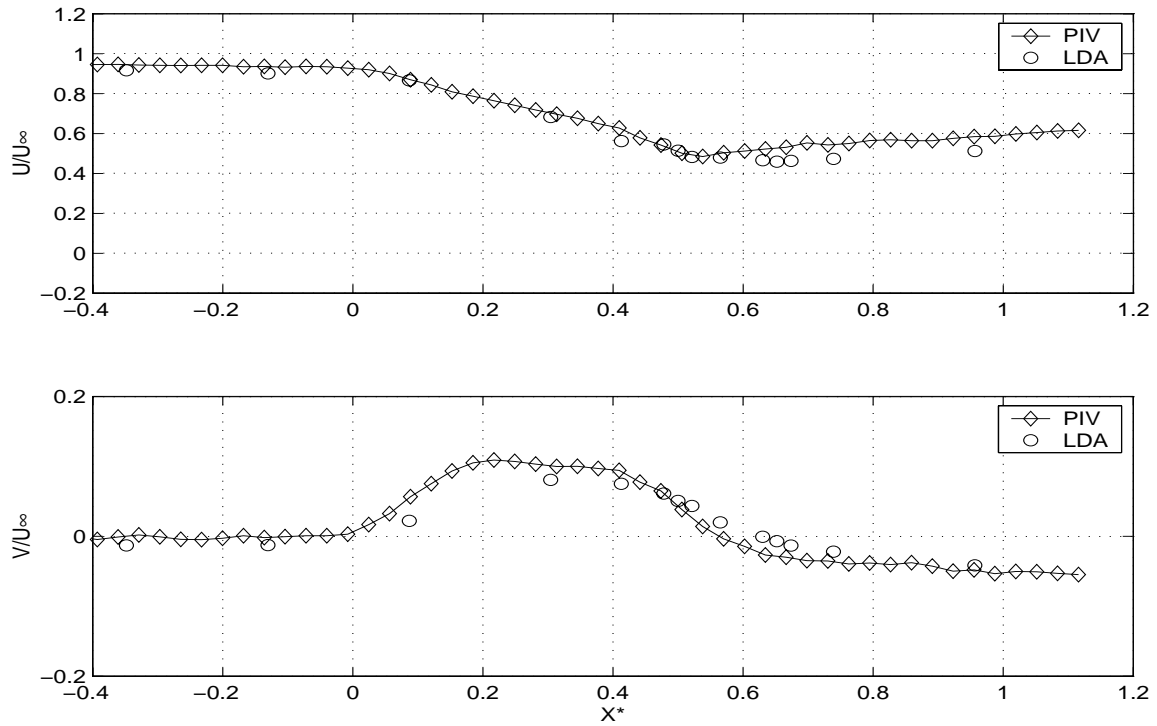


Figure 22 : Comparaison des profils longitudinaux de vitesses moyennes U et V obtenus par PIV et ALD, $Y/\delta_0=0.7$, $\theta=8^\circ$.

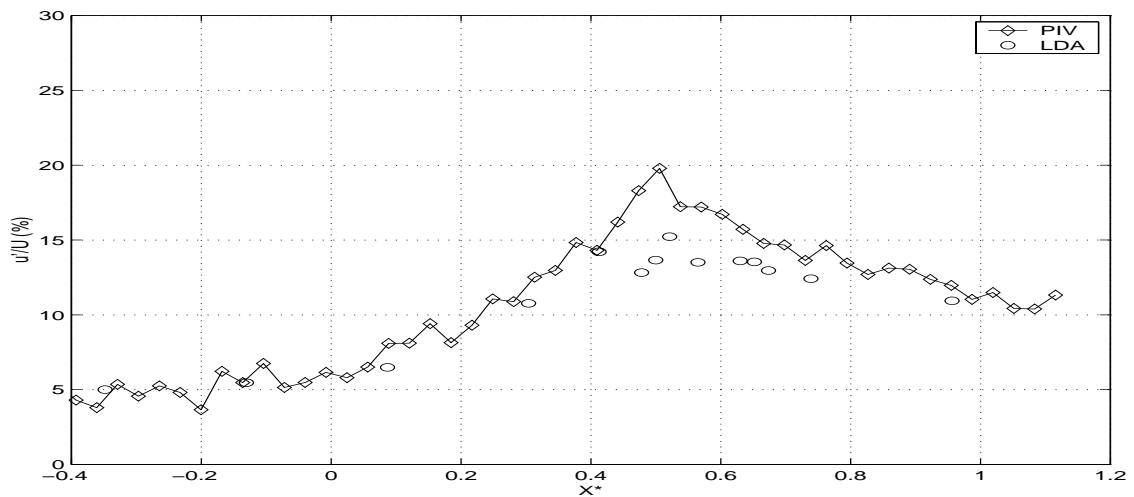


Figure 23 : Comparaison des profils longitudinaux des intensités de turbulence longitudinales obtenus par PIV et ALD, $Y/\delta_0=0.7$, $\theta=8^\circ$.

Figures

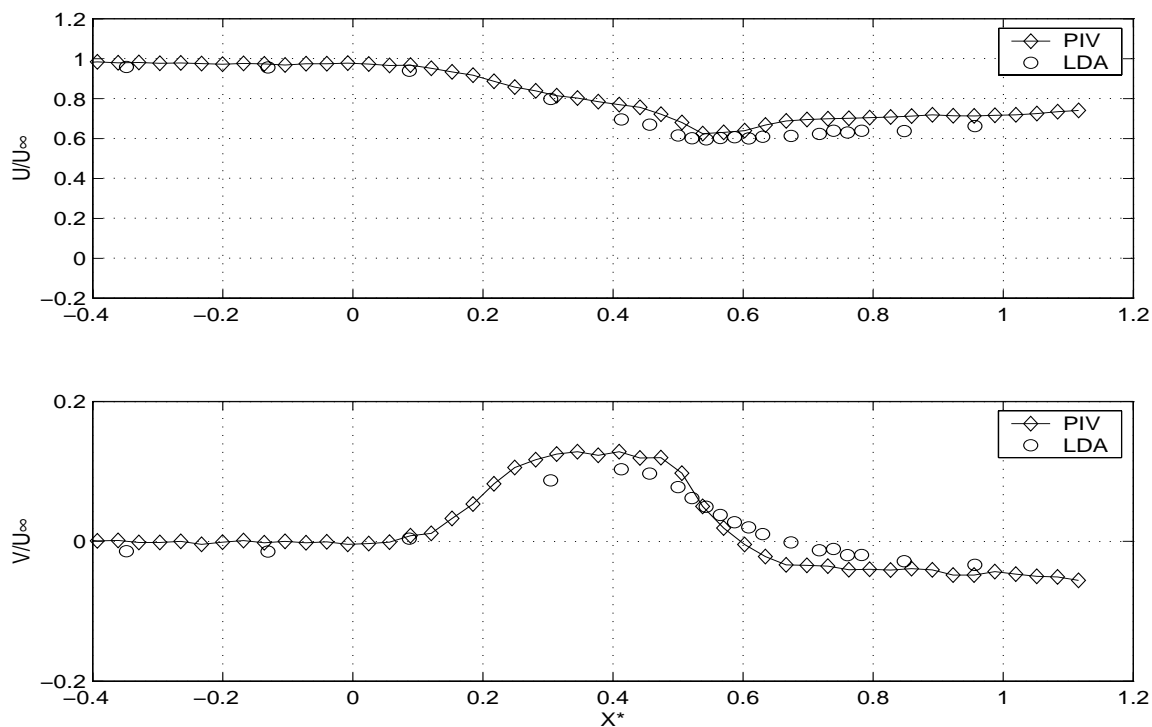


Figure 24 : Comparaison des profils longitudinaux de vitesses moyennes U et V obtenus par PIV et ALD, $Y/\delta_0=0.8$, $\theta=8^\circ$.

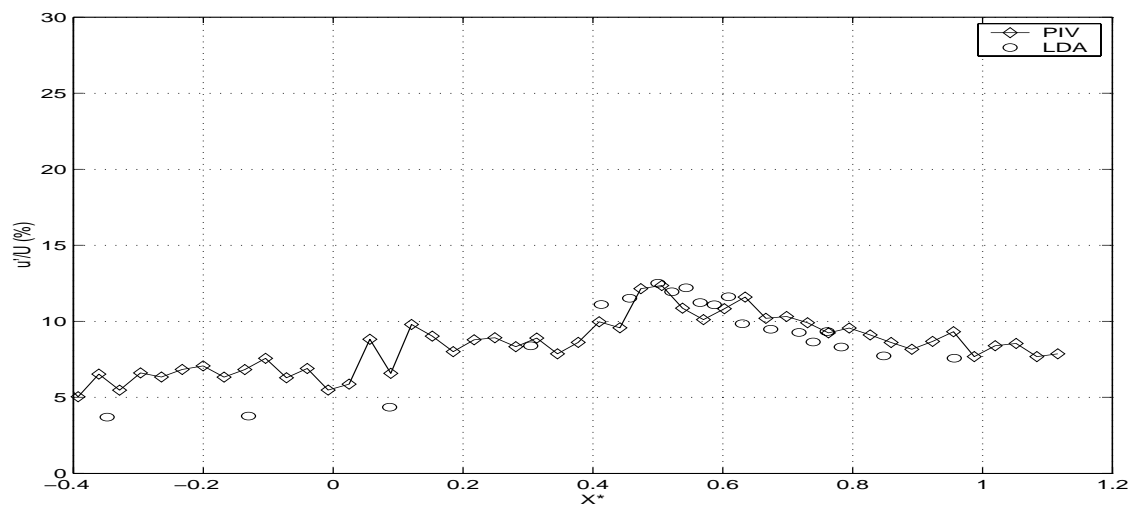


Figure 25 : Comparaison des profils longitudinaux des intensités de turbulence longitudinales obtenus par PIV et ALD, $Y/\delta_0=0.8$, $\theta=8^\circ$.

Figures

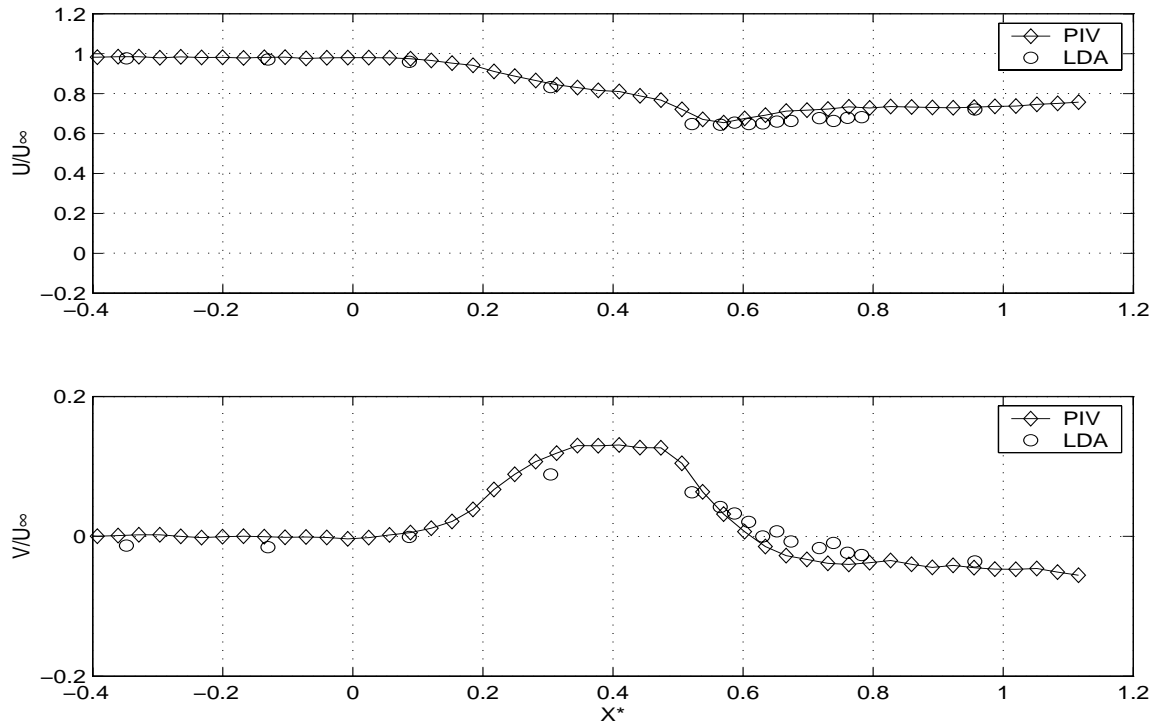


Figure 26 : Comparaison des profils longitudinaux de vitesses moyennes U et V obtenus par PIV et ALD, $Y/\delta_0=0.9$, $\theta=8^\circ$.

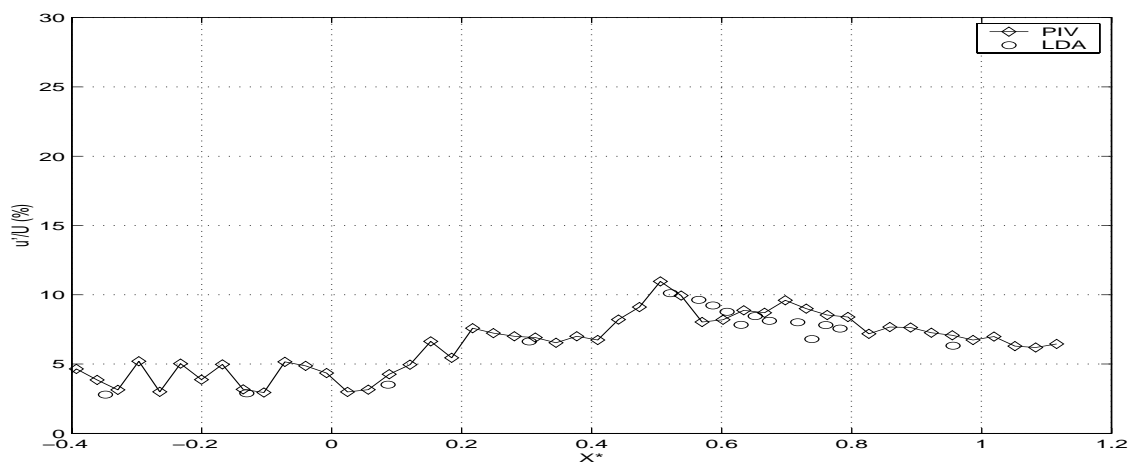


Figure 27 : Comparaison des profils longitudinaux des intensités de turbulence longitudinales obtenus par PIV et ALD, $Y/\delta_0=0.9$, $\theta=8^\circ$.

Figures

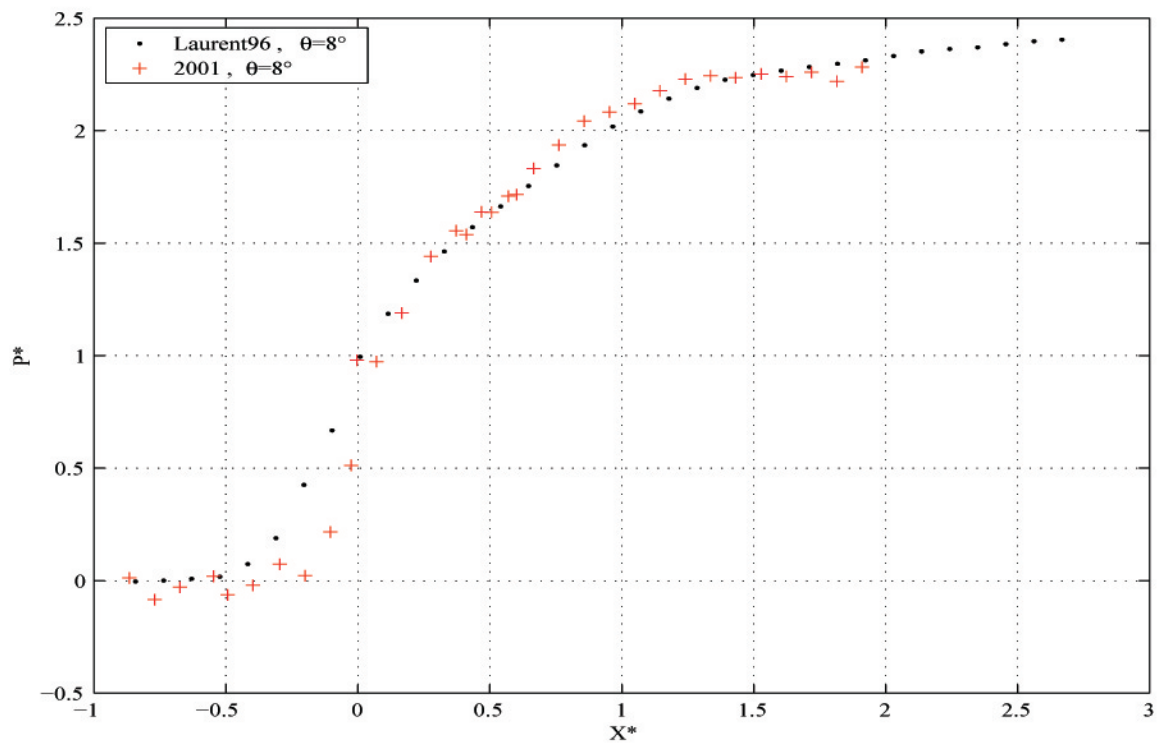


Figure 28 : Comparaison des pressions moyennes à $\theta=8^\circ$ avec les mesures de Laurent [62].

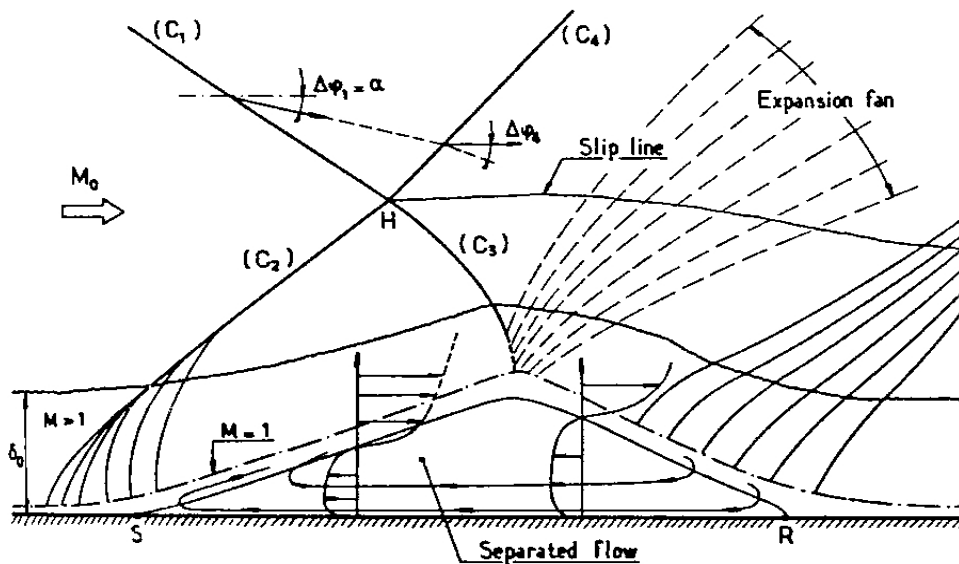


Figure 29 : Schéma de l'interaction choc / couche limite avec décollement (d'après Détery et Marvin [30]).

Figures

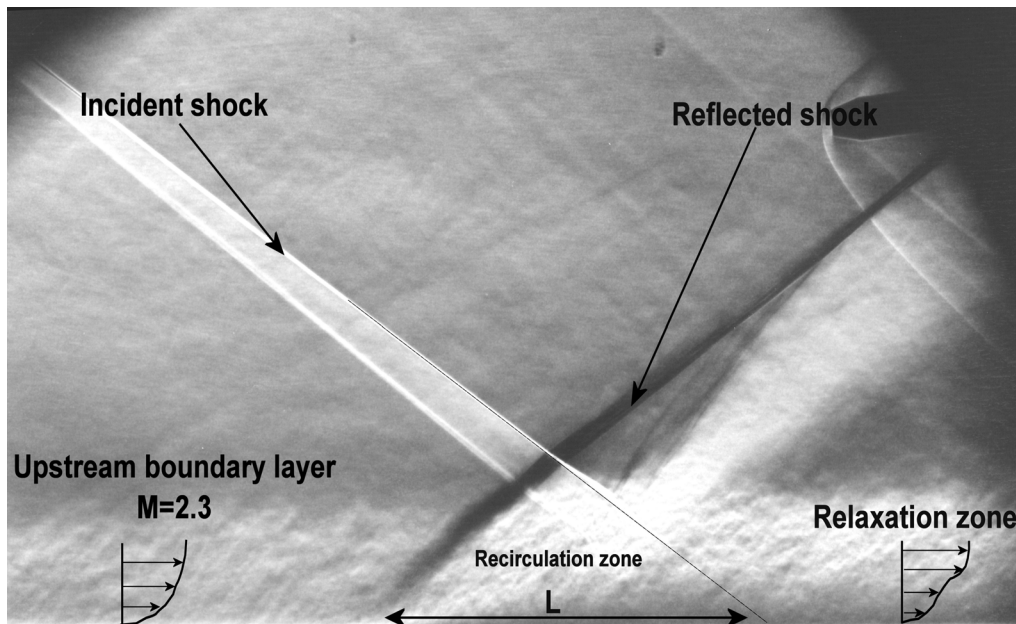


Figure 30 : Visualisation de l'interaction par strioscopie à $\theta=8^\circ$.

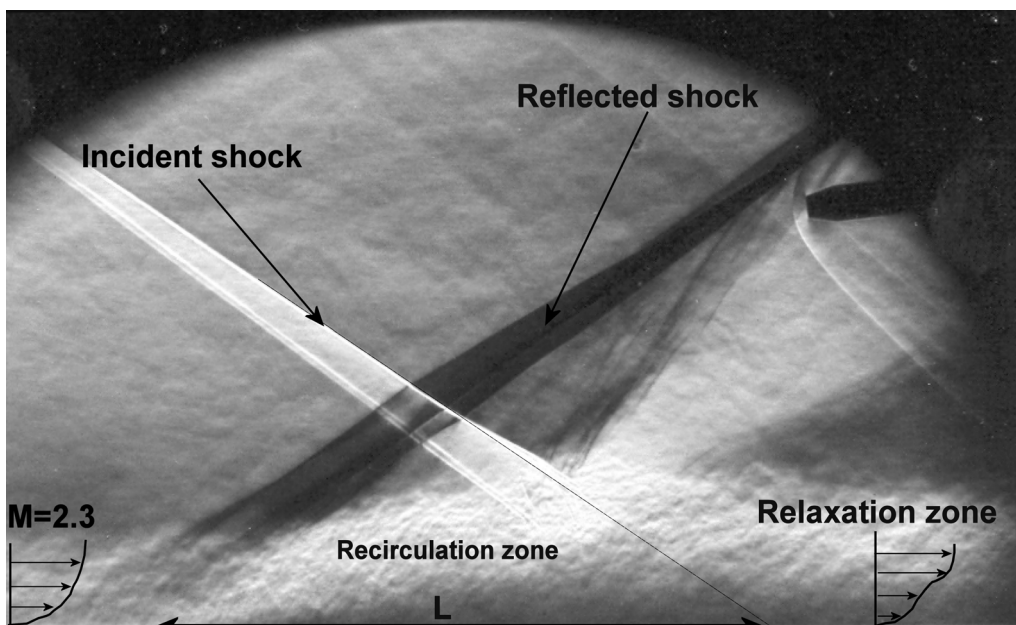


Figure 31 : Visualisation de l'interaction par strioscopie à $\theta=9.5^\circ$.

Figures

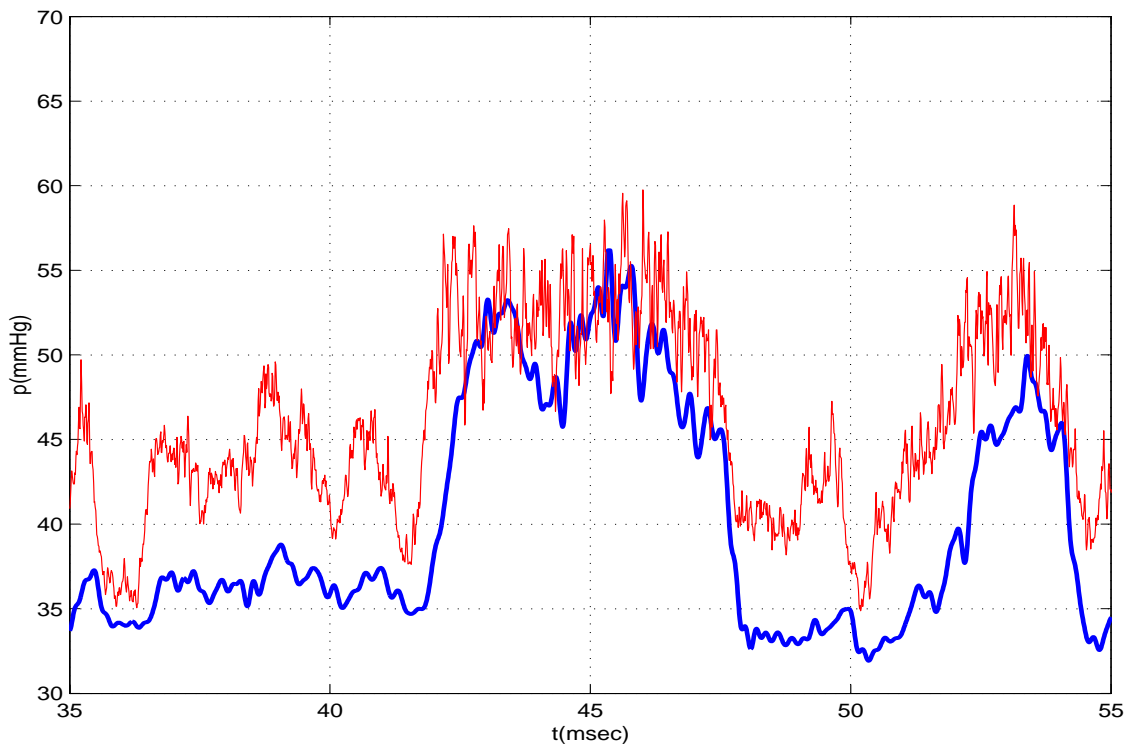


Figure 32 : Signaux de pression de capteurs au pied du choc réfléchi ($\theta=9.5^\circ$).

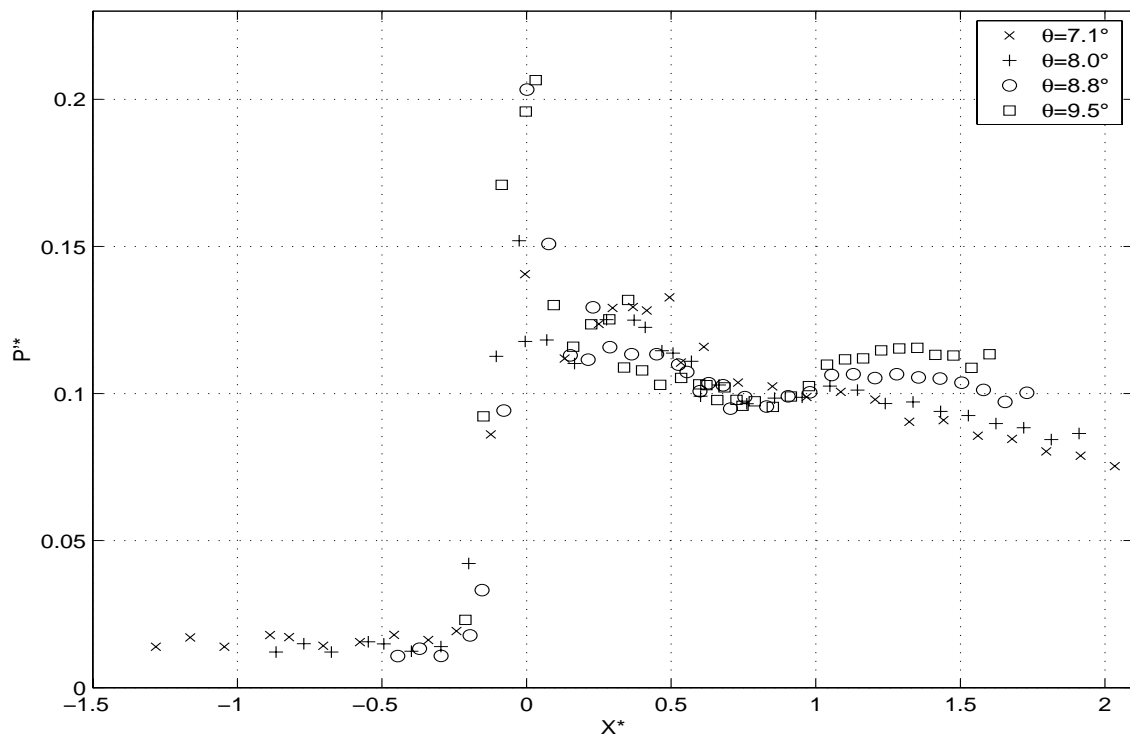


Figure 33 : Ecart type adimensionné des fluctuations de pression pariétale.

Figures

	$\Theta=7^\circ$	$\Theta=8^\circ$	$\Theta=8.8^\circ$	$\Theta=9.5^\circ$		
X_o (mm)	299	291	277	265.5		
L (mm)	38	46	60	71		
$\Delta p/\tau$	35	40.5	45.4	50		
	$Y/\delta_o = 0$				$Y/\delta_o = 1.4$	$Y/\delta_o = 3.5$
L_{ex}/L	0.34	0.32	0.25	0.26	0.15	0.09
F_{ch} (Hz)	580	418	275	194		
U_{ch}/U_∞	2,70%	2,20%	1,50%	1,30%	<1,30%	
$St_{ch}=F_{ch}L/U_\infty$	0.040	0.035	0.030	0.025		

Tableau 1 : Echelles spatiales et temporelles de l'interaction

Figures

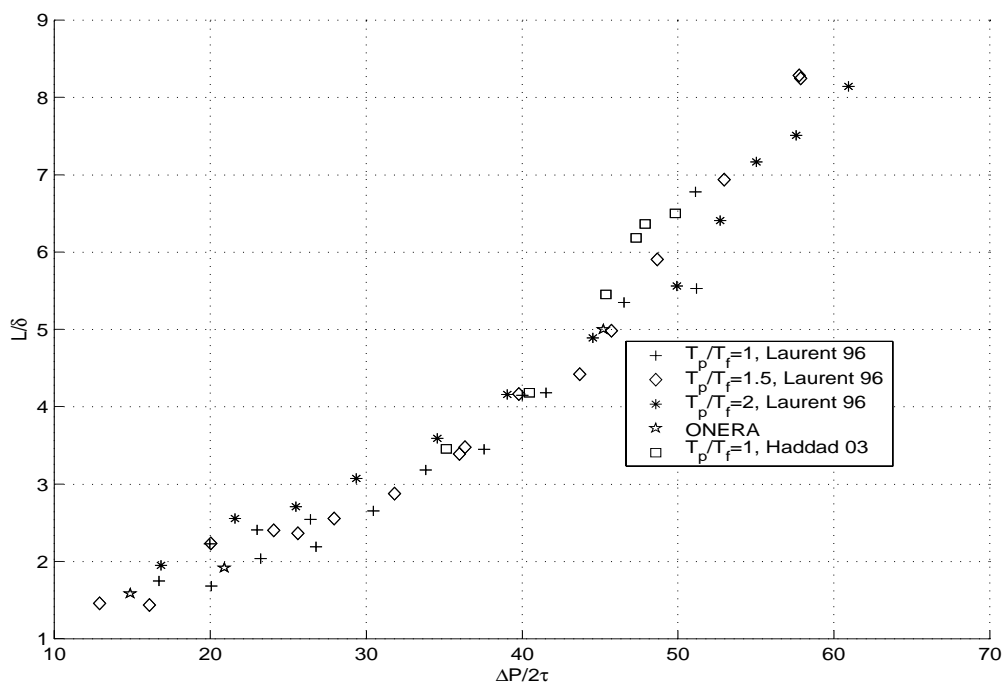


Figure 34 : Paramétrage de la longueur d'interaction en fonction des conditions aérodynamiques et pariétales.

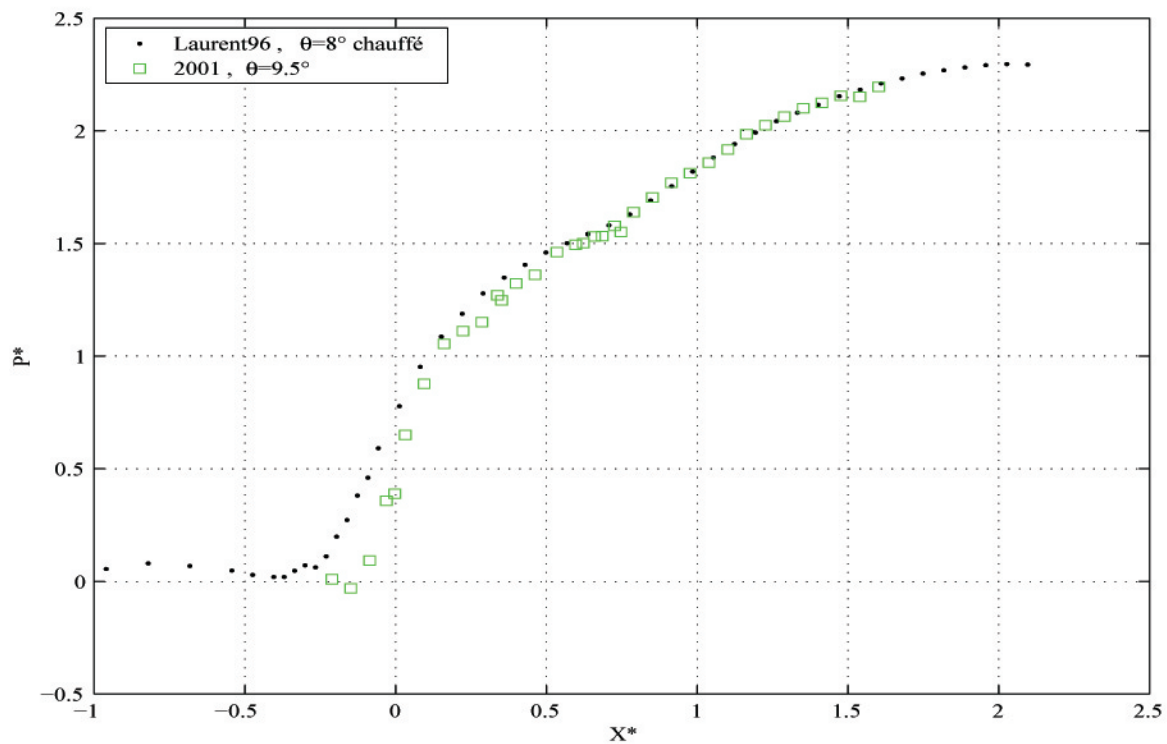


Figure 35 : Comparaison des pressions moyennes à $\theta=9.5^\circ$ avec les mesures de Laurent [62] à $\theta=8^\circ$ en paroi chauffée.

Figures

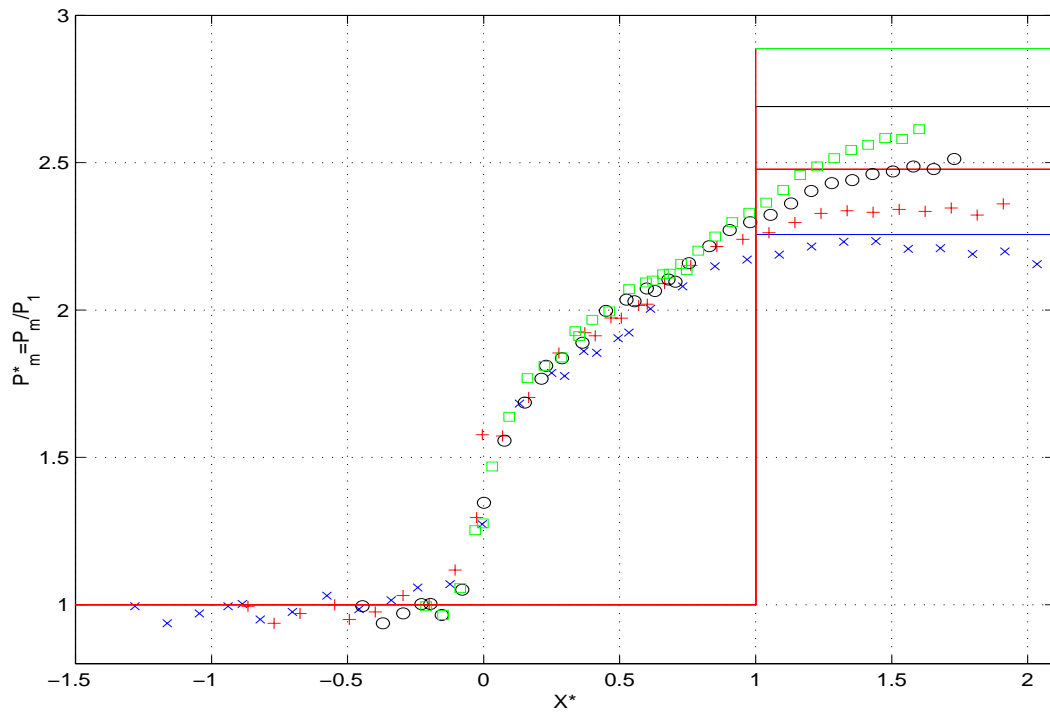


Figure 36 : Répartition de pression moyenne dans l'interaction à $\theta = 7^\circ$ (x), 8° (+), 8.8° (o) et 9.5° (\square).

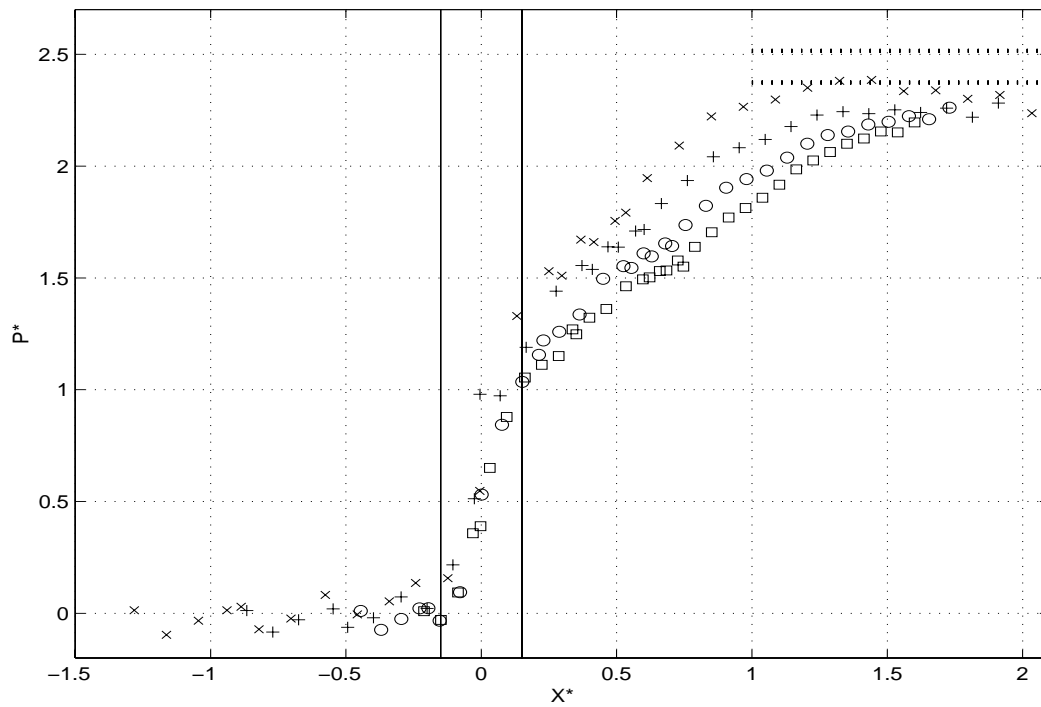


Figure 37 : Représentation des pressions moyennes en similitude dans la zone d'excursion du choc (traits verticaux) à $\theta = 7^\circ$ (x), 8° (+), 8.8° (o) et 9.5° (\square).

Figures

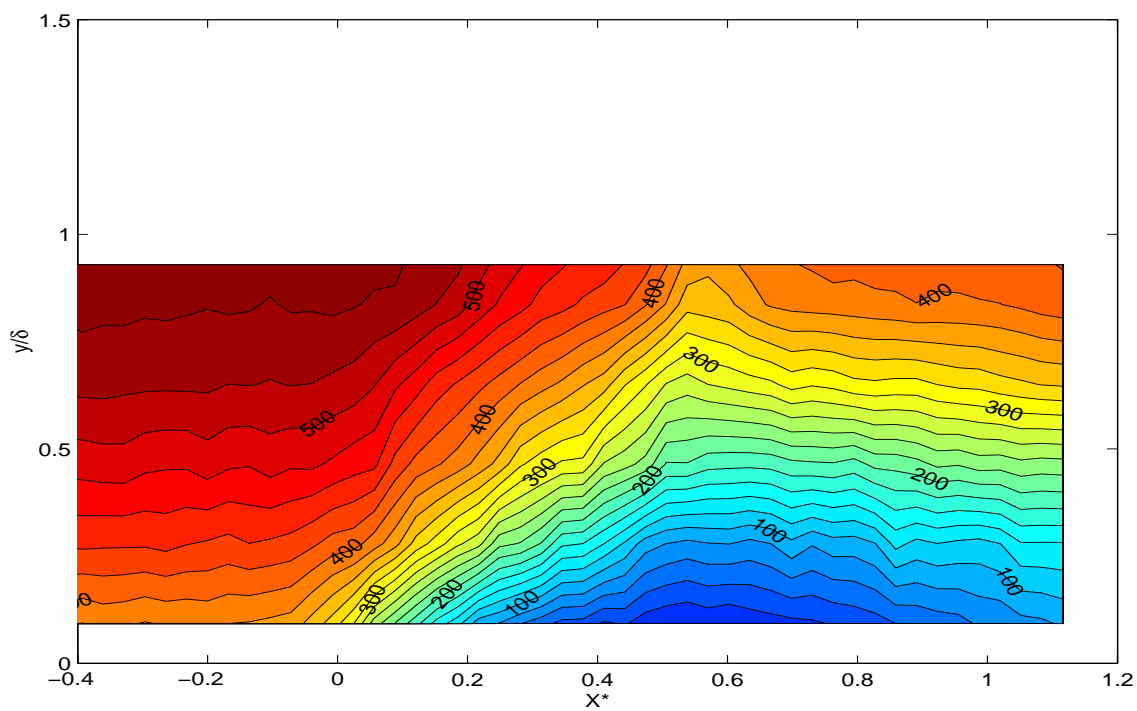


Figure 38 : Iso-vitesses longitudinales (en $m \cdot s^{-1}$) obtenues par PIV, $\theta=8^\circ$.

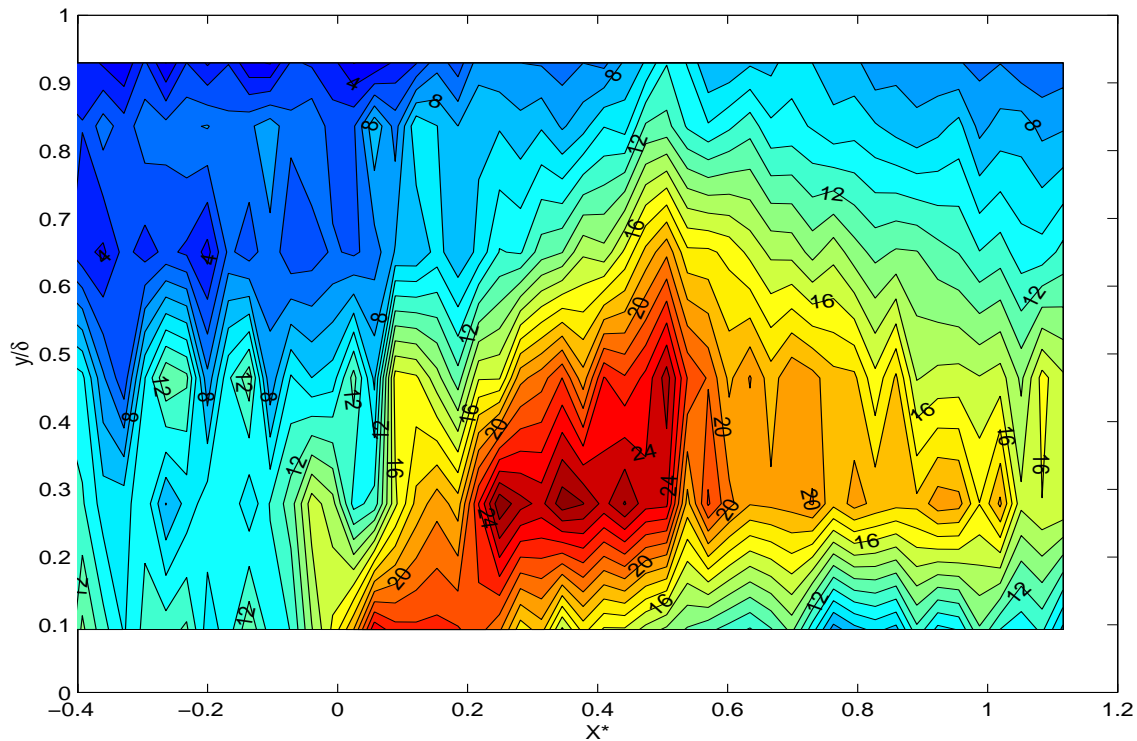


Figure 39 : Iso-intensités de turbulence longitudinales (%) obtenues par PIV, $\theta=8^\circ$.

Figures

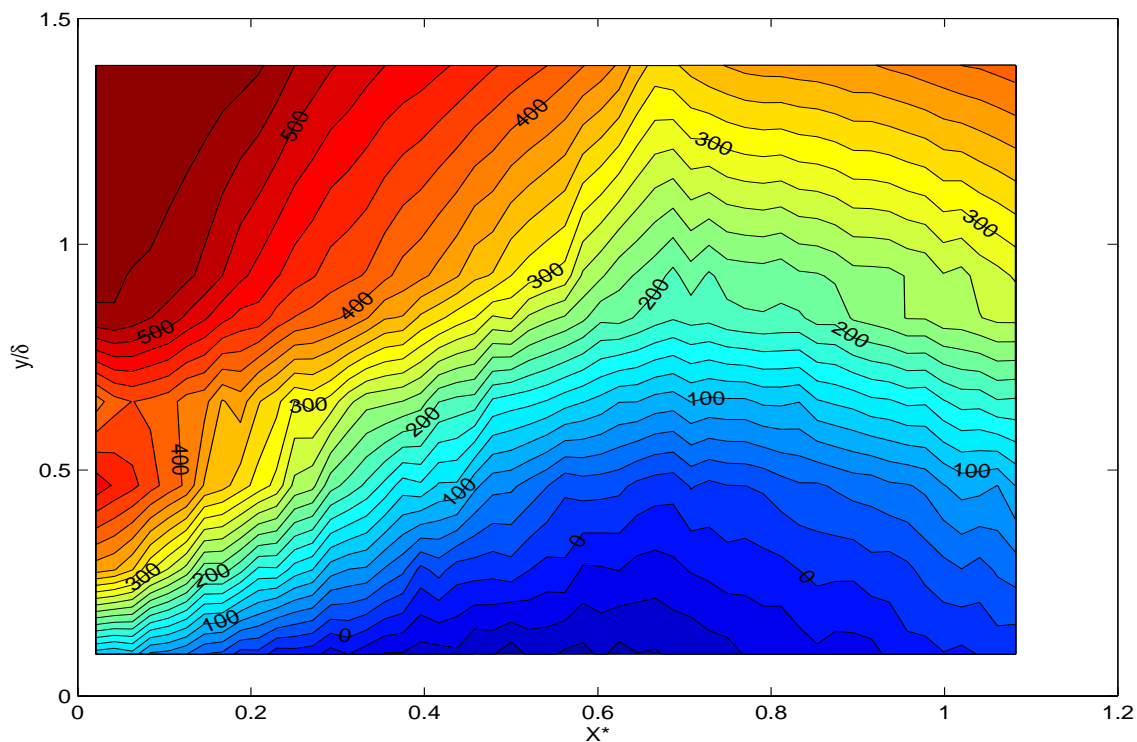


Figure 40 : Iso-vitesses longitudinales (en $m.s^{-1}$) obtenues par PIV, $\theta=9.5^\circ$.

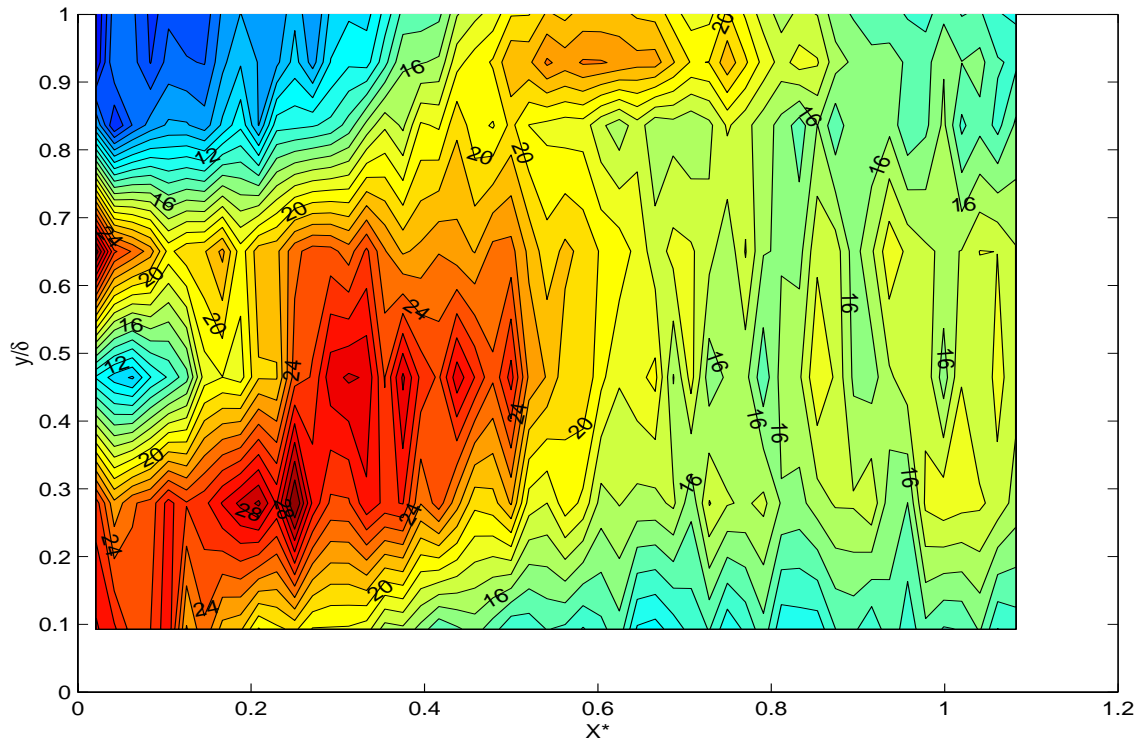


Figure 41 : Iso-intensités de turbulence longitudinales (en %) obtenues par PIV, $\theta=9.5^\circ$.

Figures

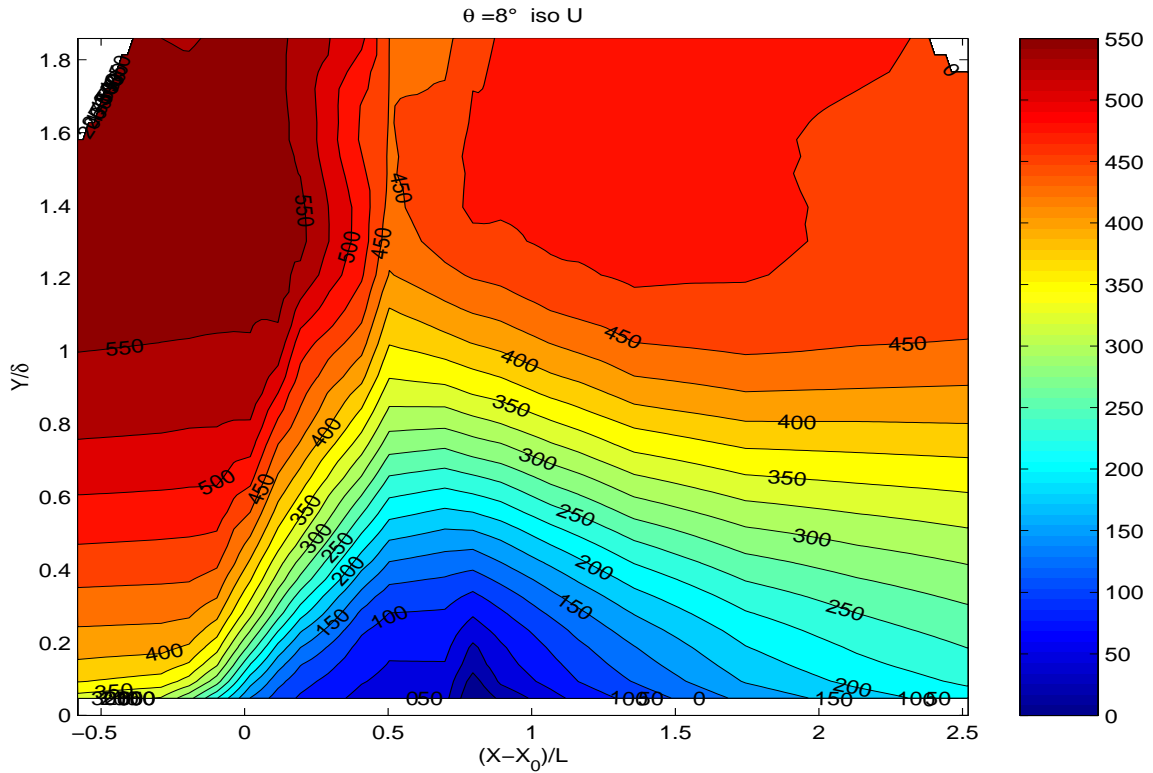


Figure 42 : Iso-vitesses longitudinales ($m.s^{-1}$) déduites de mesures pitot, $\theta=8^\circ$ (d'après Laurent [62]).

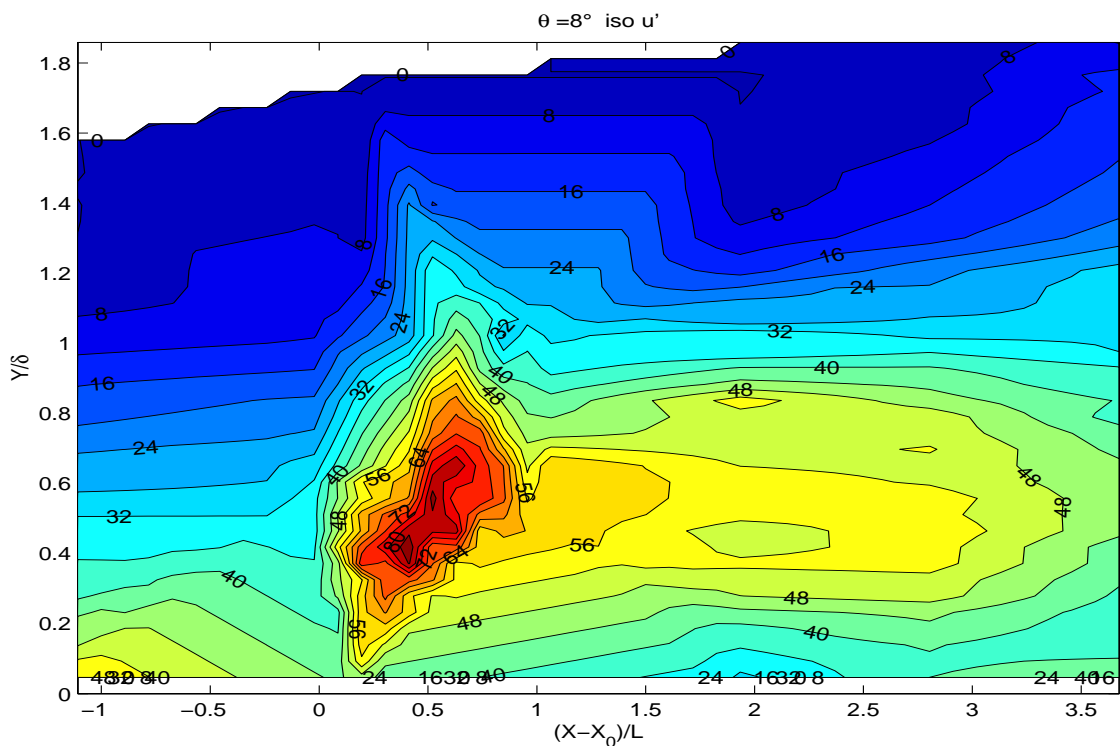


Figure 43 : Iso-intensités de turbulence longitudinales (%) obtenues par ALD, $\theta=8^\circ$ (d'après Deleuze [32]).

Figures

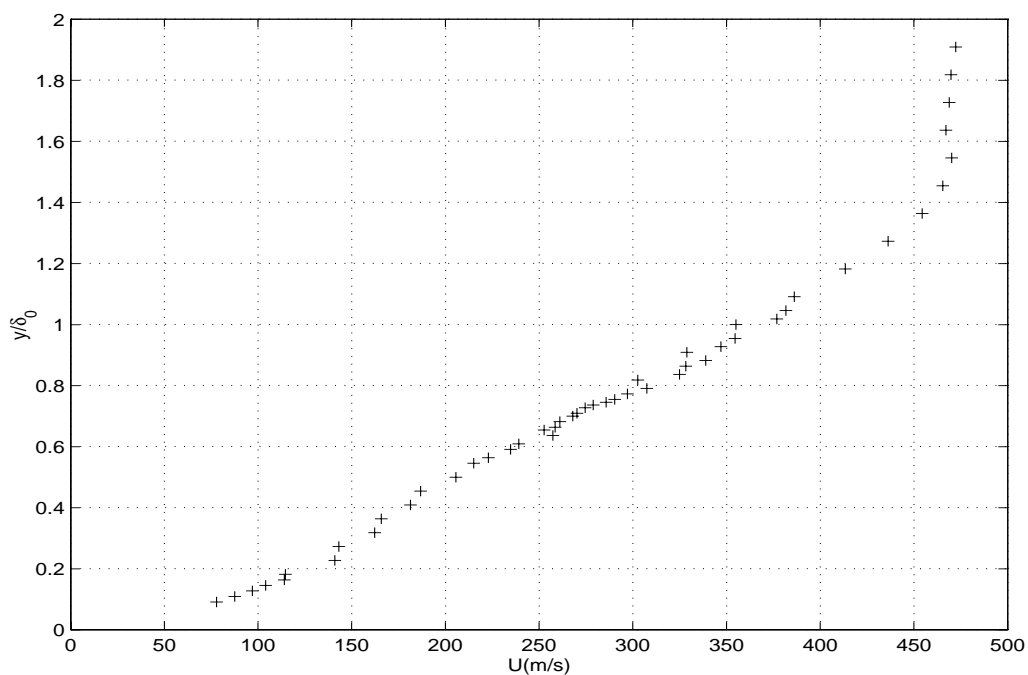


Figure 44 : Profil de la vitesse longitudinale moyenne au coeur de l'interaction déduit de mesures ALD, $X^*=0.5$, $\theta=8^\circ$ (d'après Deleuze [32]).

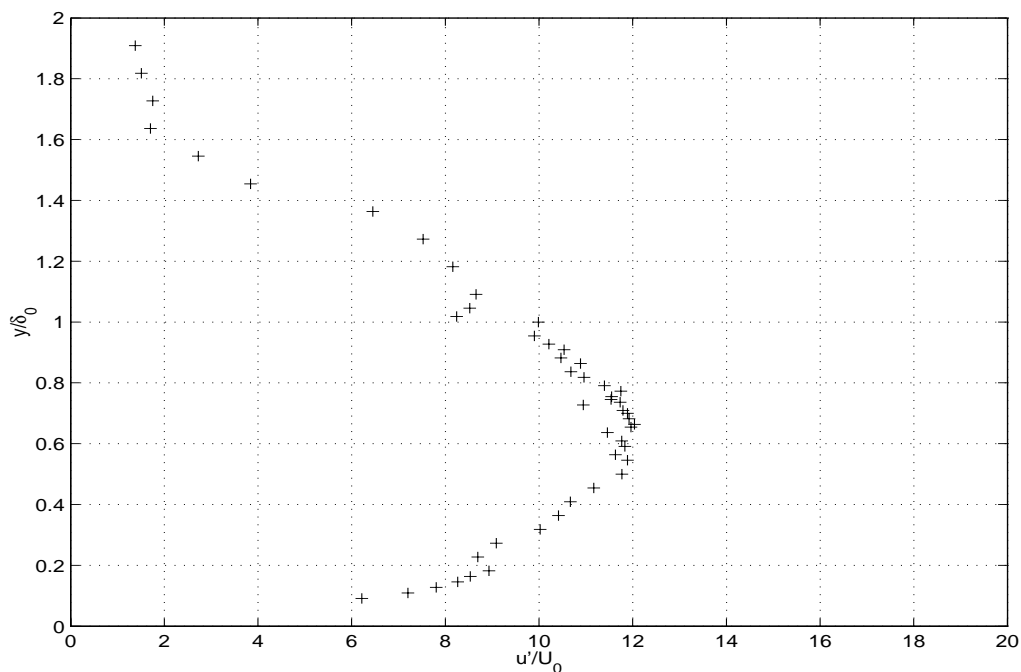


Figure 45 : Profil des fluctuations de la vitesse longitudinale au coeur de l'interaction déduit de mesures ALD, $X^*=0.5$, $\theta=8^\circ$ (d'après Deleuze [32]).

Figures

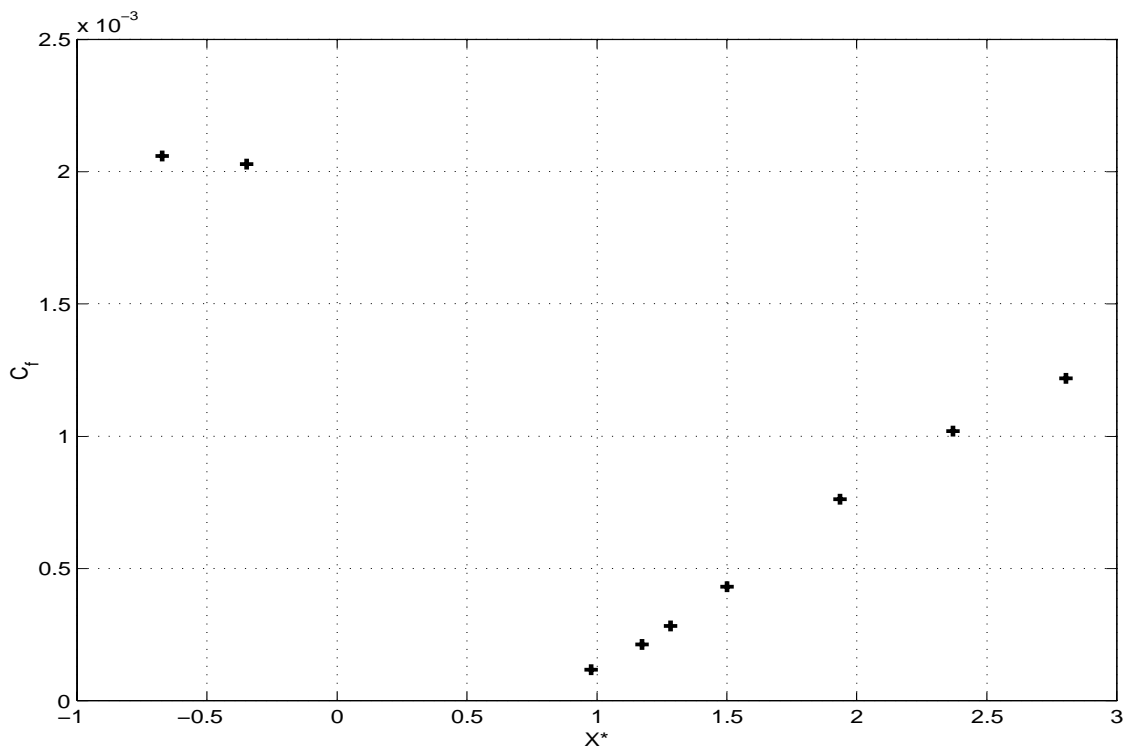


Figure 46 : Evolution longitudinale du coefficient de frottement déduit de mesures pitot (d'après Laurent [62]).

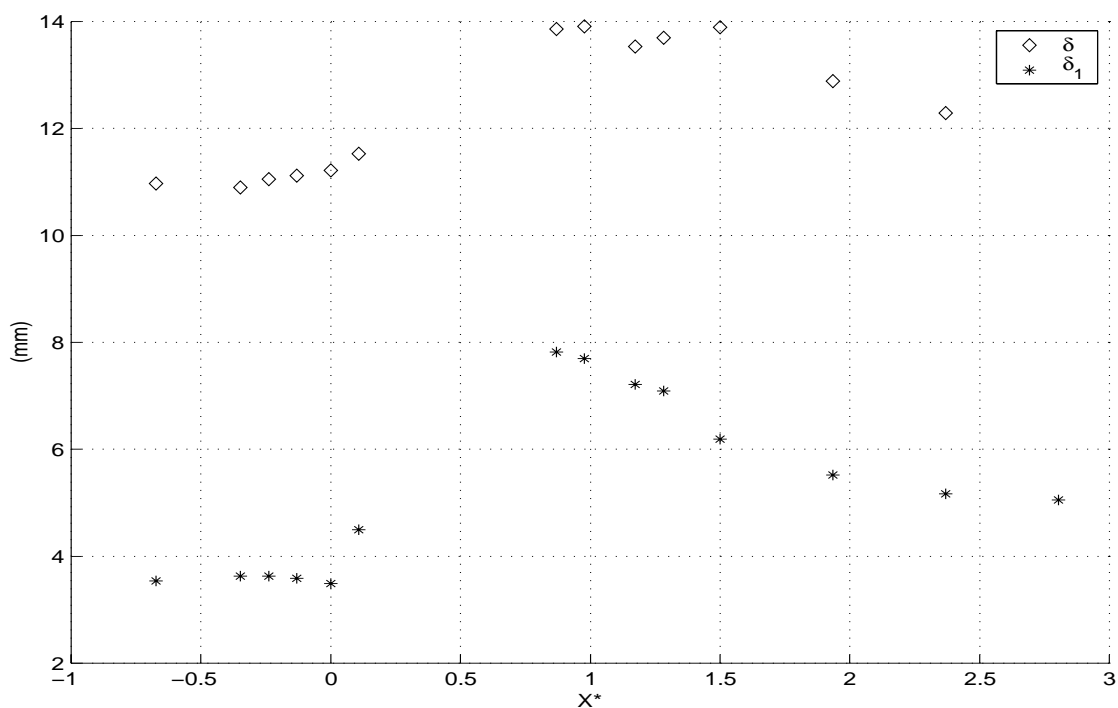


Figure 47 : Evolution longitudinale des épaisseurs de couche limite et de déplacement déduites de mesures pitot (d'après Laurent [62]).

Figures

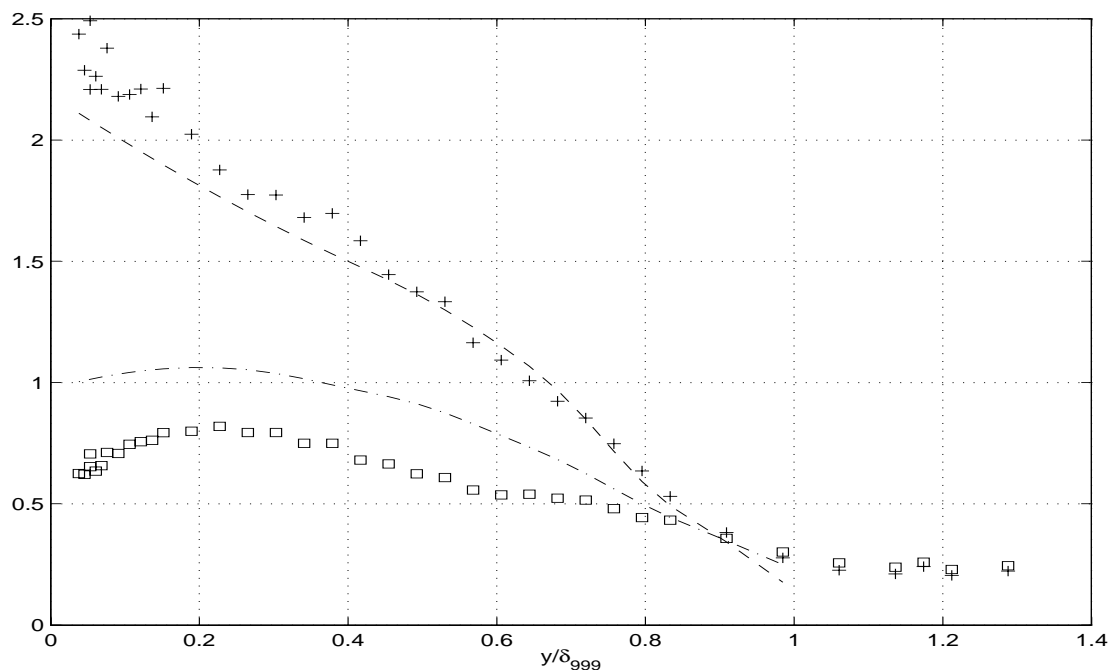


Figure 48 : Comparaison des fluctuations de vitesses longitudinales (+) et transversales (□) obtenues par ALD avec les mesures de Klebanoff (--- et -▪) en subsonique en couche limite amont (d'après Debiève et al [26])

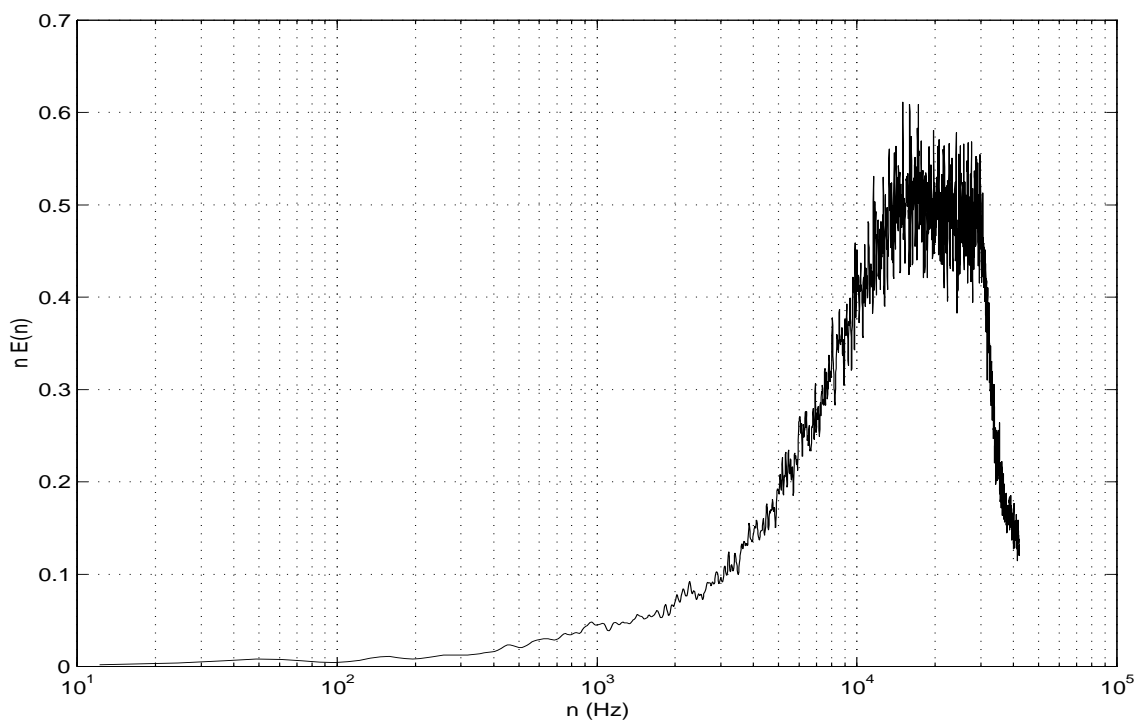


Figure 49 : Spectre des fluctuations de pression pariétale dans la couche limite amont de l'interaction.

Figures

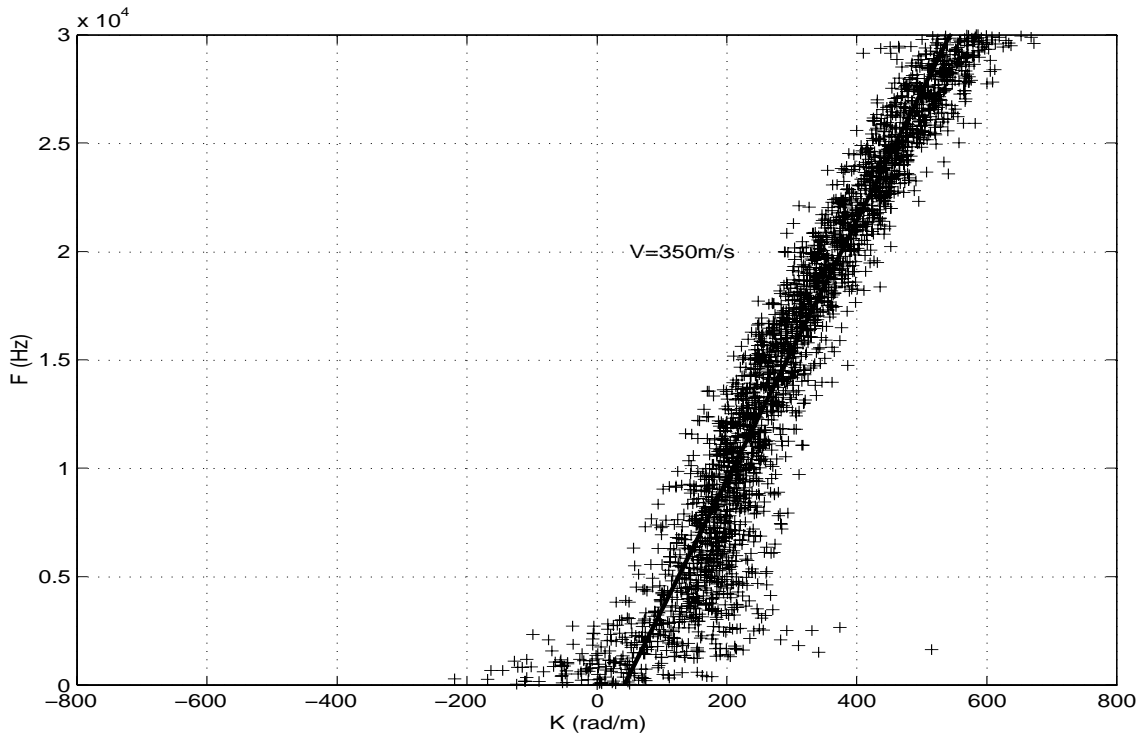


Figure 50 : Relation de dispersion issue de mesures de pression pariétale effectuées en deux points dans la couche limite amont.

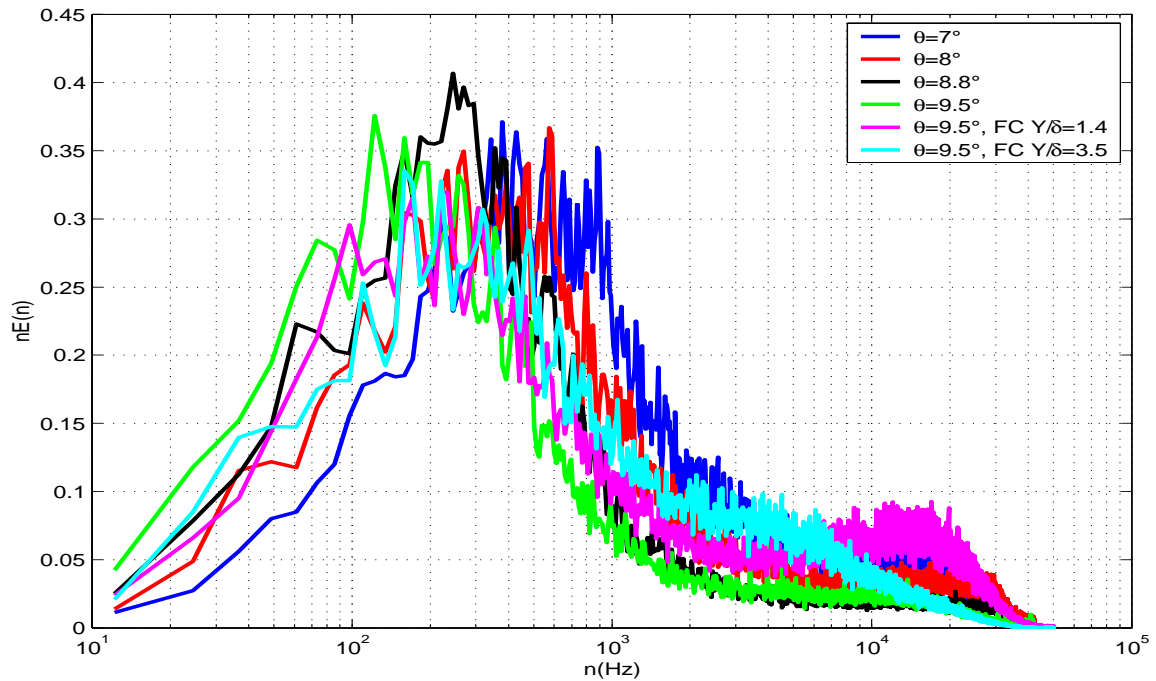


Figure 51 : Densités spectrales de puissance des fluctuations de pression pariétale au niveau du choc réfléchi en paroi et en champ (AFC), normalisées à chaque section par l'aire du spectre.

Figures

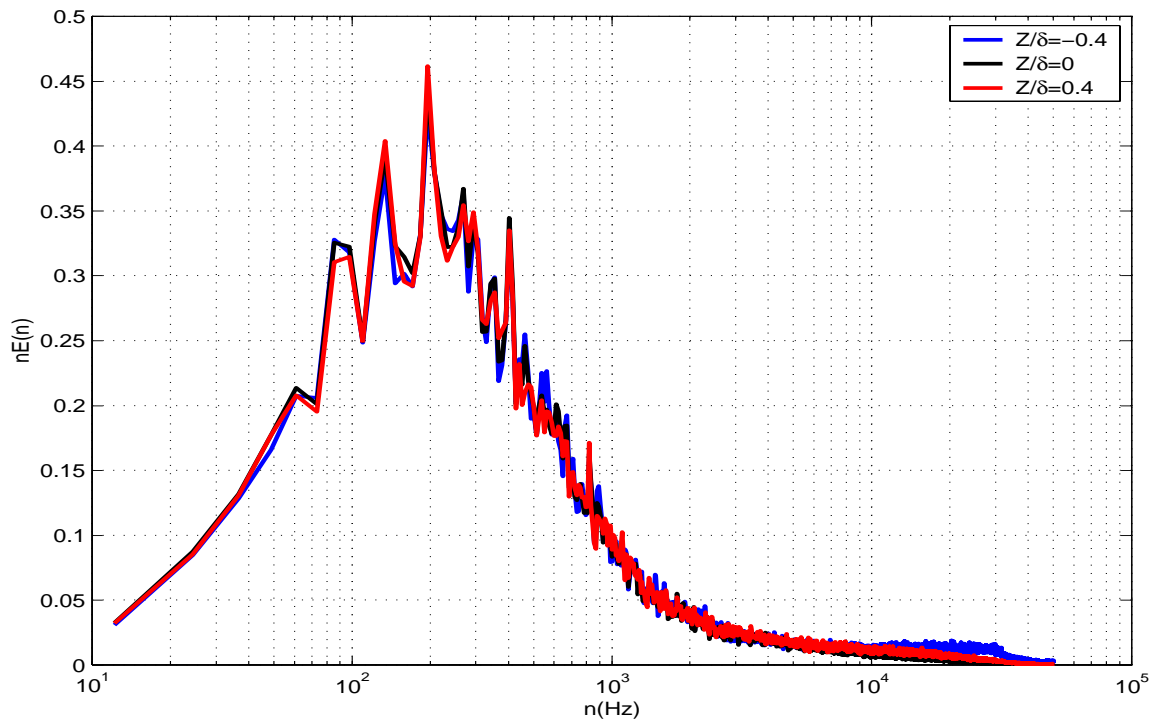


Figure 52 : Densités spectrales de puissance des fluctuations de pression pariétale en envergure au pied du choc réfléchi ($\theta=9.5^\circ$).

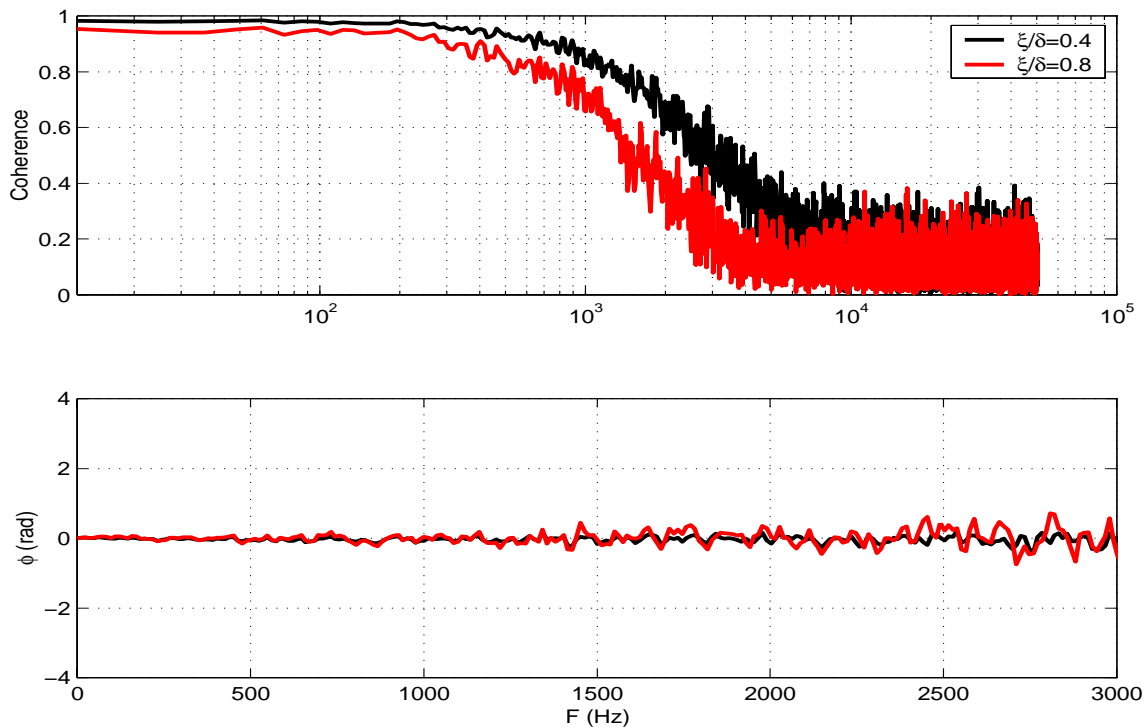


Figure 53 : Mesures de cohérence et de phase entre capteurs de pression pariétale positionnés en envergure sur le choc réfléchi ($\theta=9.5^\circ$).

Figures

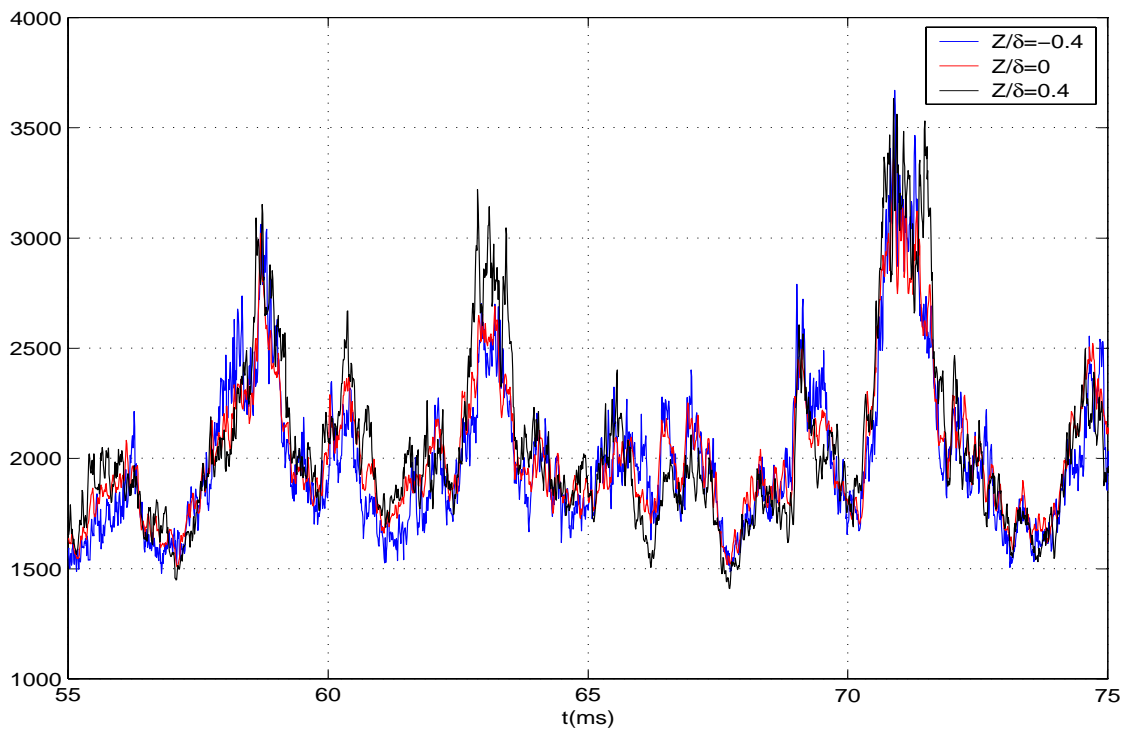


Figure 54 : Signaux de pression pariétale en envergure au pied du choc réfléchi ($\theta=9.5^\circ$).

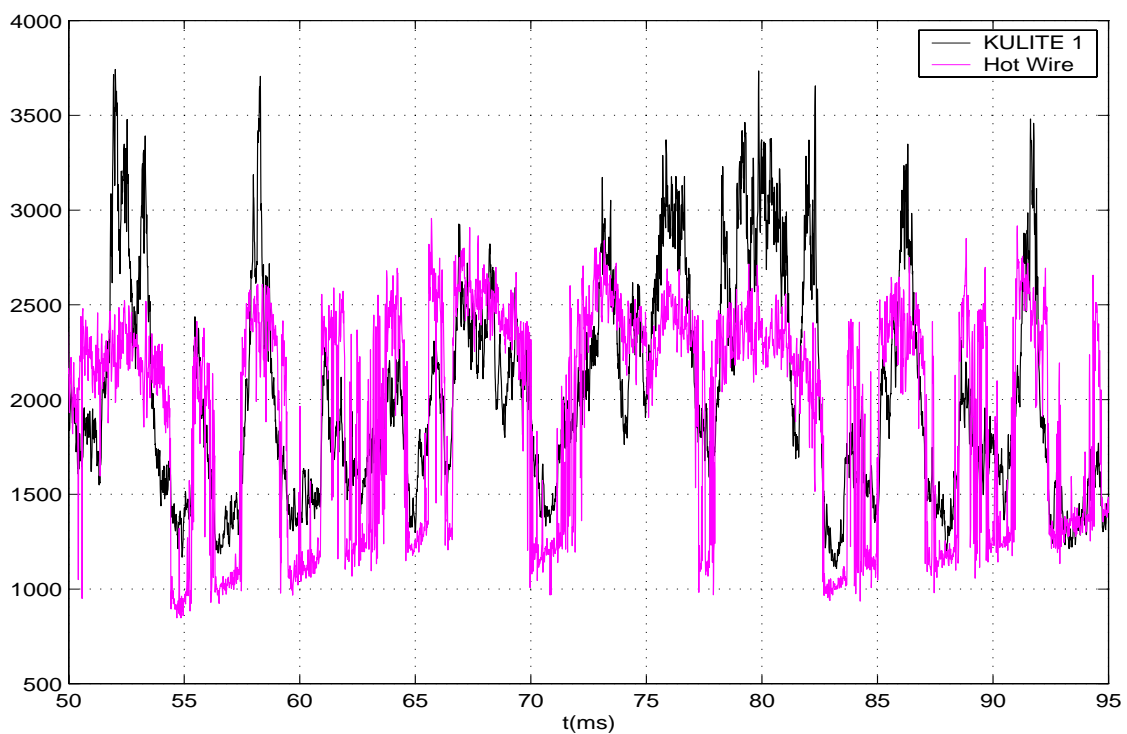


Figure 55 : Signaux de pression sur le choc réfléchi en paroi (Kulite) et en champ (Hot Wire) à $\theta=9.5^\circ$.

Figures

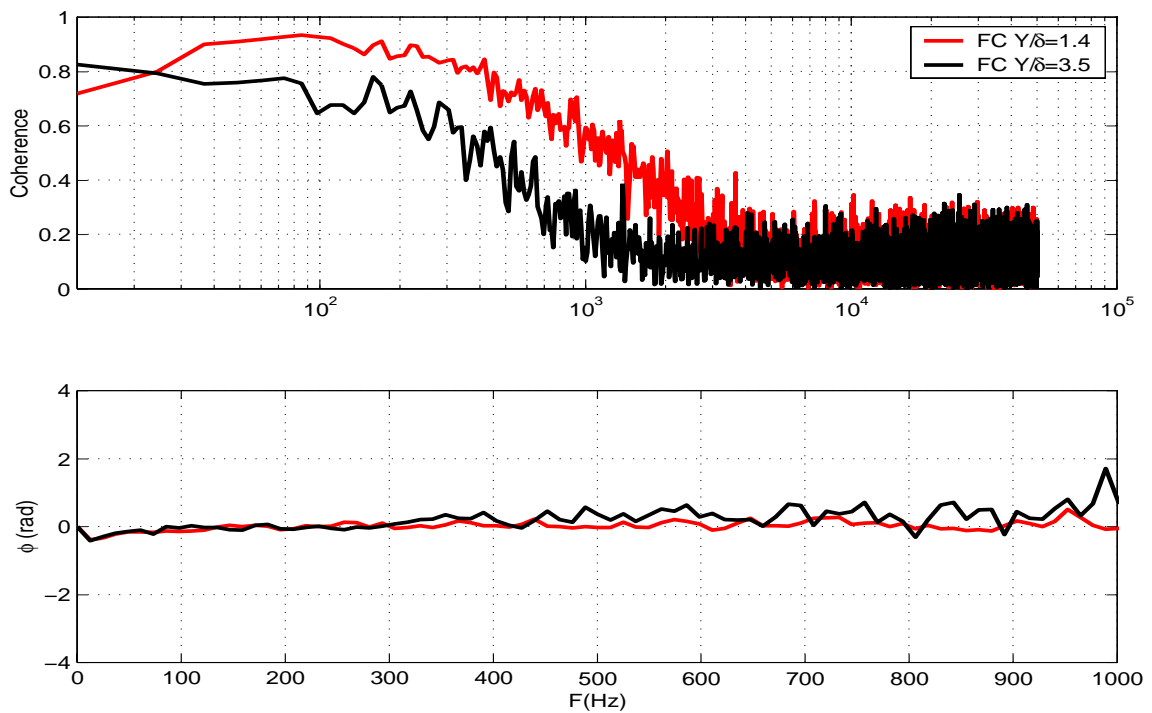


Figure 56 : Mesures de cohérence et de phase entre capteurs de pression pariétale positionnés sur le choc réfléchi en paroi et en champ ($\theta=9.5^\circ$).

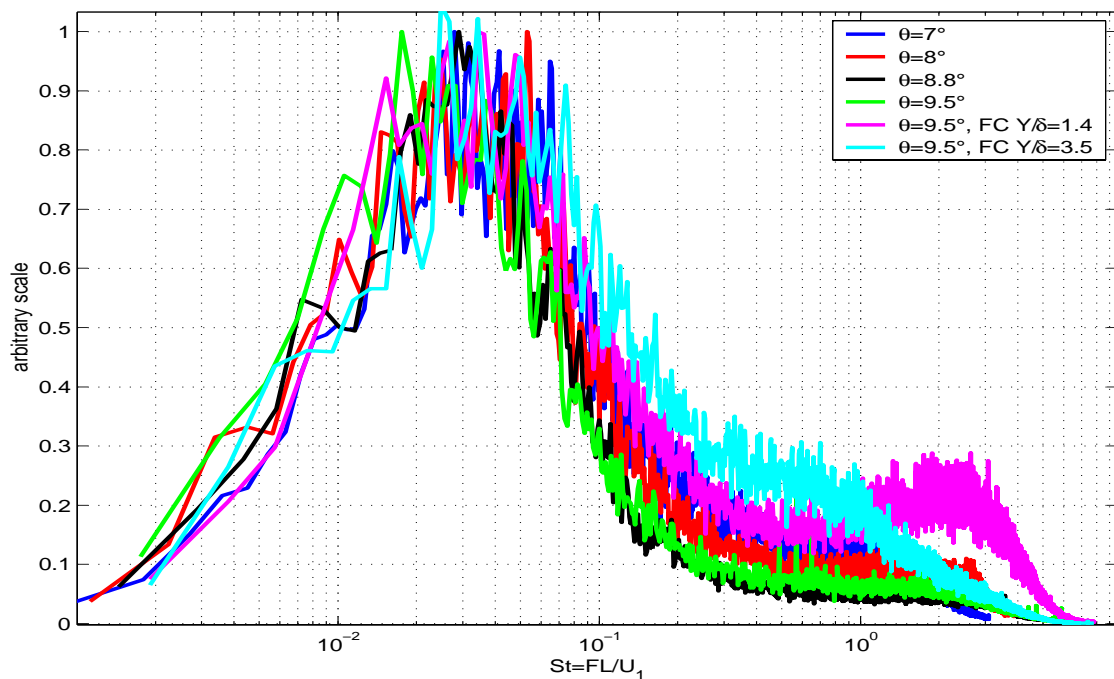


Figure 57 : Densités spectrales de puissance des fluctuations de pression pariétale au niveau du choc réfléchi en paroi et en champ (AFC) normalisées à chaque section par le maximum du spectre.

Figures

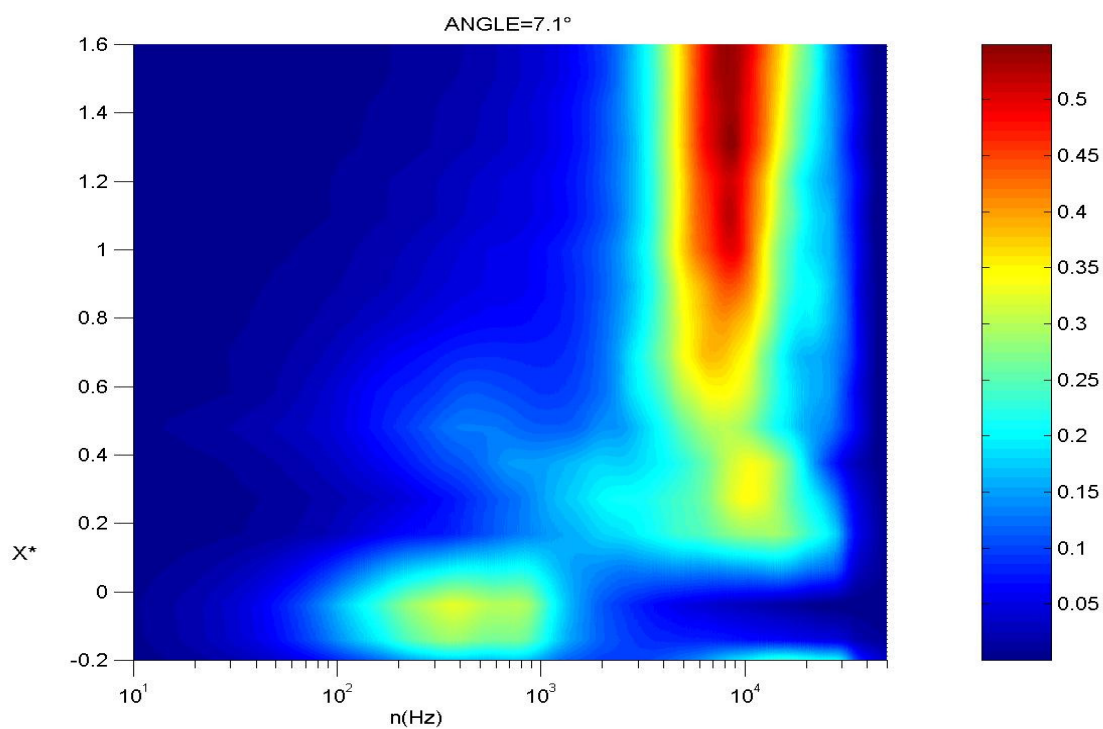


Figure 58 : Evolution longitudinale des niveaux de densités spectrales de puissance des fluctuations de pression pariétale normalisées par l'aire du spectre en chaque section, $\theta=7^\circ$.

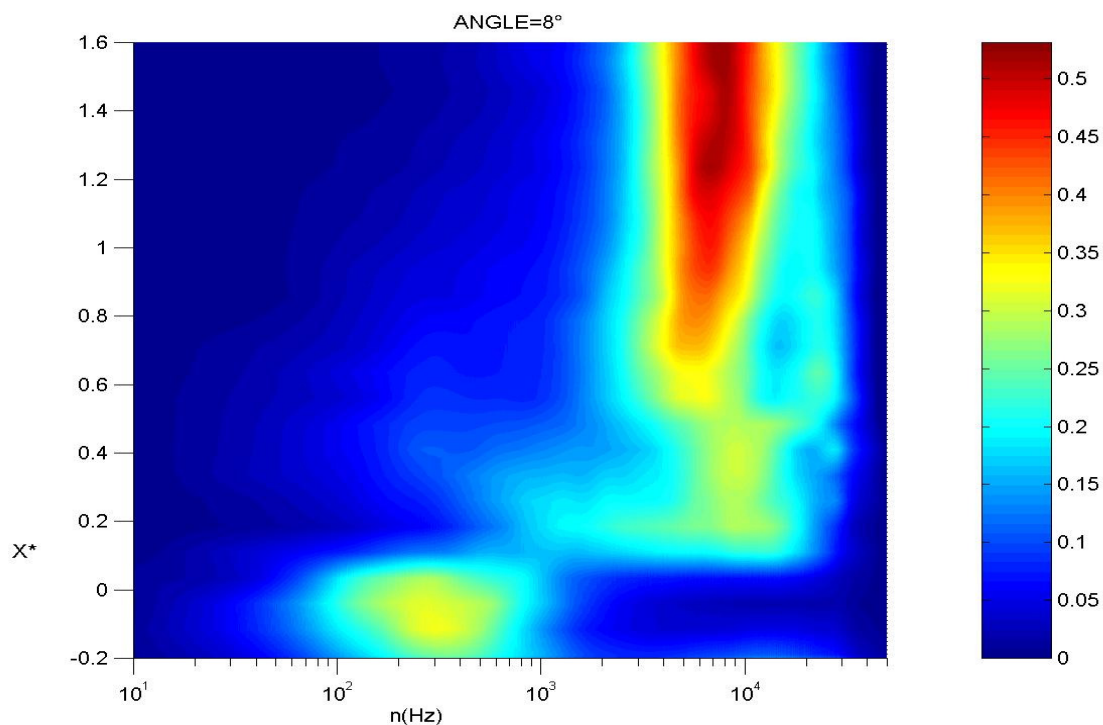


Figure 59 : Evolution longitudinale des niveaux de densités spectrales de puissance des fluctuations de pression pariétale normalisées par l'aire du spectre en chaque section, $\theta=8^\circ$.

Figures

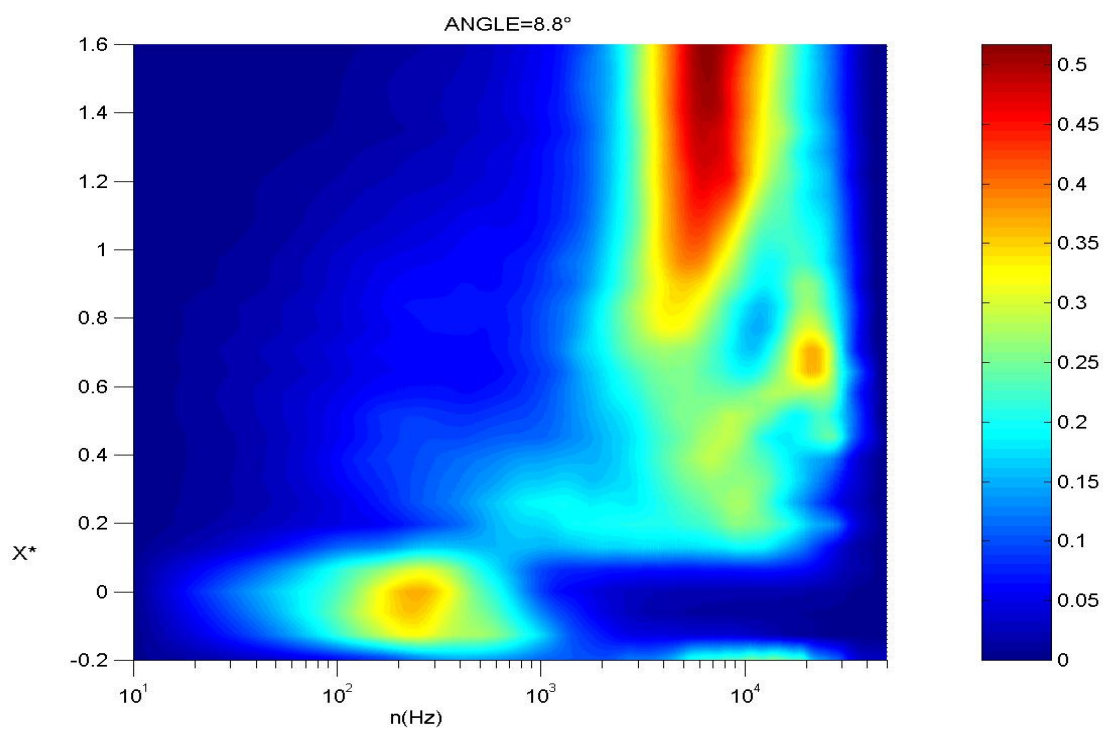


Figure 60 : Evolution longitudinale des niveaux de densités spectrales de puissance des fluctuations de pression pariétale normalisées par l'aire du spectre en chaque section, $\theta=8.8^\circ$

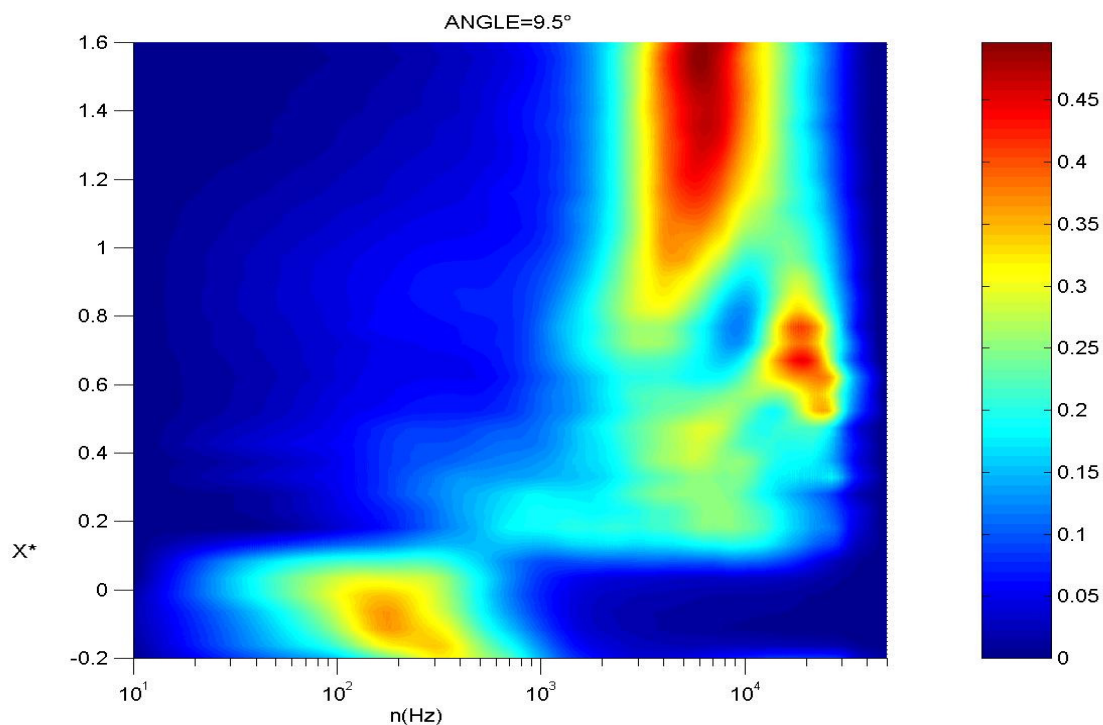


Figure 61 : Evolution longitudinale des niveaux de densités spectrales de puissance des fluctuations de pression pariétale normalisées par l'aire du spectre en chaque section, $\theta=9.5^\circ$.

Figures

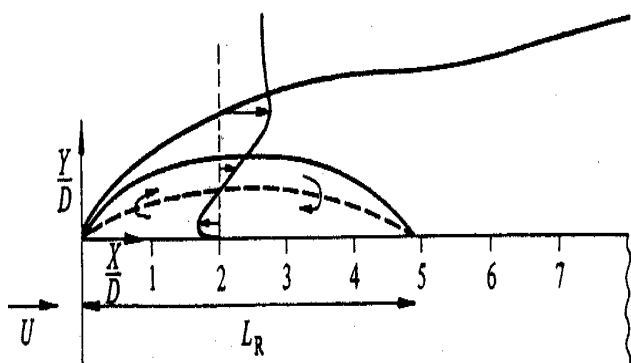


Figure 62 : Schéma du champ de l'écoulement moyen d'après Cherry et al. [18].

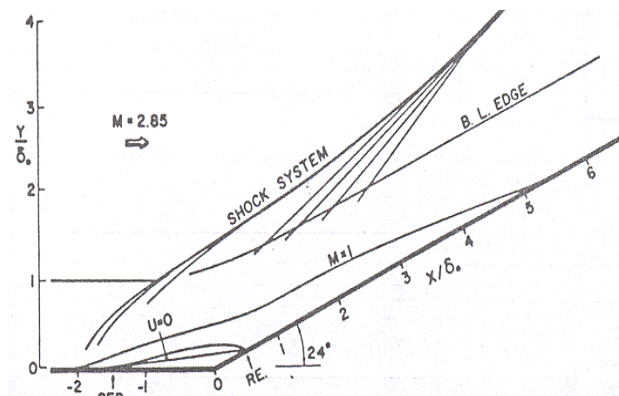


Figure 63 : Champ moyen de l'écoulement sur une rampe de compression d'après Dolling et al. [47]

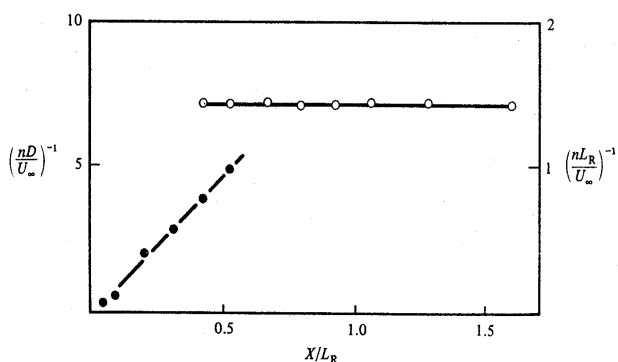


Figure 64 : Evolution de la fréquence dominante des spectres de vitesse en fonction de X/L_R (d'après Cherry et al. [18]).

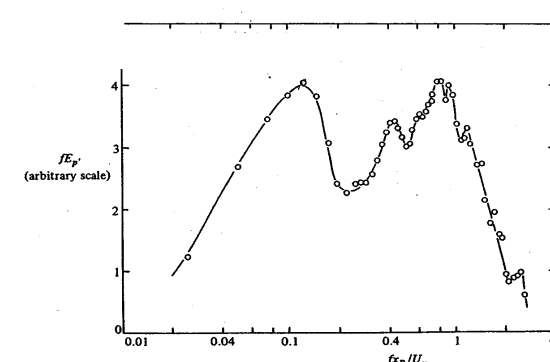


Figure 65 : Spectre de pression pariétale à la section $X^*=X/L_R=0,2$ (d'après Kiya et Sasaki [57]).

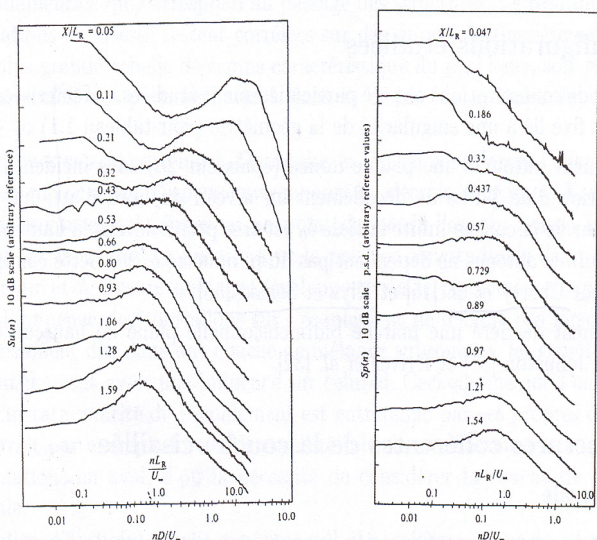


Figure 66 : Spectres de vitesse et de pression à différentes abscisses X/L_R (d'après Cherry et al. [18]).

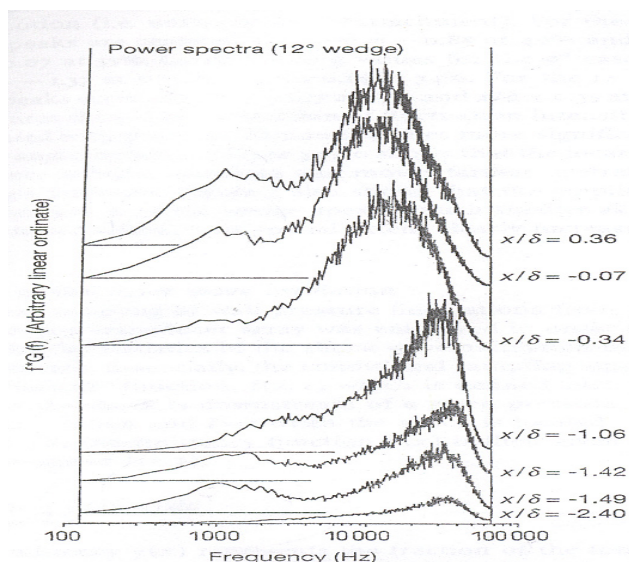


Figure 67 : Spectres des fluctuations de pression pariétale à différentes abscisses X/δ_0 (d'après Thomas et al. [95]).

Figures

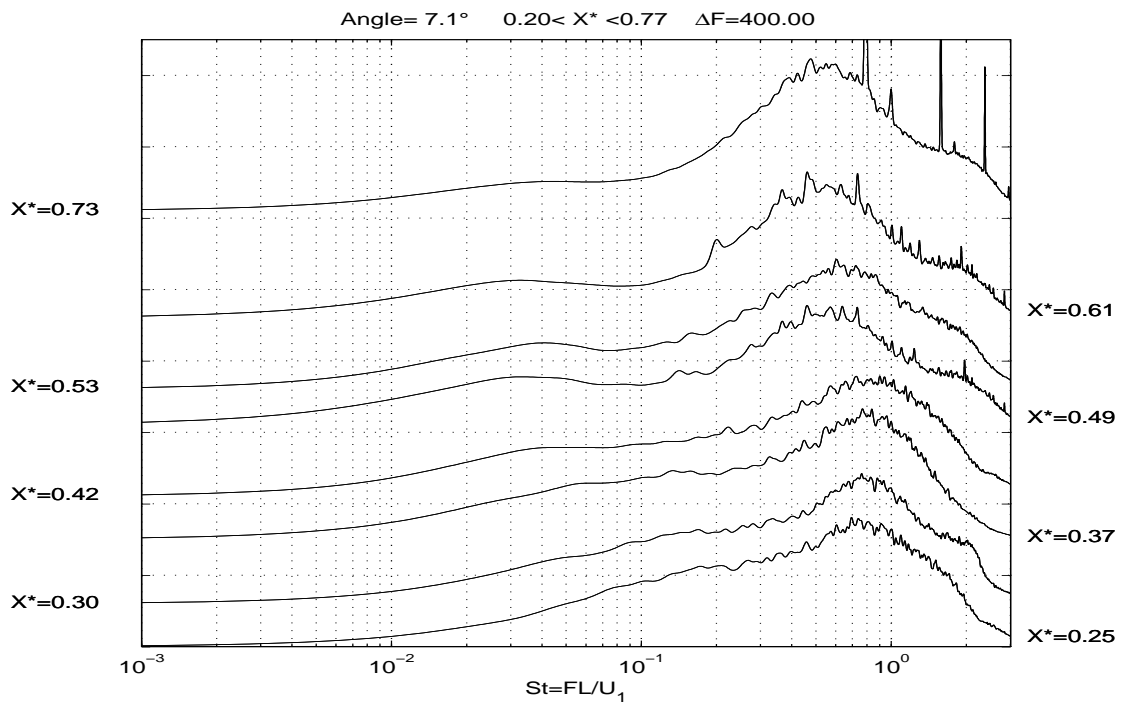


Figure 68 : Evolution des fréquences énergétiques des spectres de pression pariétale dans la zone de recirculation à $\theta=7^\circ$.

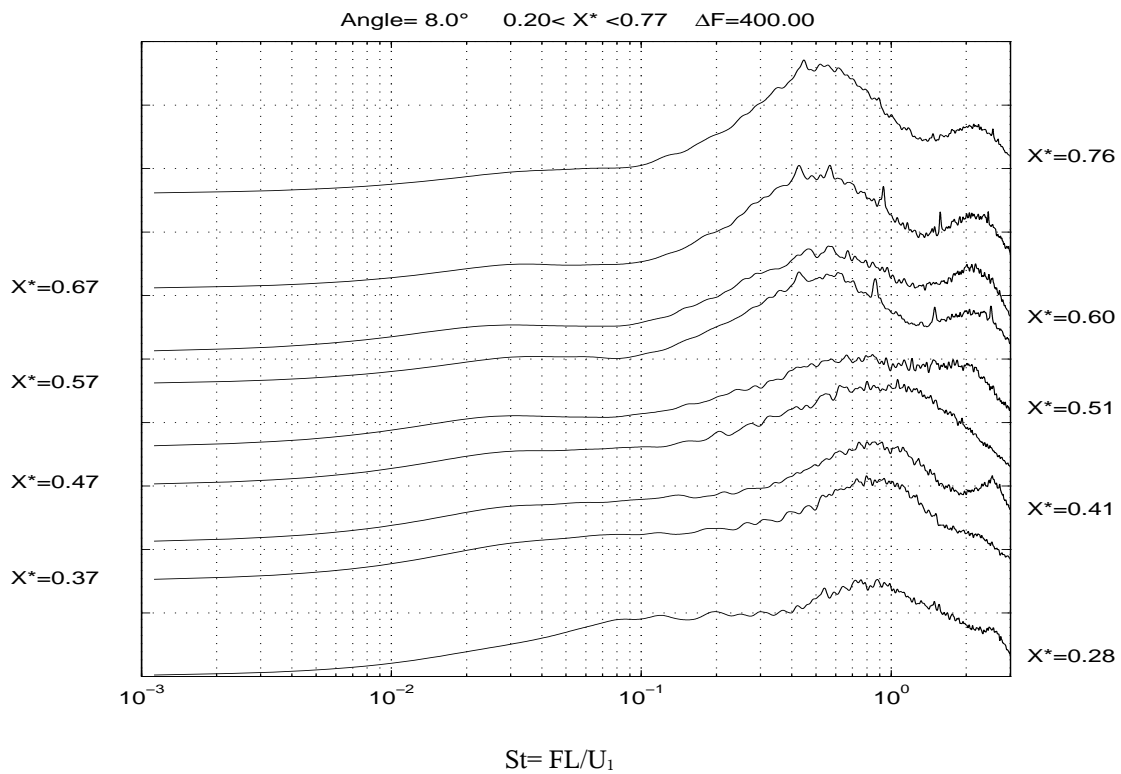


Figure 69 : Evolution des fréquences énergétiques des spectres de pression pariétale dans la zone de recirculation à $\theta=8^\circ$.

Figures

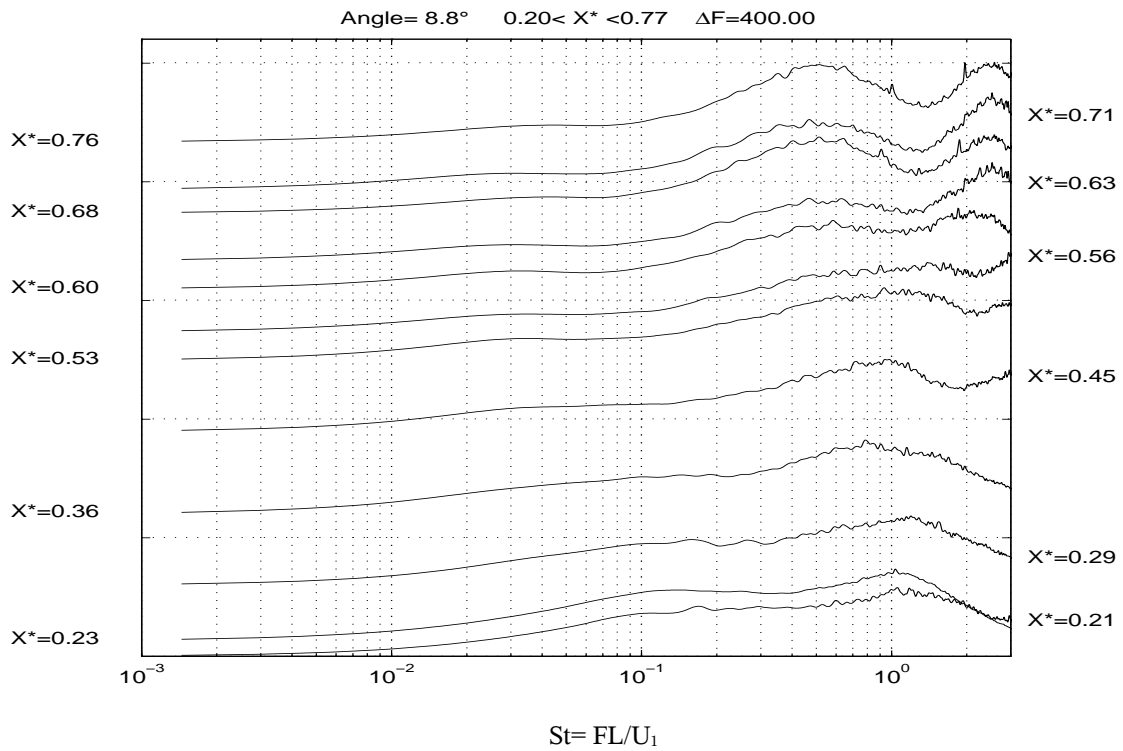


Figure 70 : Evolution des fréquences énergétiques des spectres de pression pariétale dans la zone de recirculation à $\theta=8.8^\circ$.

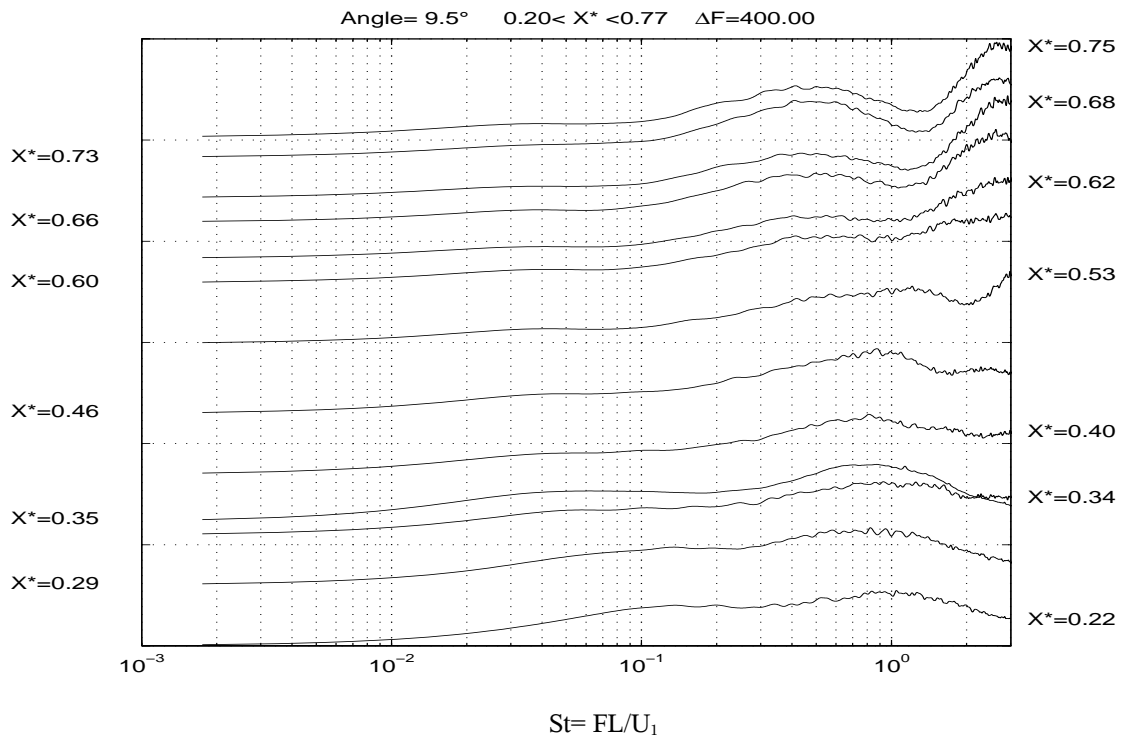


Figure 71 : Evolution des fréquences énergétiques des spectres de pression pariétale dans la zone de recirculation à $\theta=9.5^\circ$.

Figures

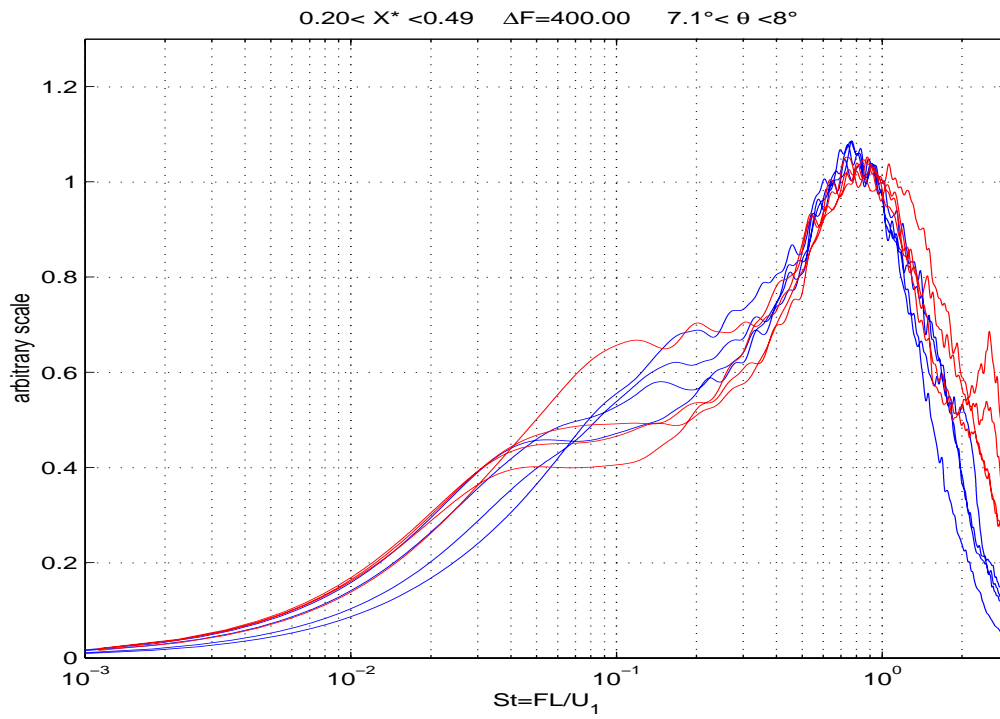


Figure 72 : Densités spectrales de puissance des fluctuations de pression pariétale à $\theta=7$ et 8° pour $0.2 < X^* < 0.6$.

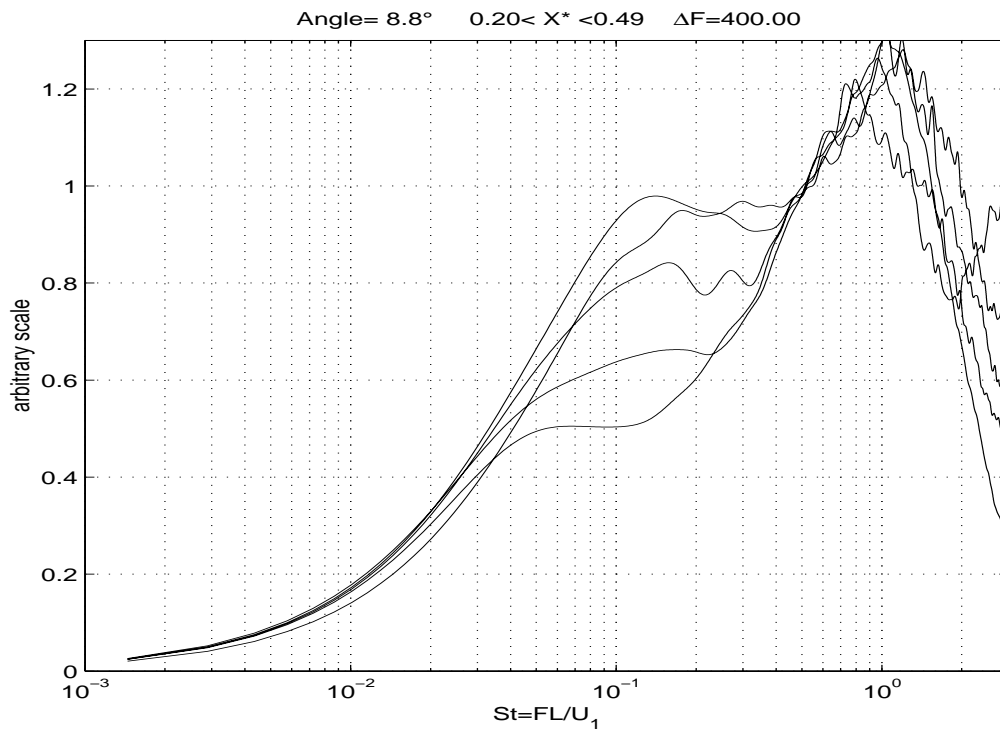


Figure 73 : Densités spectrales de puissance des fluctuations de pression pariétale à $\theta=8.8^\circ$ pour $0.2 < X^* < 0.6$.

Figures

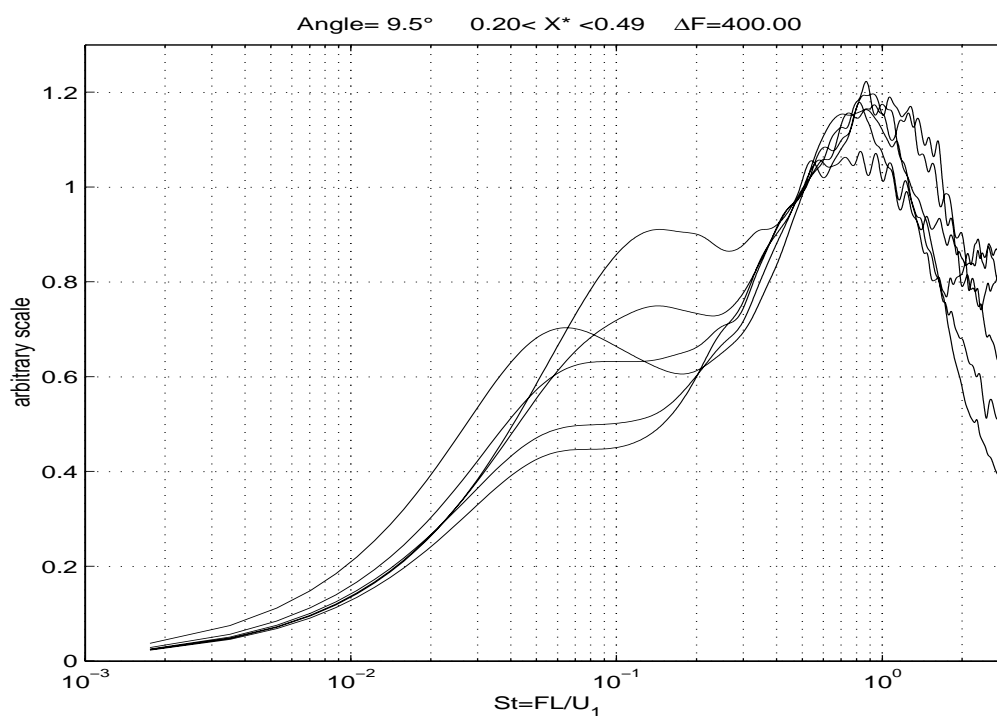


Figure 74 : Densités spectrales de puissance des fluctuations de pression pariétale à $\theta=9.5^\circ$ pour $0.2 < X^* < 0.6$.

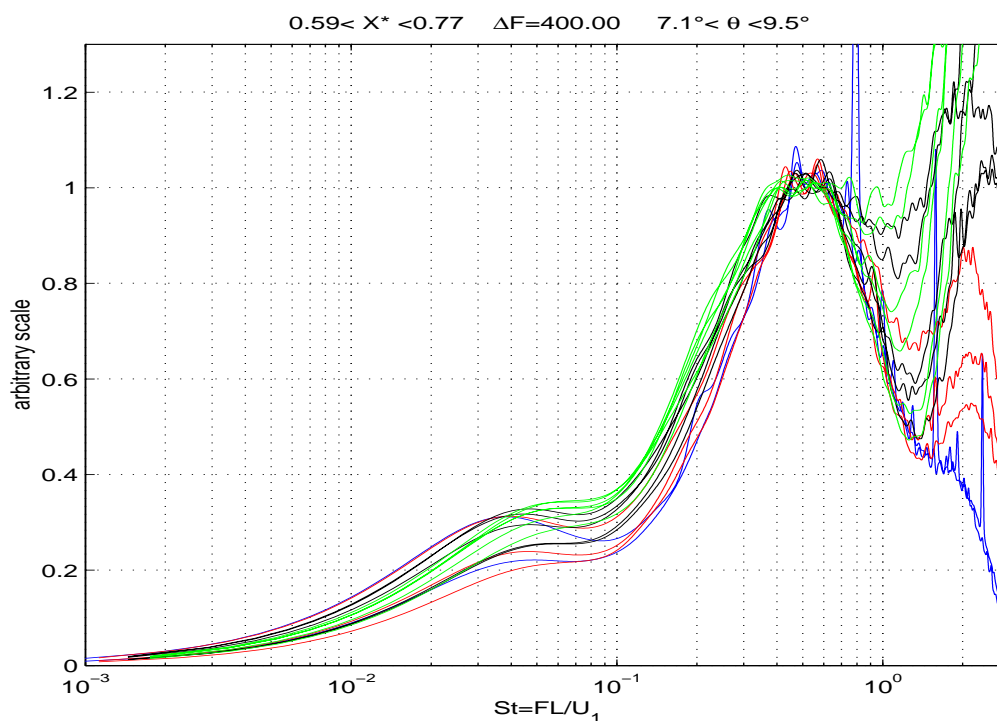


Figure 75 : Densités spectrales de puissance des fluctuations de pression pariétale à $\theta=7, 8, 8.8$ et 9.5° pour $0.6 < X^* < 0.8$.

Figures

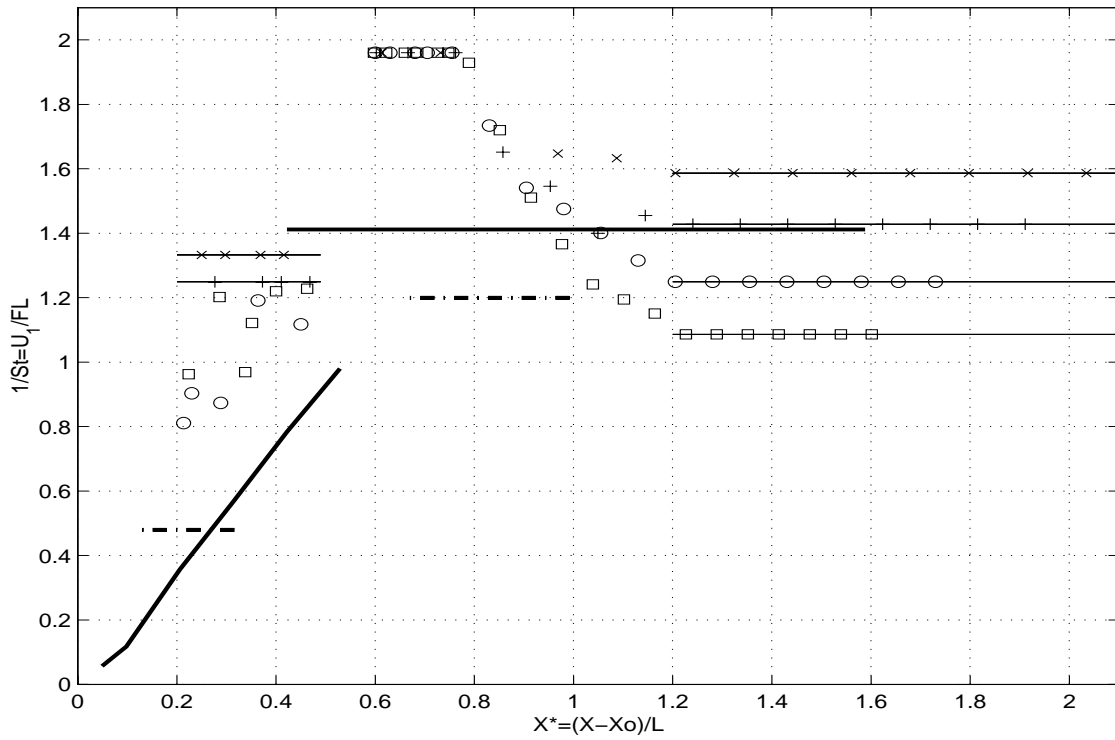


Figure 76 : Evolution longitudinale des fréquences énergétiques de l'interaction à $\theta=7.1^\circ$ (x), 8° (+), 8.8° (o), 9.5° (\square) et comparaison aux expériences subsonique de Cherry et al. [18] (traits pleins) et supersonique de Thomas et al. [95] (traits pointillés).

	En amont du choc	En aval du choc	
		Ecoulement principal	Ecoulement retour
M	2,3	1,93	0.15
T (°K)	142.4	168.2	292.15
a (m.s⁻¹)	239.2	260	342.7
M_c		1,37	0,57

Tableau 2 : Propriétés cinématiques de l'interaction à $\theta=9.5^\circ$

Figures

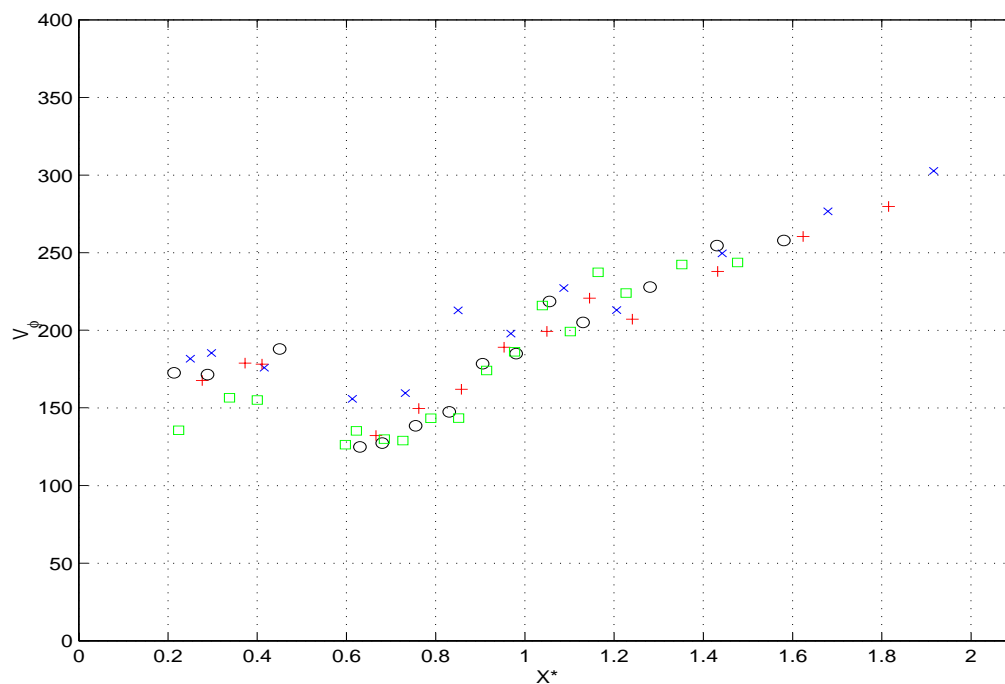


Figure 77 : Evolution longitudinale des vitesses de phase ($m \cdot s^{-1}$) de l'interaction déduites de mesures de pression deux points dans la gamme des fréquences énergétiques $\theta=7.1^\circ(x)$, $8^\circ(+)$, $8.8^\circ(o)$, $9.5^\circ(\square)$.

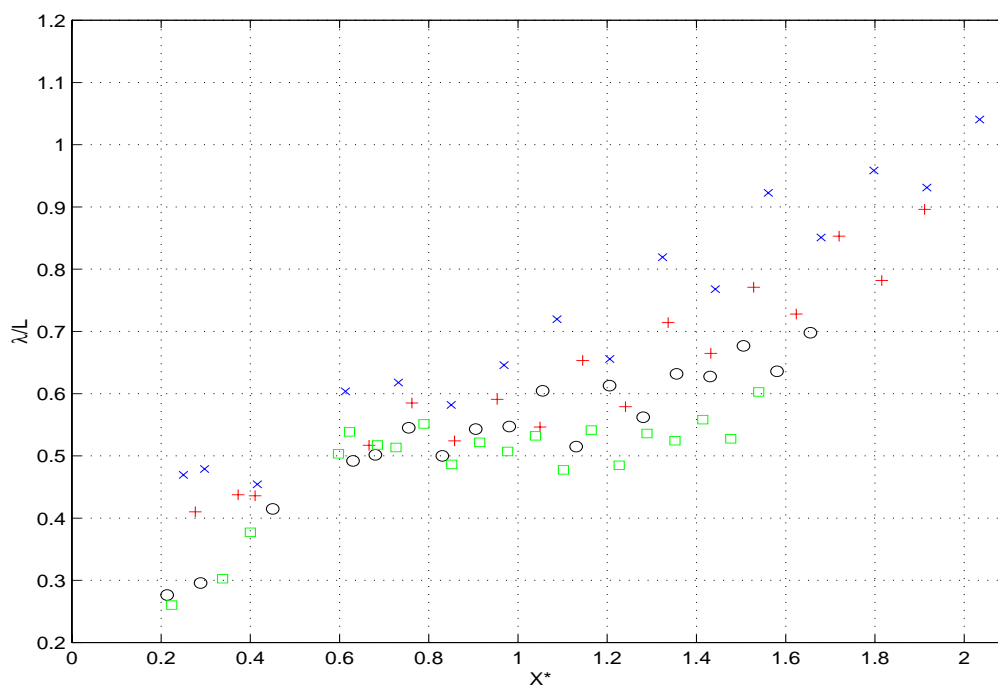


Figure 78 : Evolution longitudinale des longueurs d'onde des fréquences énergétiques de l'interaction $\theta=7.1^\circ(x)$, $8^\circ(+)$, $8.8^\circ(o)$, $9.5^\circ(\square)$ adimensionnées par la longueur L de décollement.

Figures

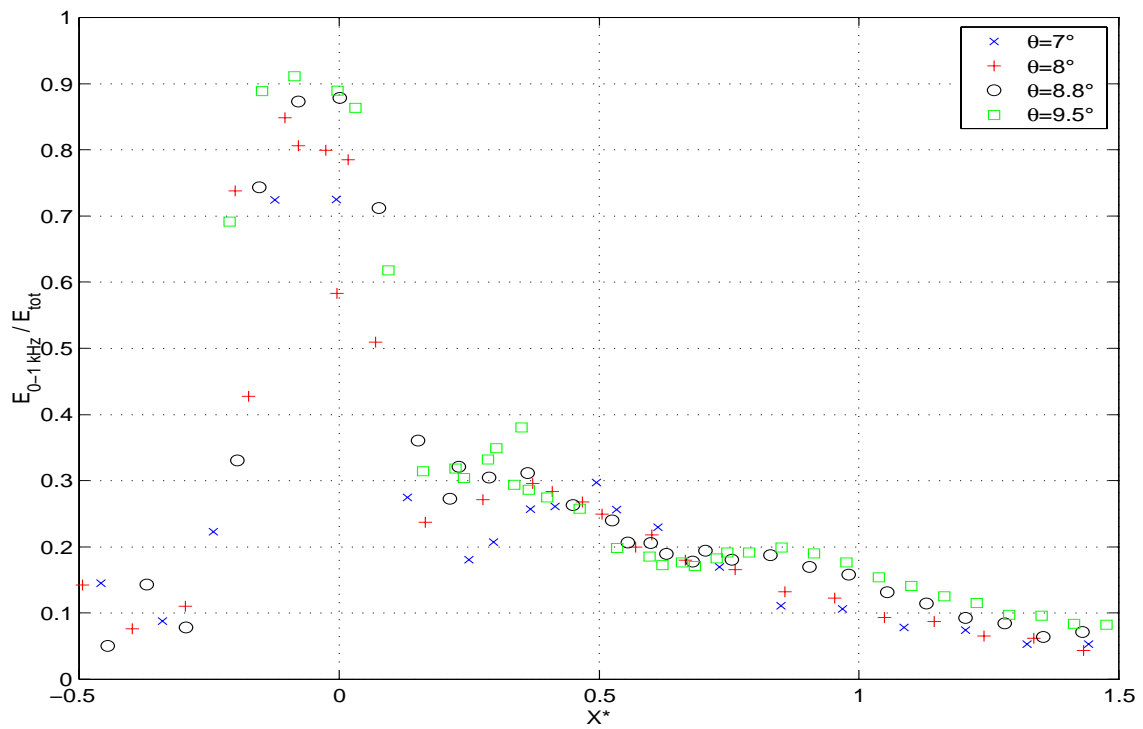


Figure 79 : Evolution longitudinale de la contribution énergétique des basses fréquences à l'énergie totale des signaux de pression aux différents angles.

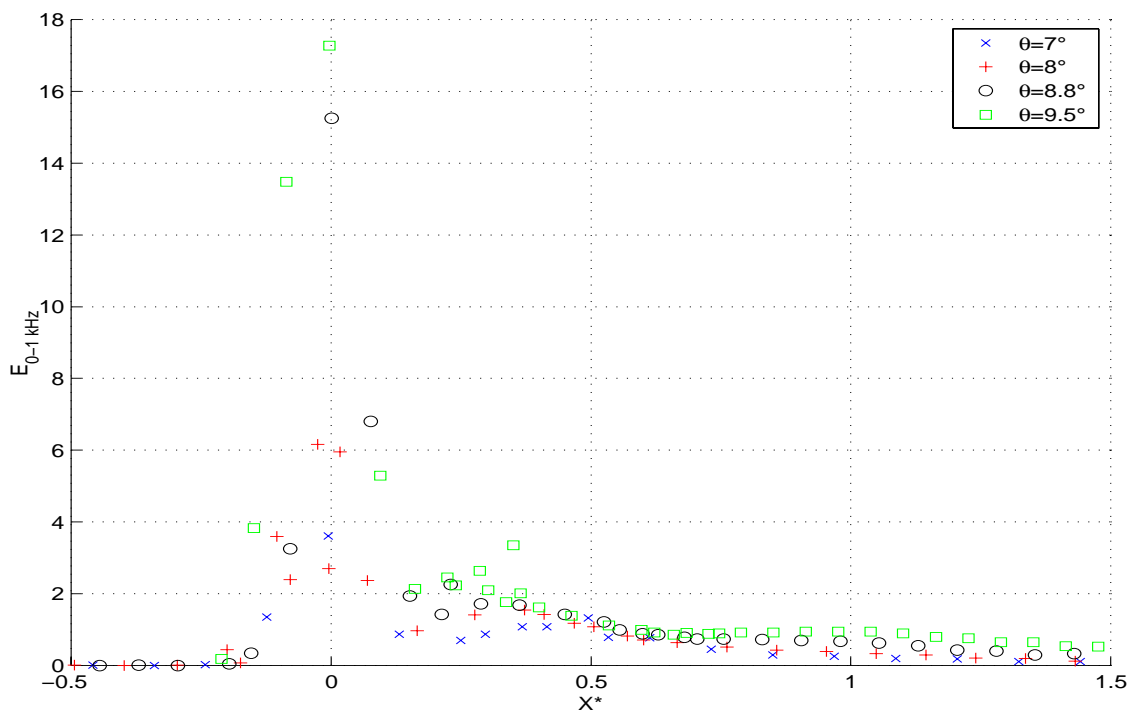


Figure 80 : Evolution longitudinale de l'énergie brute basses fréquences des signaux de pression aux différents angles.

Figures

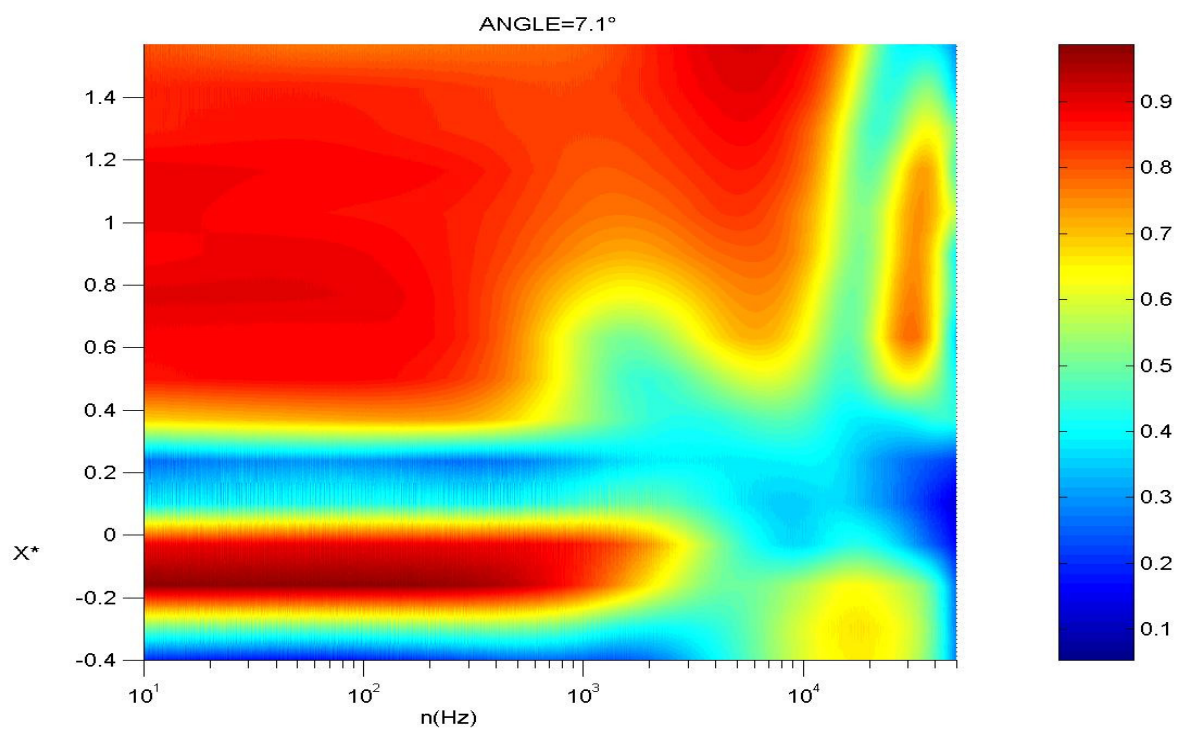


Figure 81 : Evolution longitudinale des niveaux de cohérence dans l'interaction déduits de mesures de pression pariétale effectuées en deux points ($\theta=7^\circ$).

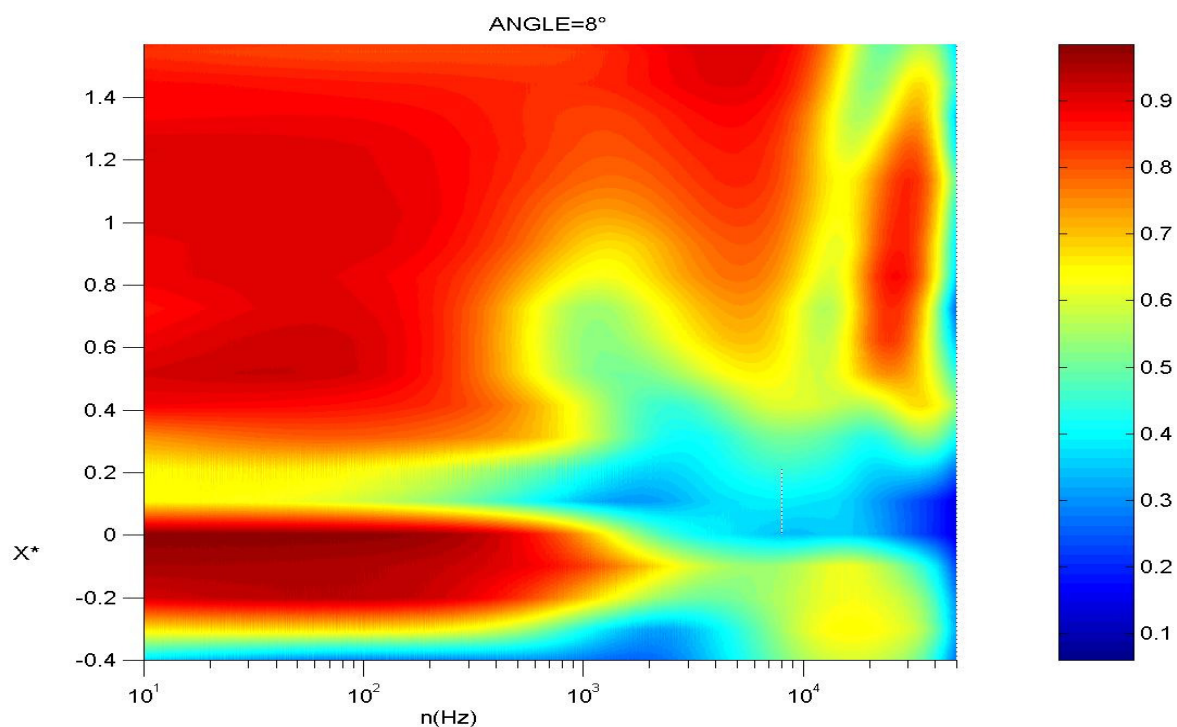


Figure 82 : Evolution longitudinale des niveaux de cohérence dans l'interaction déduits de mesures de pression pariétale effectuées en deux points ($\theta=8^\circ$).

Figures

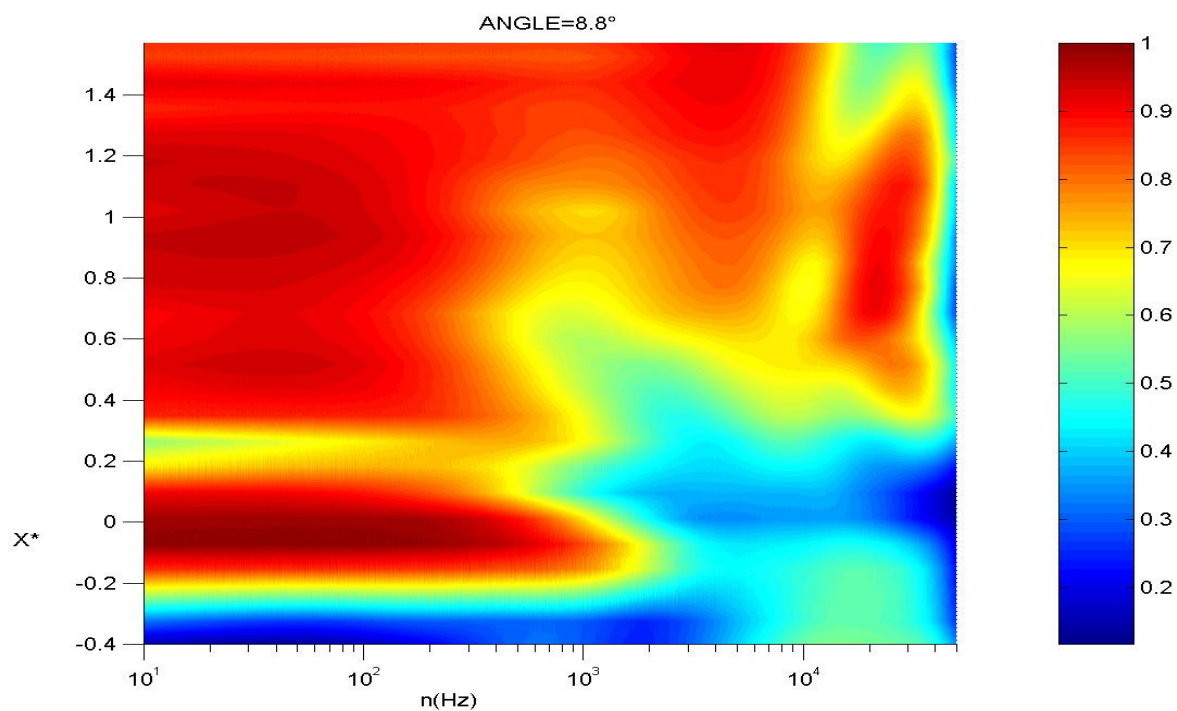


Figure 83 : Evolution longitudinale des niveaux de cohérence dans l'interaction déduits de mesures de pression pariétale effectuées en deux points ($\theta=8.8^\circ$).

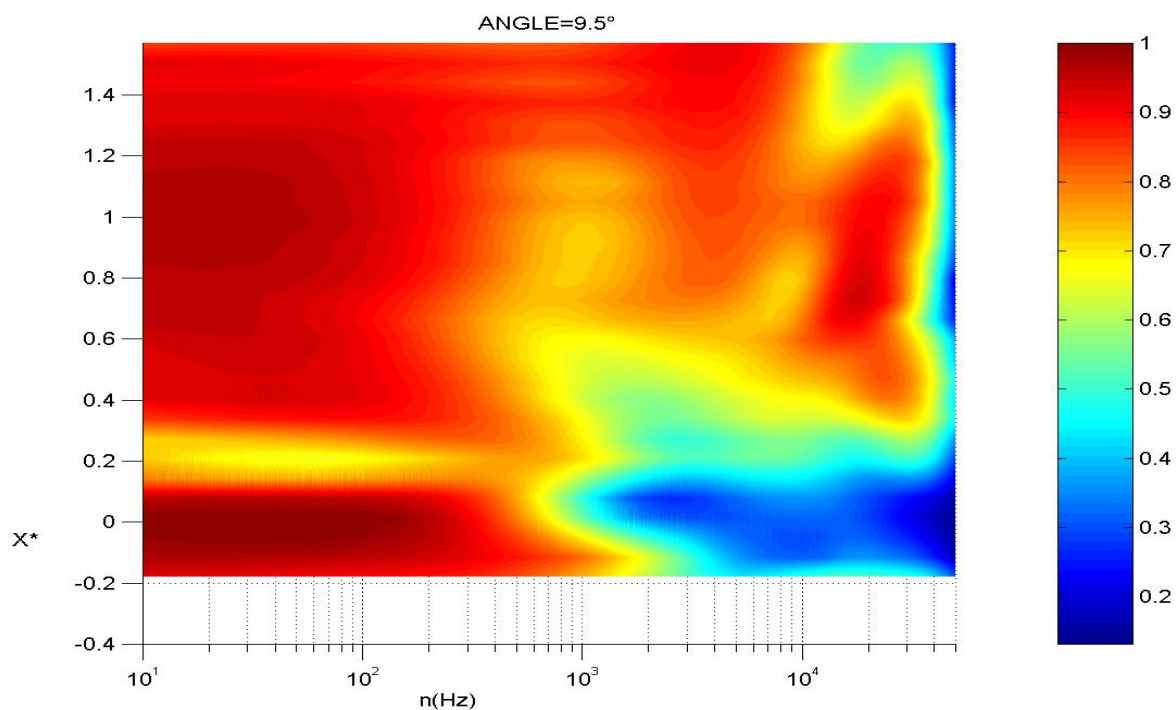


Figure 84 : Evolution longitudinale des niveaux de cohérence dans l'interaction déduits de mesures de pression pariétale effectuées en deux points ($\theta=9.5^\circ$).

Figures

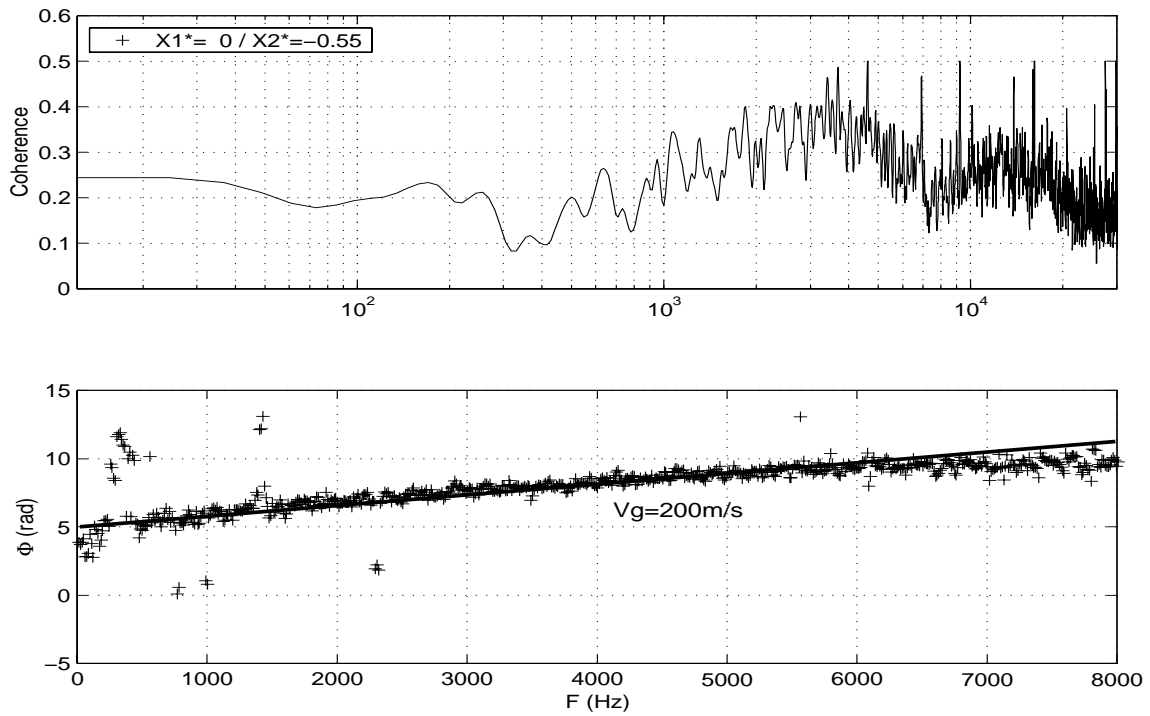


Figure 85 : Mesures de cohérence et de phase (rad) entre la couche limite amont et le pied du choc réfléchi déduites de mesures de pression pariétale effectuées en deux points.

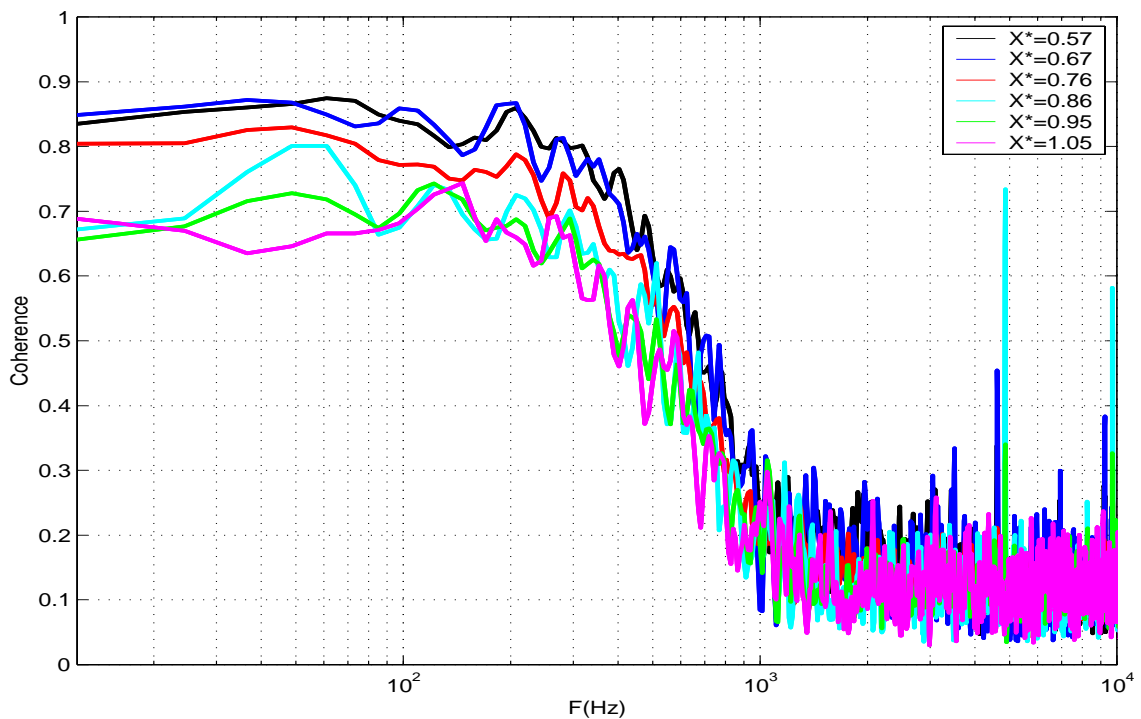


Figure 86 : Evolution longitudinale des fonctions de cohérence entre le pied choc réfléchi et la recirculation ($0 < X^* < 1$) à $\theta = 8^\circ$ déduites de mesures de pression pariétale effectuées en deux points .

Figures

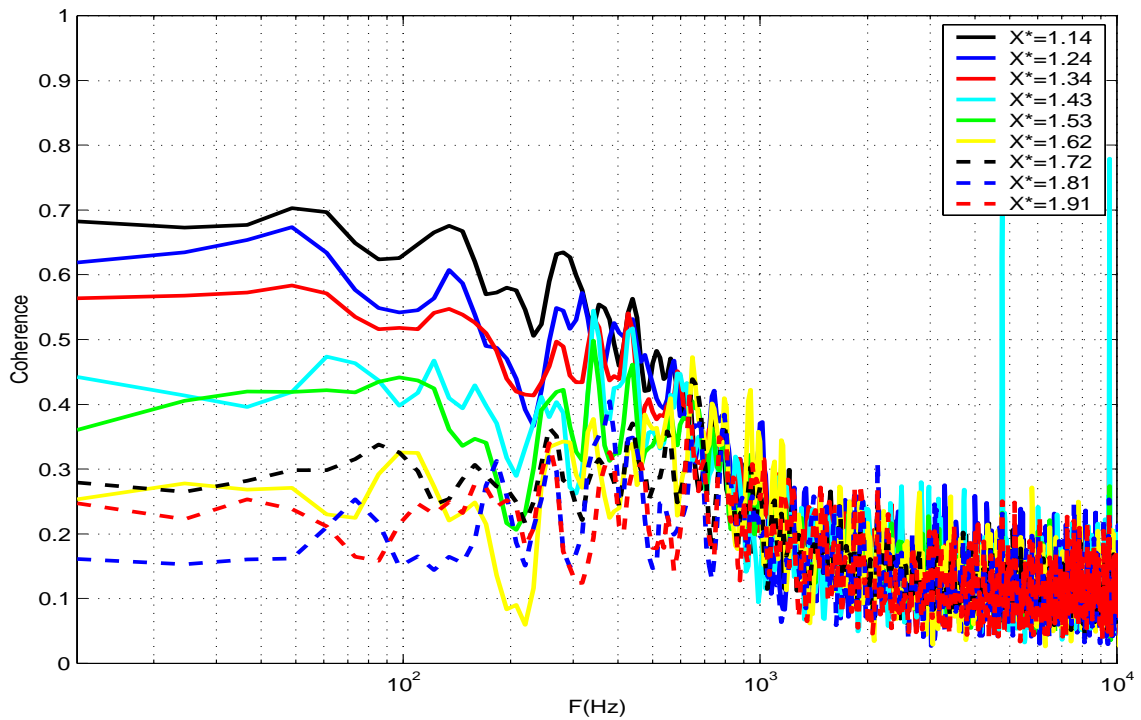


Figure 87 : Evolution longitudinale des fonctions de cohérence entre le pied du choc réfléchi et la recirculation ($X^* > 1$) à $\theta=8^\circ$ déduites de mesures de pression pariétale effectuées en deux points.

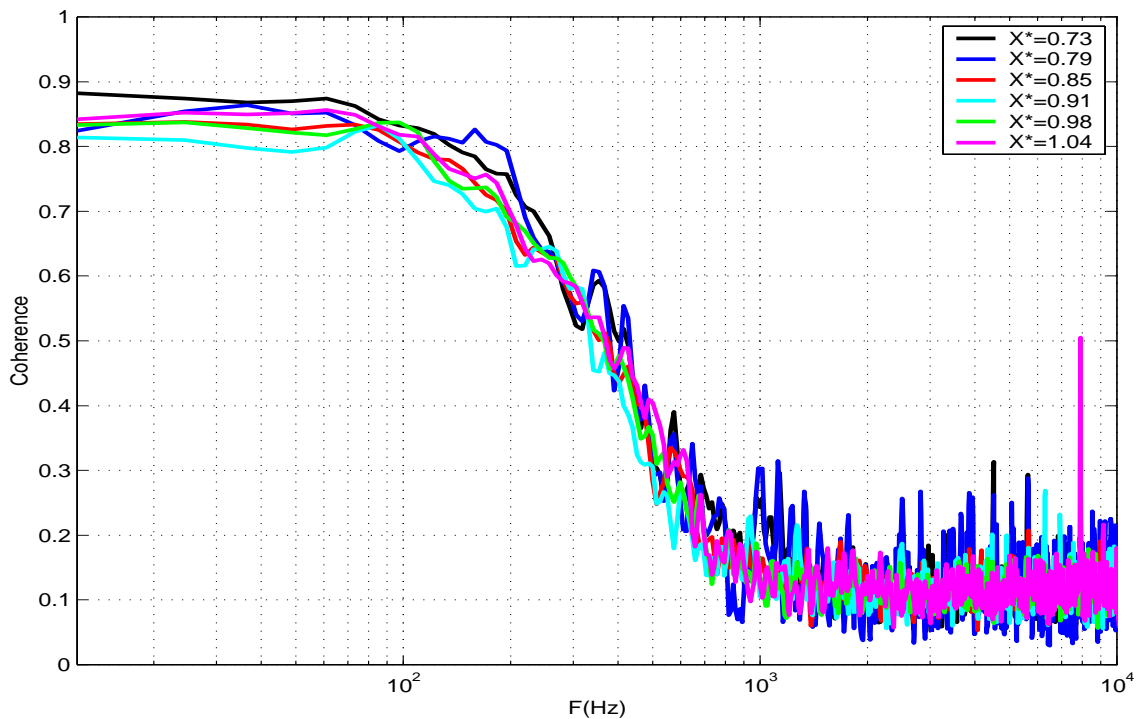


Figure 88 : Evolution longitudinale des fonctions de cohérence entre le choc et la recirculation ($0 < X^* < 1$) à $\theta=9.5^\circ$ déduites de mesures de pression pariétale effectuées en deux points.

Figures

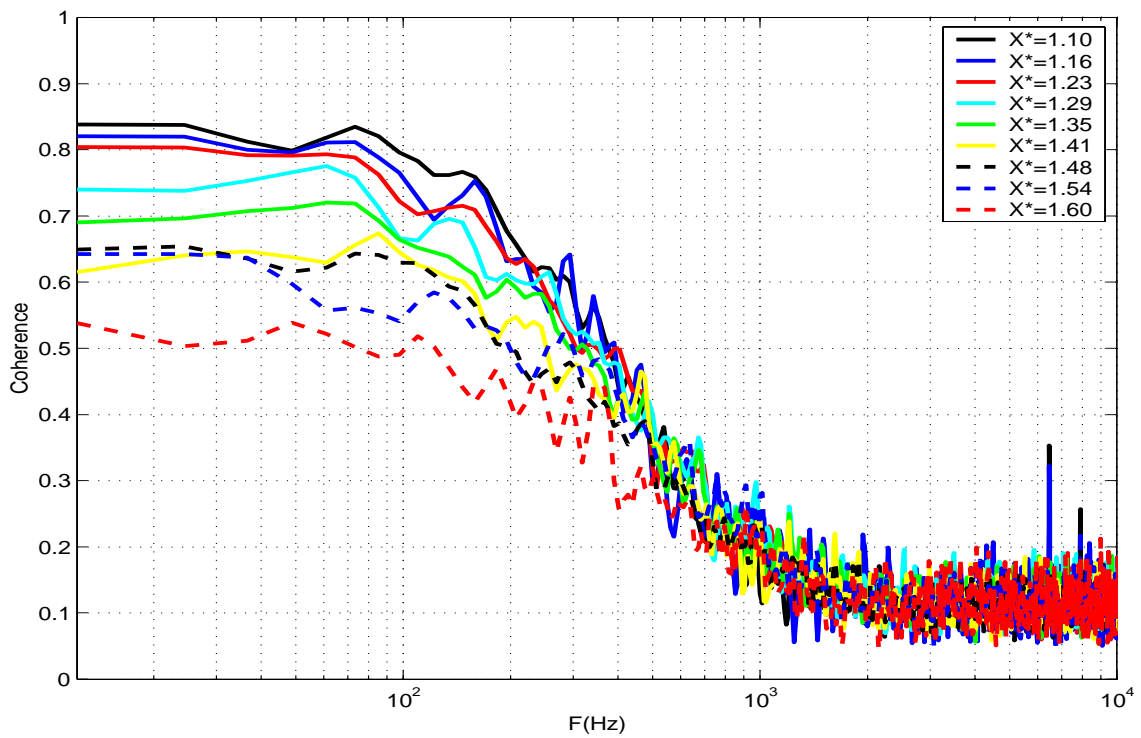


Figure 89 : Evolution longitudinale des fonctions de cohérence entre le choc et la recirculation ($X^* > 1$) à $\theta=9.5^\circ$ déduites de mesures de pression pariétale effectuées en deux points.

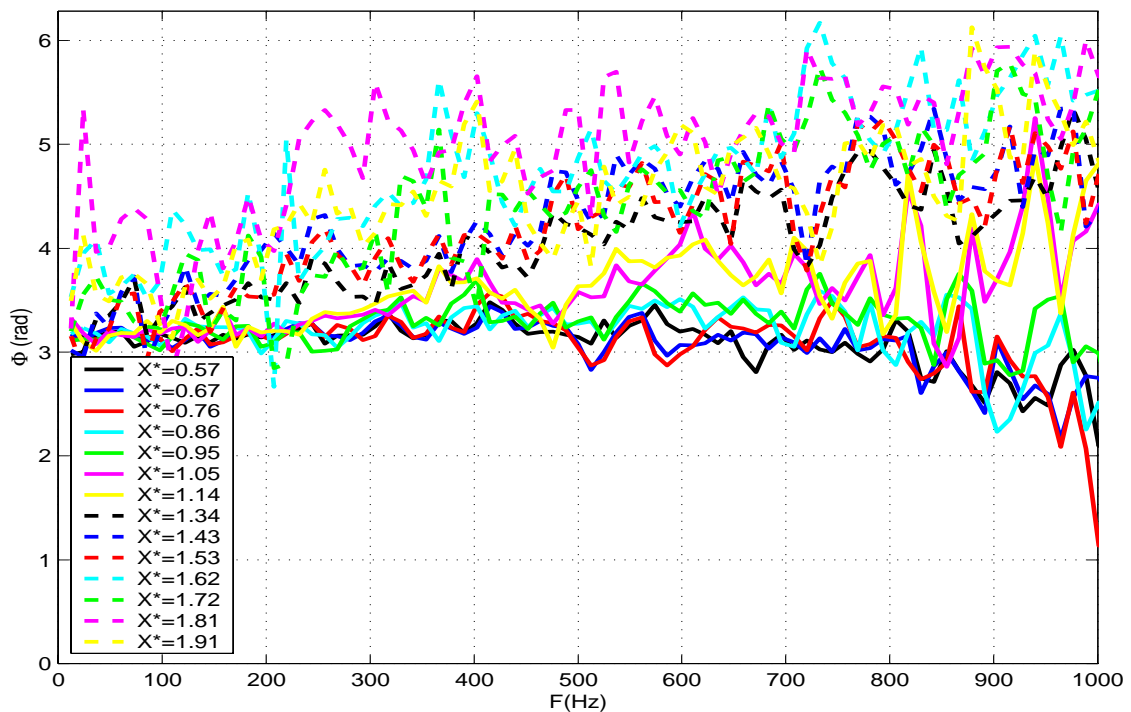


Figure 90 : Evolution longitudinale des spectres de phase entre le choc et l'interaction à $\theta=8^\circ$ déduits de mesures de pression pariétale effectuées en deux points

Figures

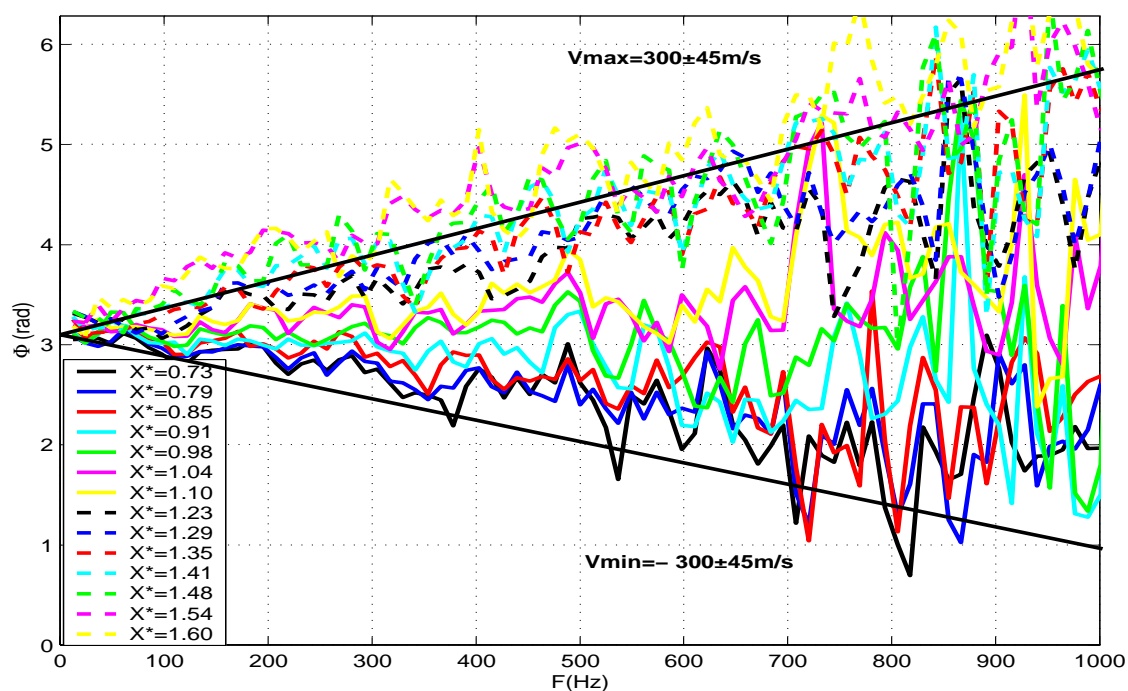


Figure 91: Evolution longitudinale des spectres de phase entre le choc et l'interaction à $\theta=9.5^\circ$ déduits de mesures de pression pariétale effectuées en deux points

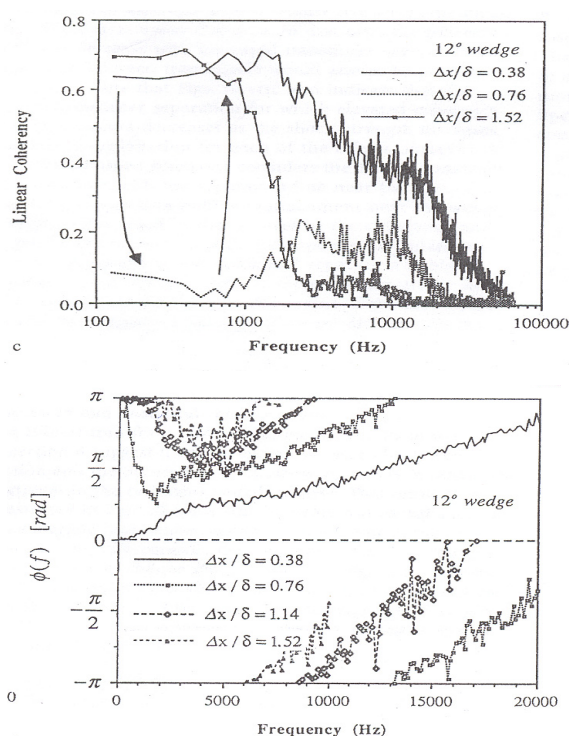


Figure 92a et b: Fonctions de cohérence et de phase entre le choc et la zone détachée (Thomas et al. [95]).

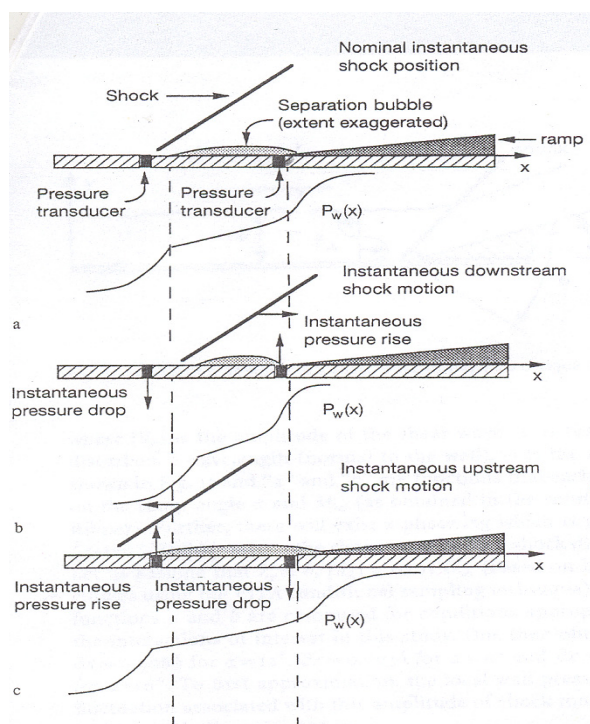


Figure 93 : Mouvements relatifs du front de choc et du bulbe de séparation d'après Thomas et al. [95].

Figures

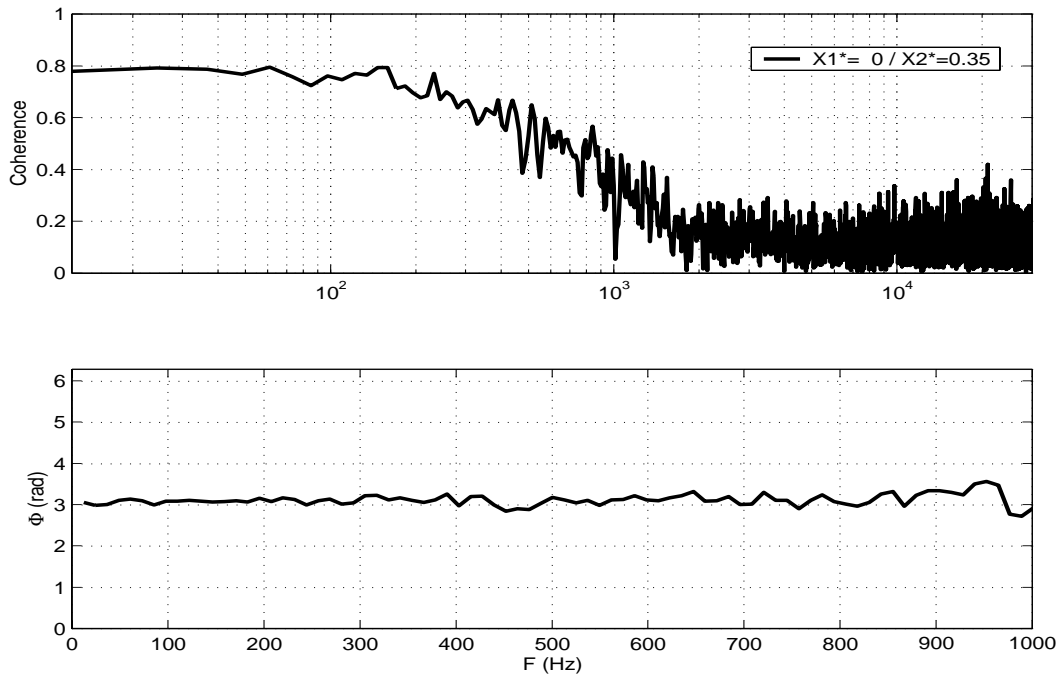


Figure 94 : Fonctions de cohérence et de phase entre le choc et un point issu des premières sections de la recirculation ($X^*=0.35$), $\theta=9.5^\circ$ déduites de mesures de pression pariétale effectuées en deux points

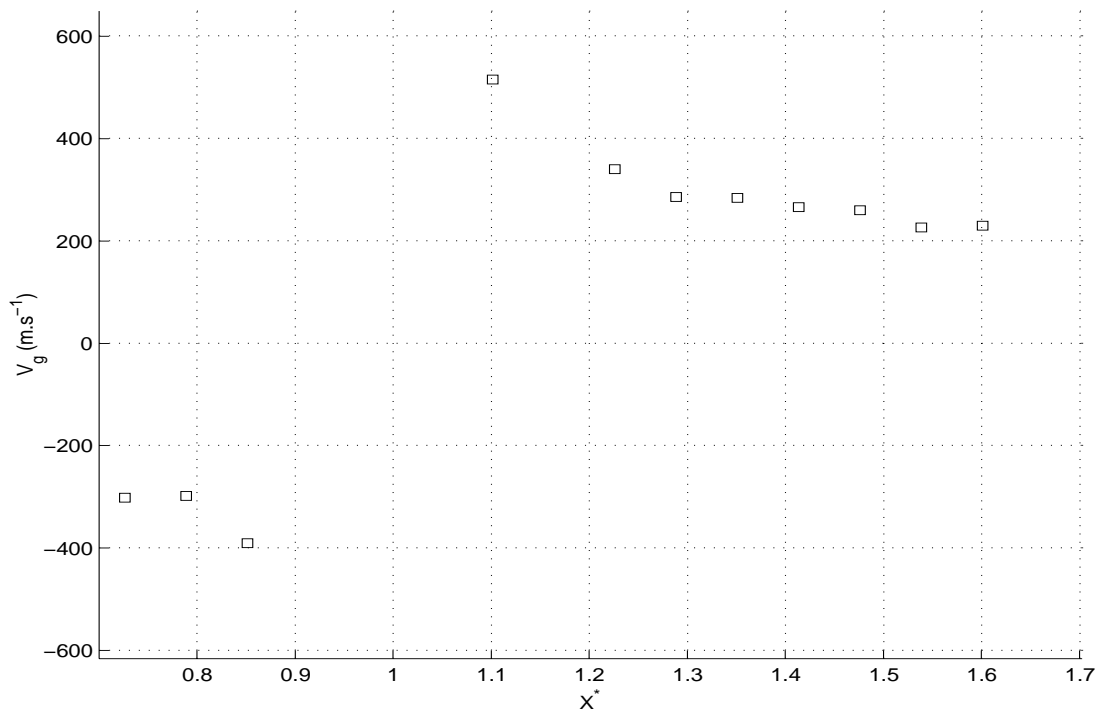


Figure 95 : Vitesses de groupe dans la gamme [100 Hz-500 Hz] à $\theta=9.5^\circ$.

Figures

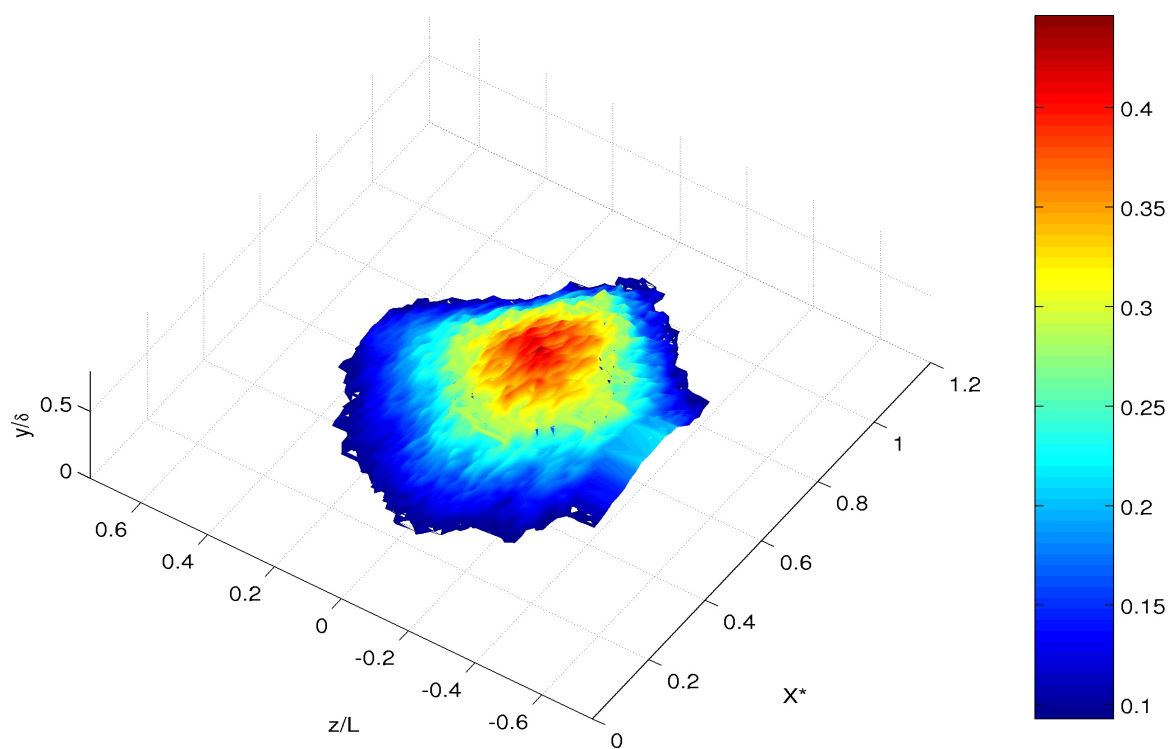


Figure 96 : Iso-surface des vitesses longitudinales nulles déduite de mesures PIV, $\theta=9.5^\circ$.

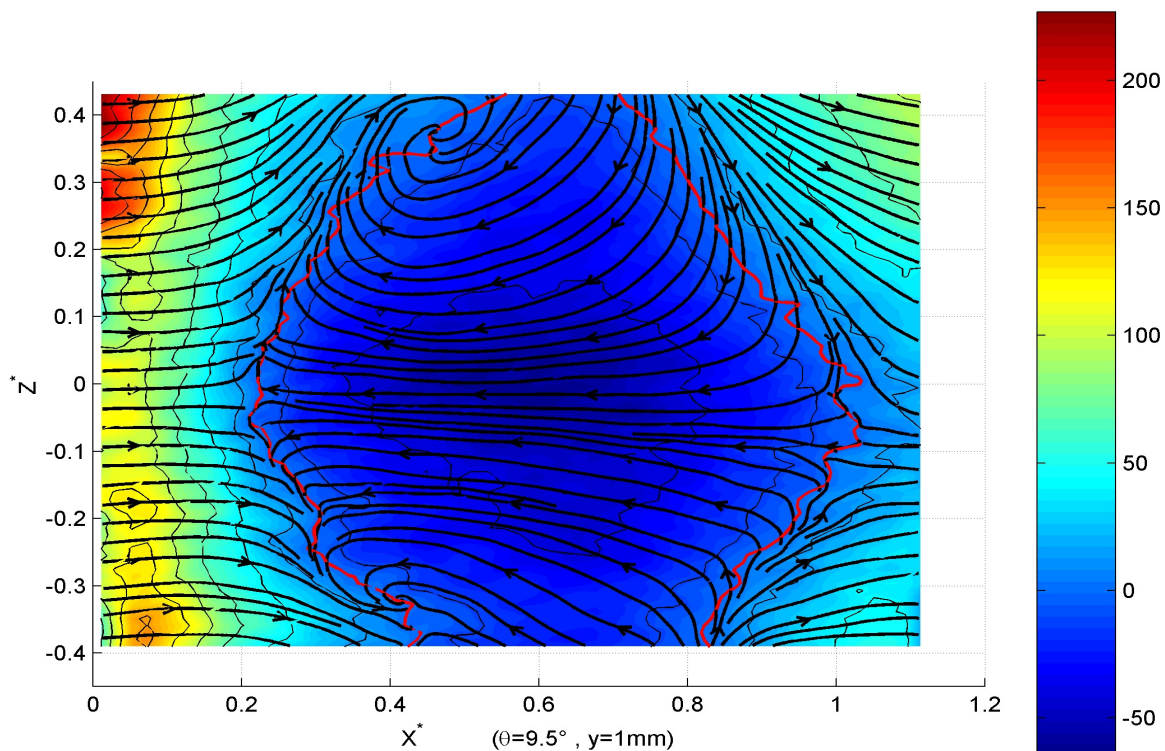


Figure 97 : Iso-valeurs de la vitesse longitudinale U et lignes de courant déduites de mesures PIV, $Y/\delta_0=0.1, \theta=9.5^\circ$.

Figures

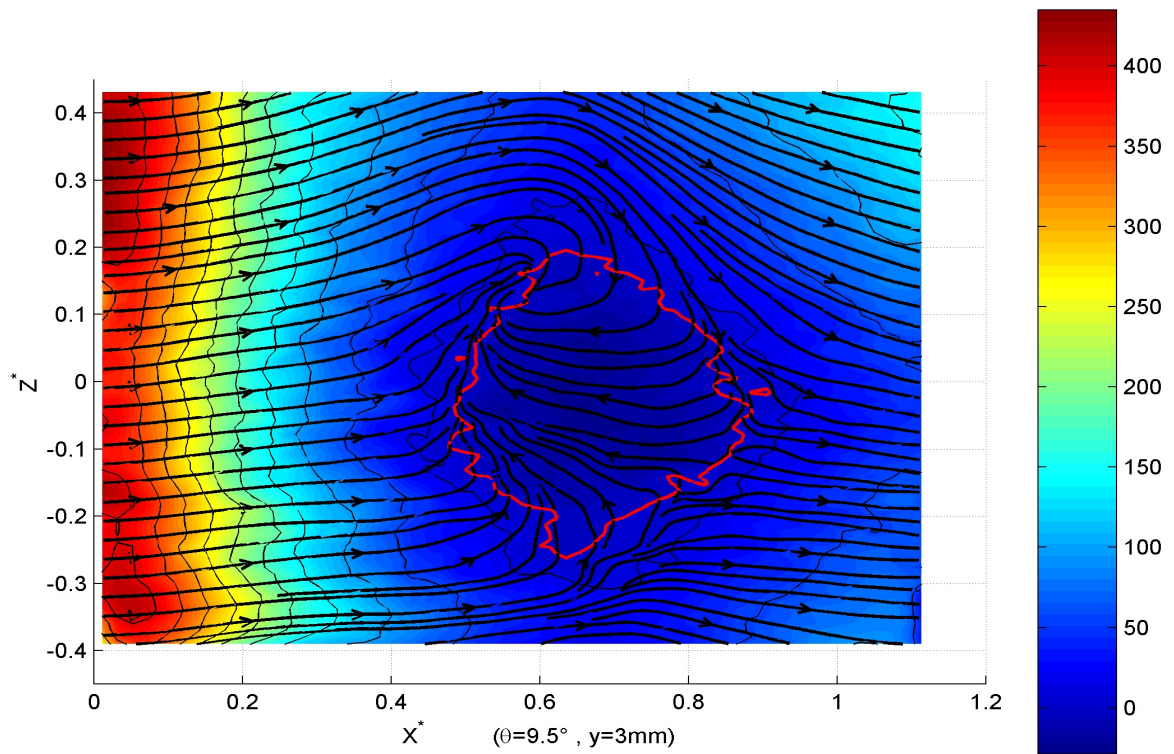


Figure 98 : Iso-valeurs de la vitesse longitudinale U et lignes de courant déduites de mesures PIV, $Y/\delta_0=0.3$, $\theta=9.5^\circ$.

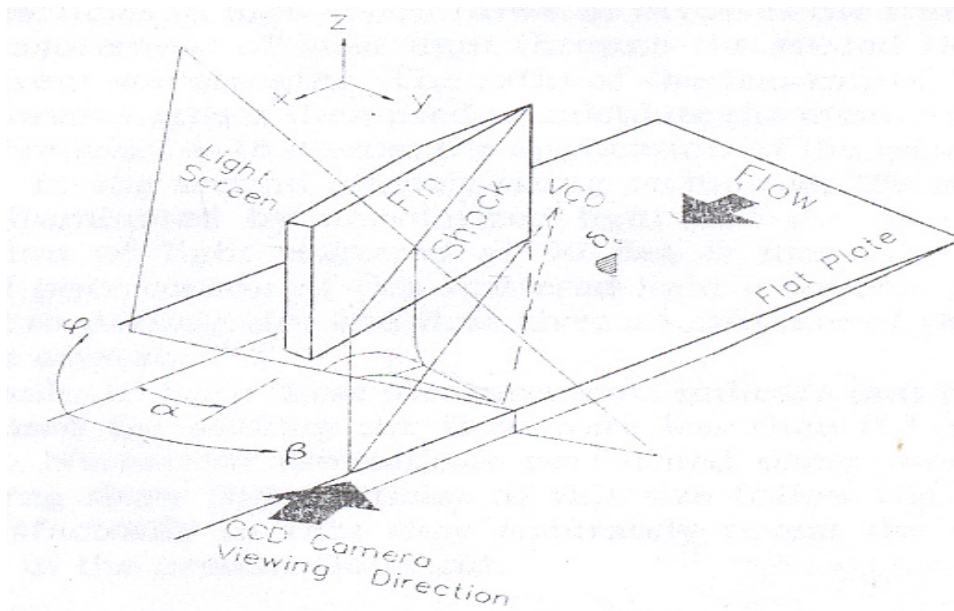


Figure 99 : Schéma de l'interaction choc / couche limite latérale d'après Alvi et al. [1].

Figures

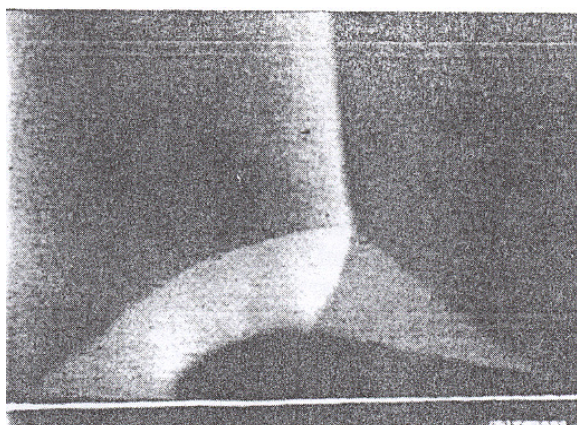


Figure 100 : Visualisation de l'interaction par photographies de plans laser (PLS), d'après [1].

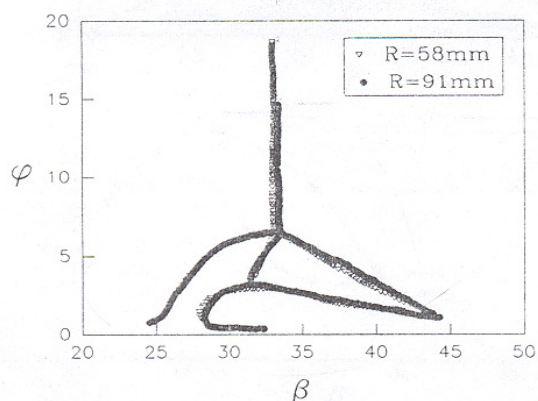


Figure 101 : Mise en évidence de la similitude conique de l'interaction, d'après [1].

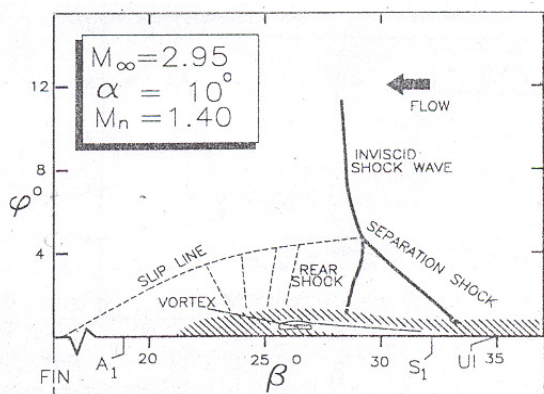


Figure 102 : Champ moyen de l'écoulement avec décollement primaire, d'après [1].

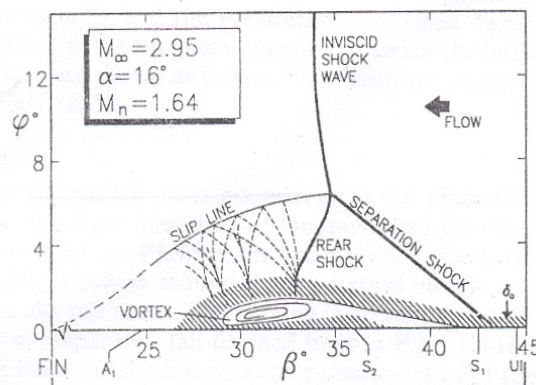


Figure 103 : Champ moyen de l'écoulement avec décollement secondaire, d'après [1].

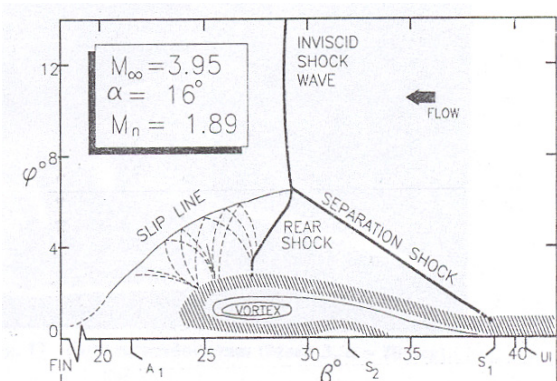


Figure 104 : Champ moyen de l'écoulement avec formation du choc normal, d'après [1].

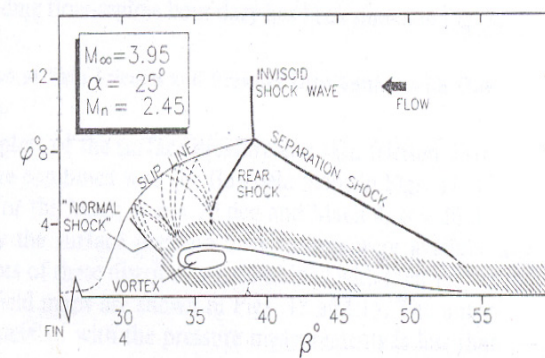


Figure 105 : Champ moyen de l'écoulement avec recirculation inverse, d'après [1].

Figures

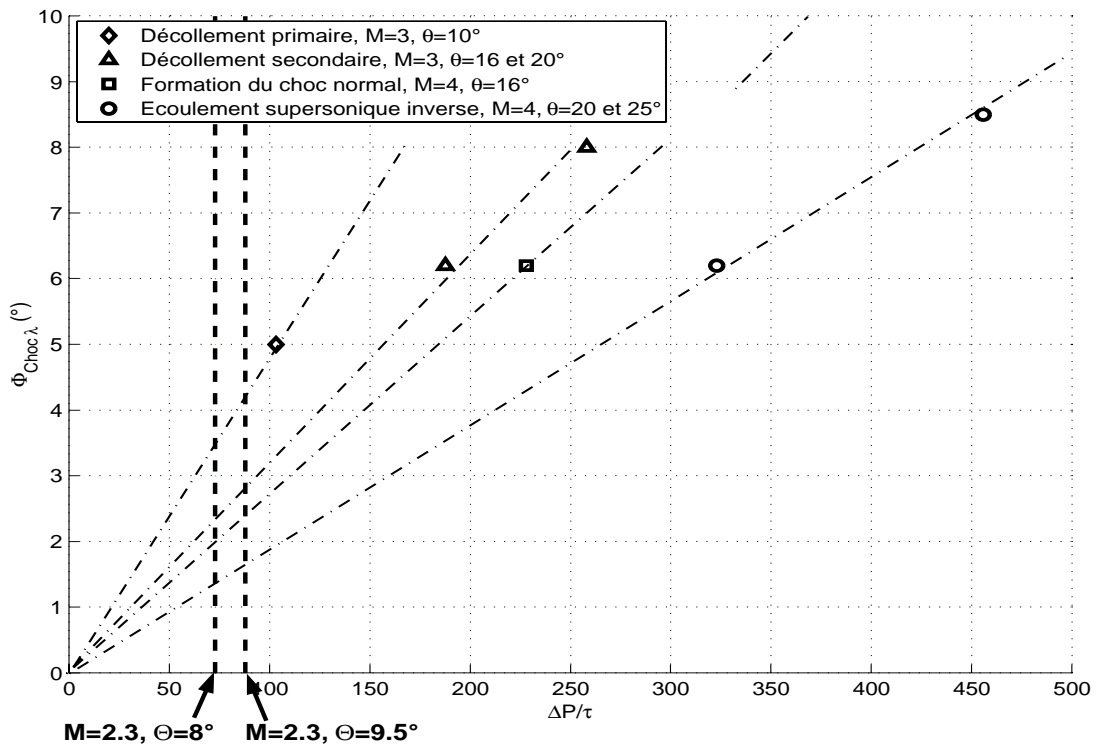


Figure 106 : Valeurs des coordonnées $\Phi_{choc\lambda}$ de la hauteur du choc en lambda en fonction du paramètre de décollement $\Delta P/\tau$, pour les décollements d'Alvi et al. [1] ($\square, \diamond, \circ, \Delta$) et pour les décollements de notre interaction (traits verticaux).

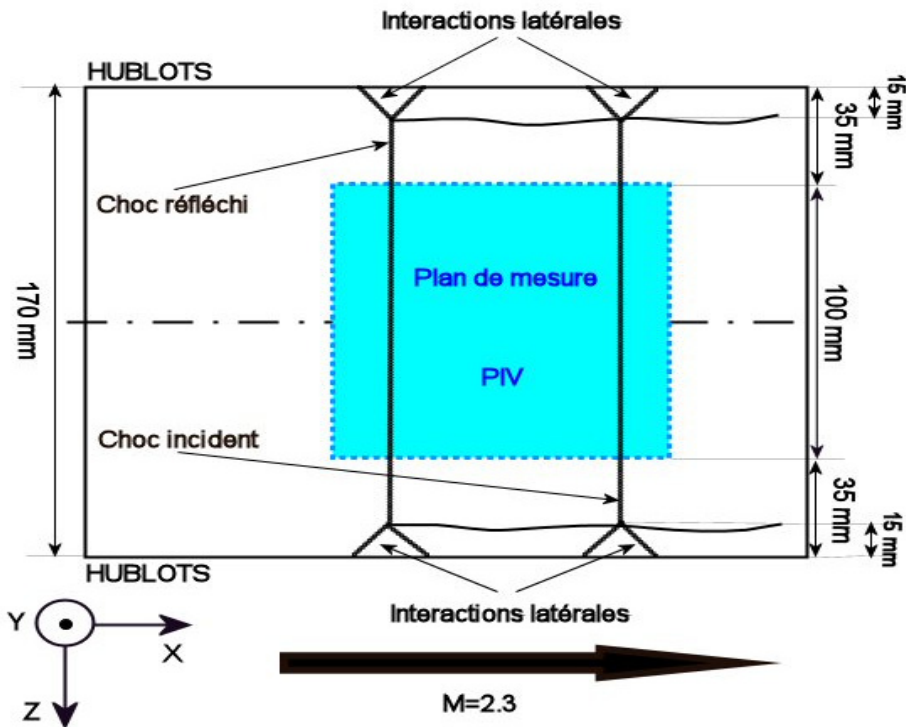


Figure 107 : Estimation de l'influence des interactions latérales sur les mesures PIV.

Figures

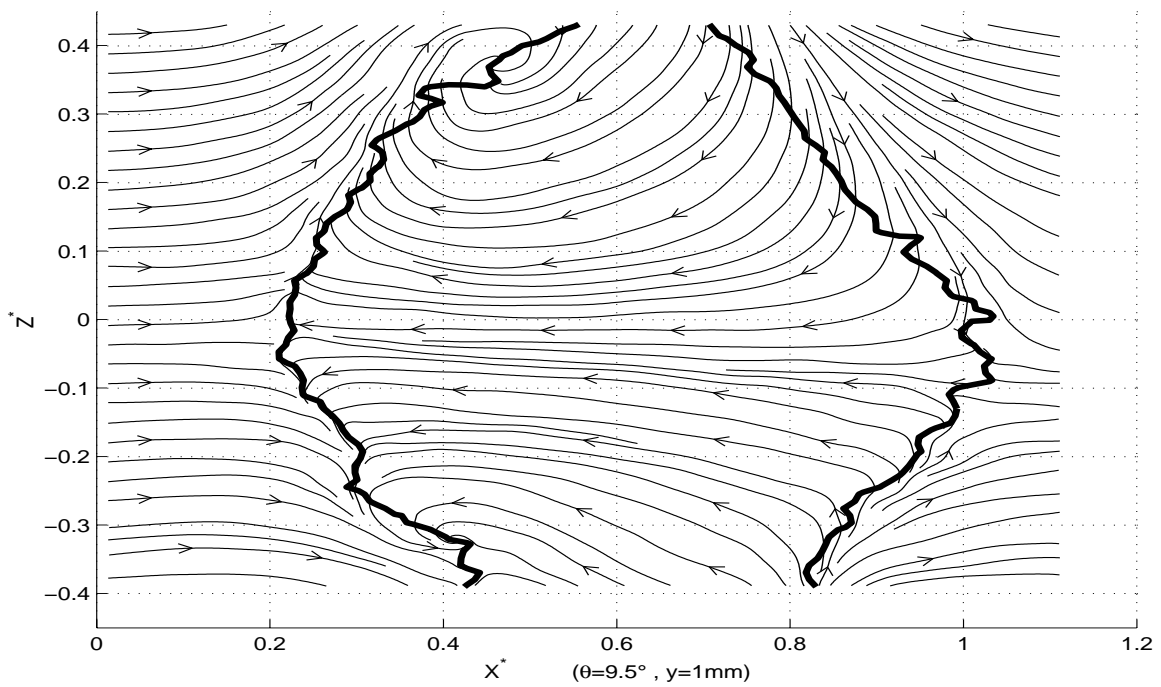


Figure 108 : Champ des lignes de courant (\rightarrow) et ligne de vitesse longitudinale nulle (—) d'édits de mesures PIV, $Y/\delta_0=0.1$, $\theta=9.5^\circ$.

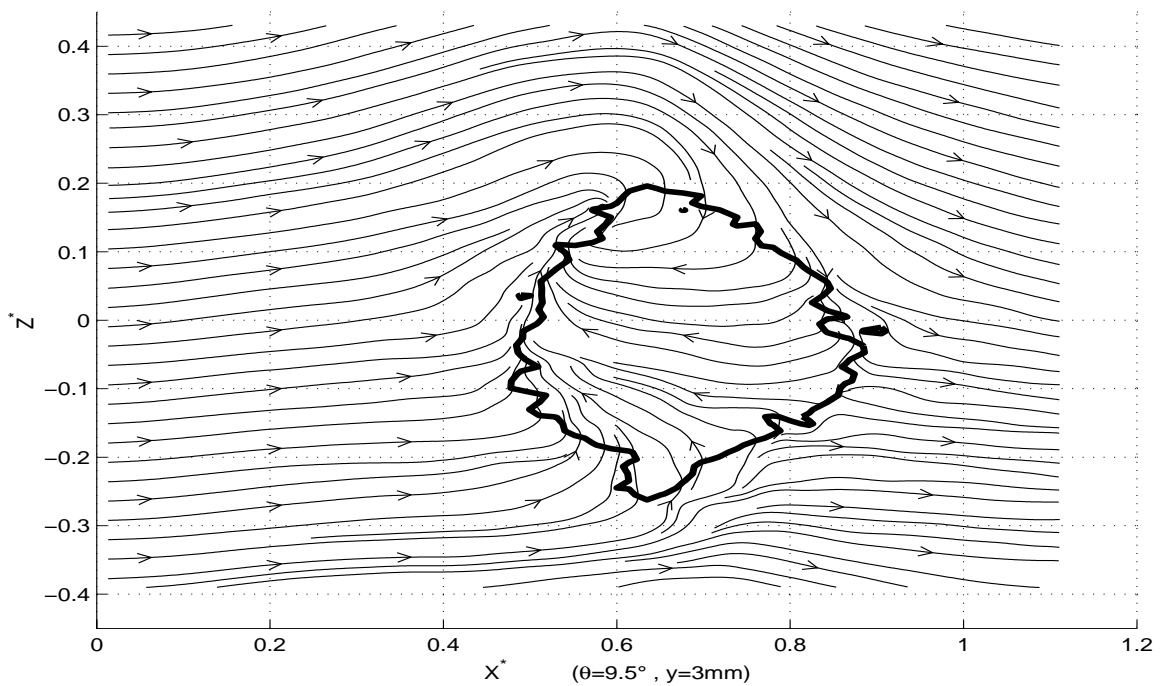


Figure 109 : Champ des lignes de courant (\rightarrow) et ligne de vitesse longitudinale nulle (—) d'édits de mesures PIV, $Y/\delta_0=0.3$, $\theta=9.5^\circ$.

Figures

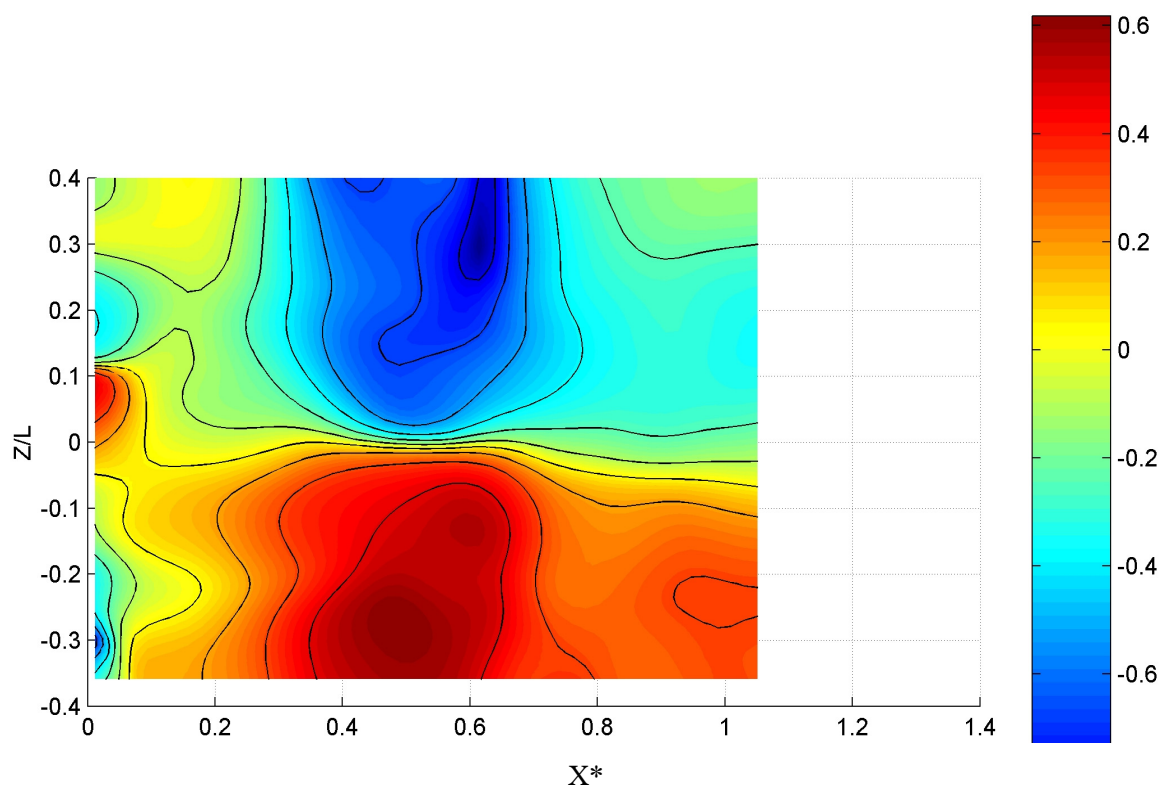


Figure 110 : Iso-valeurs du détecteur de rotationnel déduites de mesures PIV, $Y/\delta_0=0.1$, $\theta=9.5^\circ$.

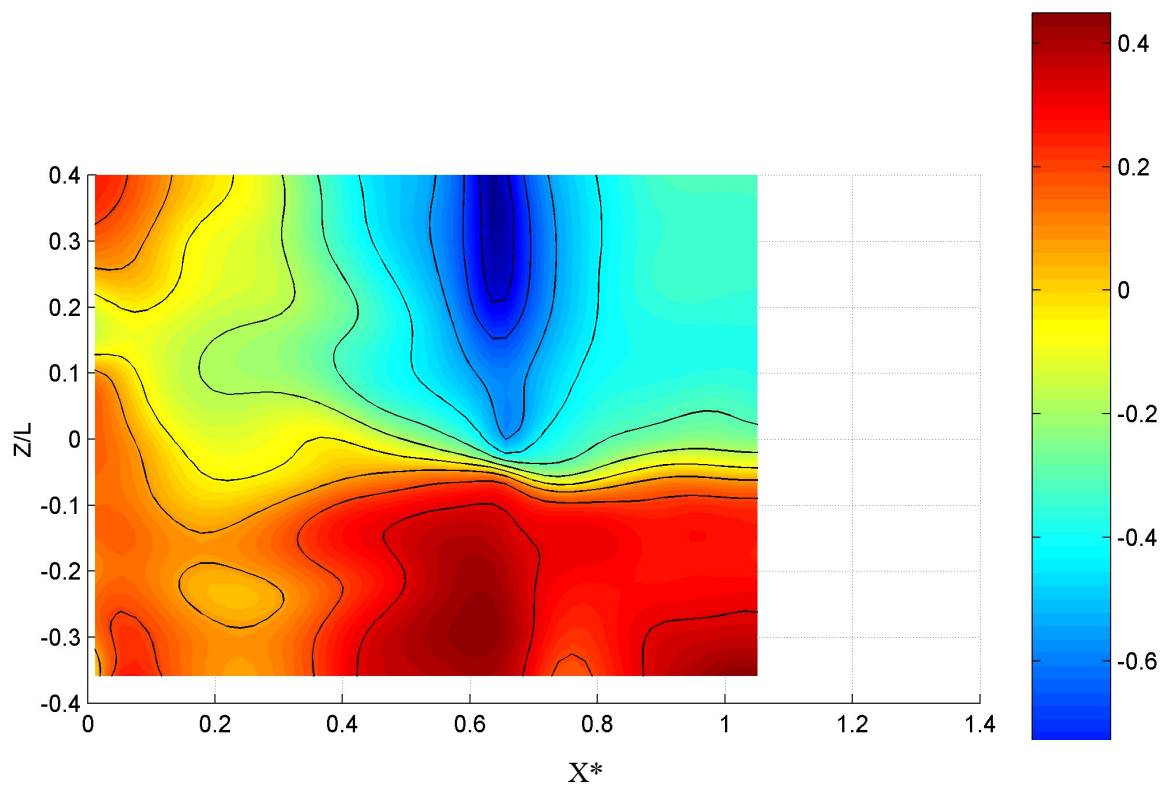


Figure 111 : Iso-valeurs du détecteur de rotationnel déduites de mesures PIV, $Y/\delta_0=0.3$, $\theta=9.5^\circ$.

Figures

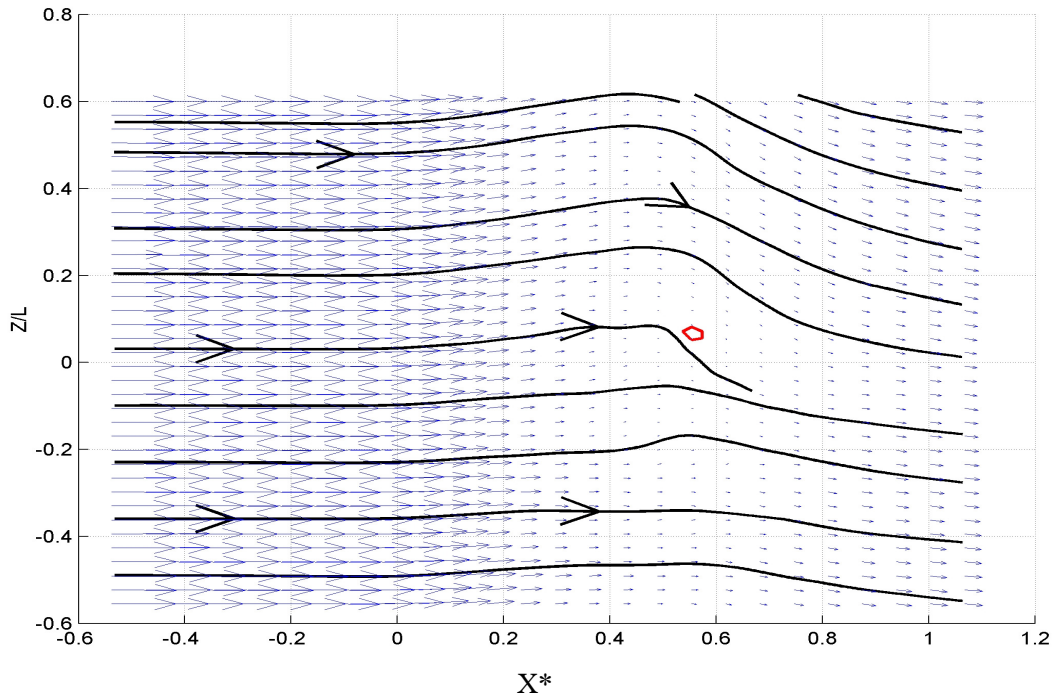


Figure 112 : Champ de vitesse des composantes U et W (\rightarrow), lignes de courant (\rightarrow) et ligne de vitesse longitudinale nulle (\rightarrow) déduits de mesures PIV, $Y/\delta_0=0.1$, $\theta=8^\circ$.

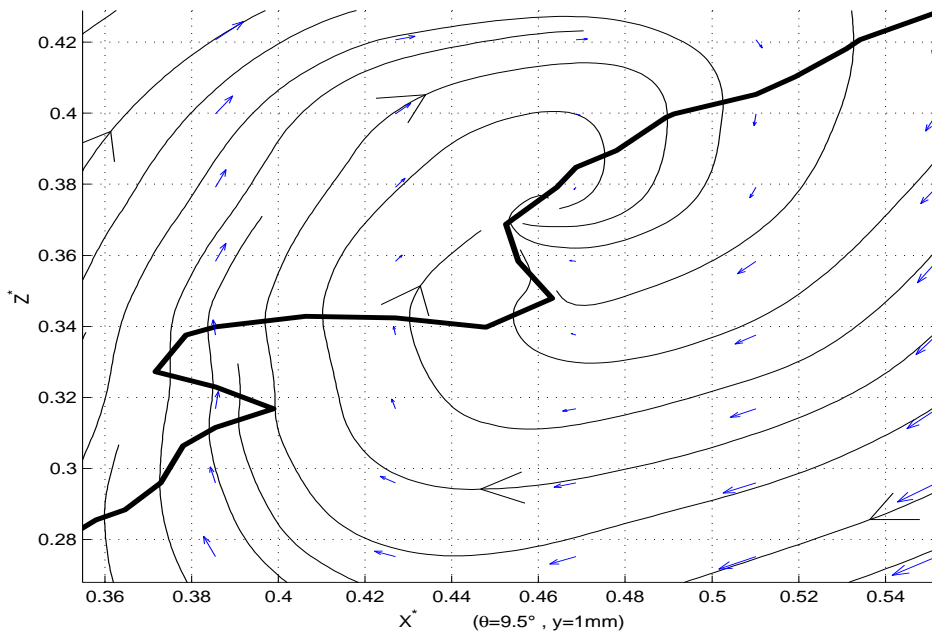


Figure 113 : Zone centrale d'un des tourbillons du domaine. Champ de vitesse des composantes U et W (\rightarrow), lignes de courant (\rightarrow) et ligne de vitesse longitudinale nulle (\rightarrow) déduits de mesures PIV, $Y/\delta_0=0.1$, $\theta=9.5^\circ$.

Figures

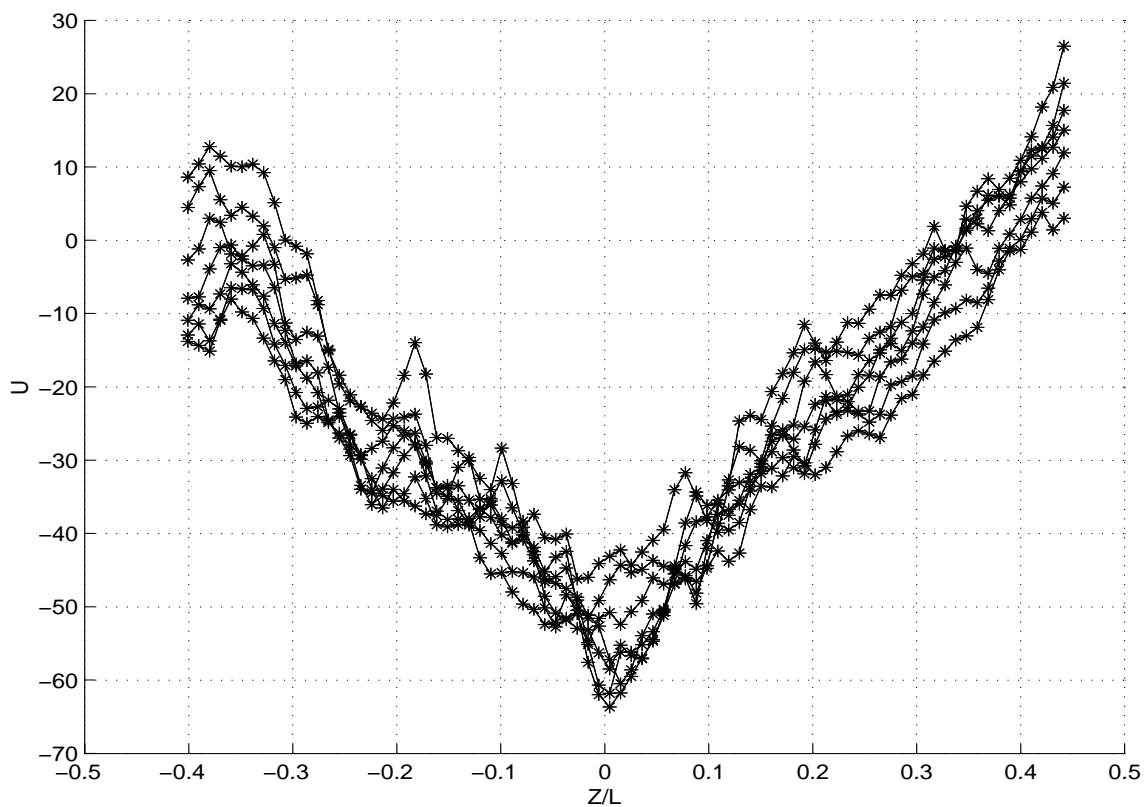


Figure 114 : Profils de vitesse longitudinale en fonction de Z , $Y/\delta_0=0.1$, $\theta=9.5^\circ$.

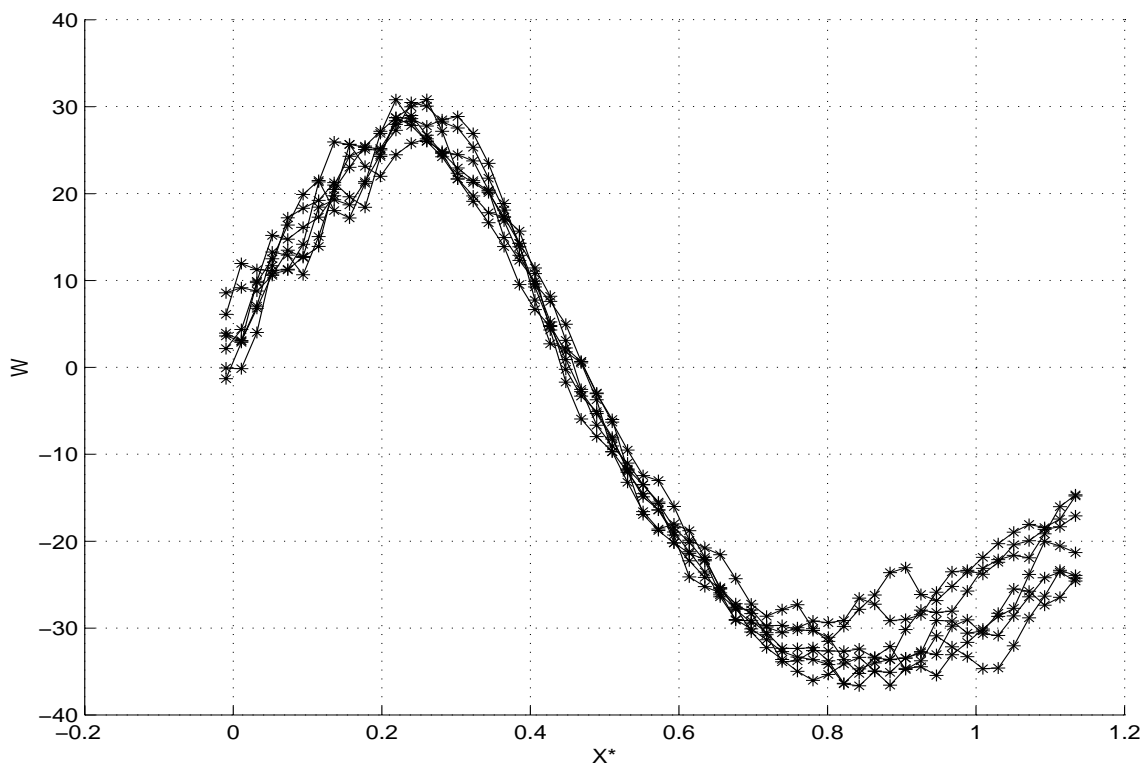


Figure 115 : Profils de vitesse transversale en fonction de X , $Y/\delta_0=0.1$, $\theta=9.5^\circ$.

Figures

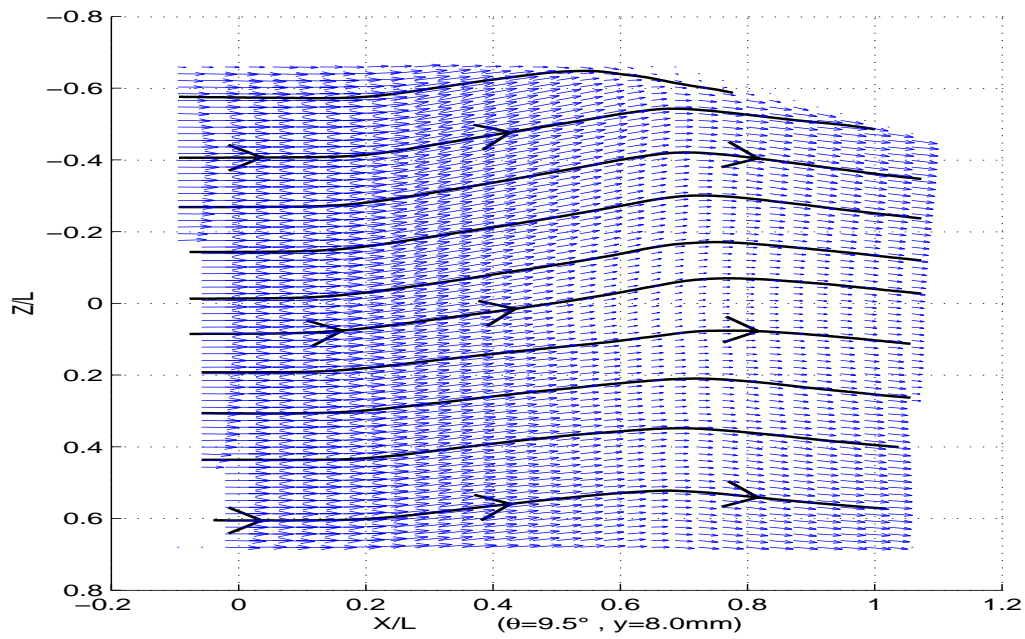


Figure 116 : Champ de vitesse des composantes U et W (\rightarrow) et lignes de courant (\rightarrow) déduits de mesures PIV à une hauteur de nappe laser $Y/\delta_0=0.7$ avec la composante verticale parasite V (abscisse : X^*).

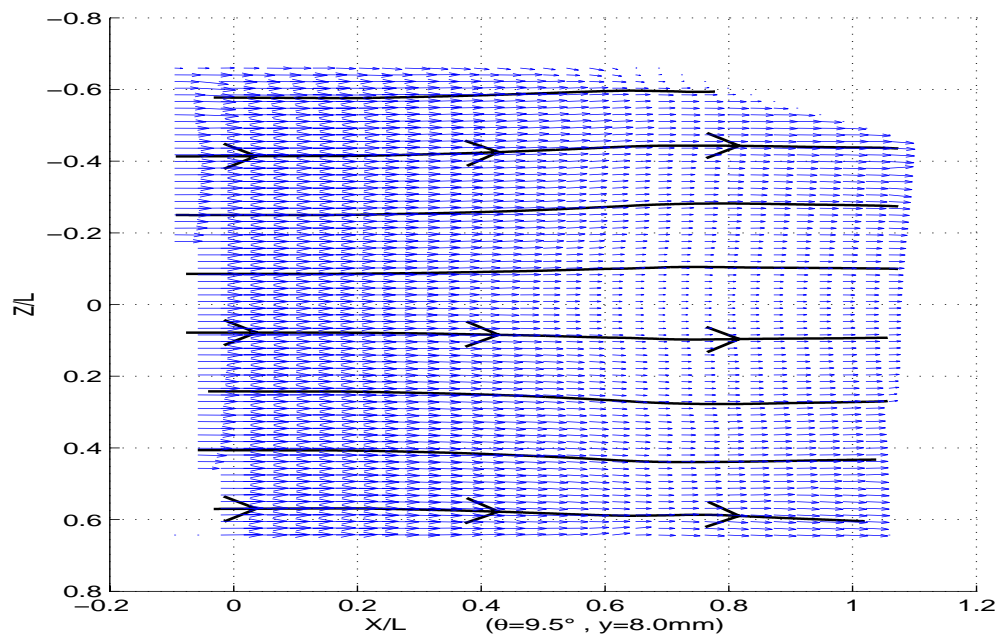


Figure 117 : Champ de vitesse des composantes U et W (\rightarrow) et lignes de courant (\rightarrow) déduits de mesures PIV à une hauteur de nappe laser $Y/\delta_0=0.7$ sans la composante verticale parasite V (abscisse : X^*).

Figures

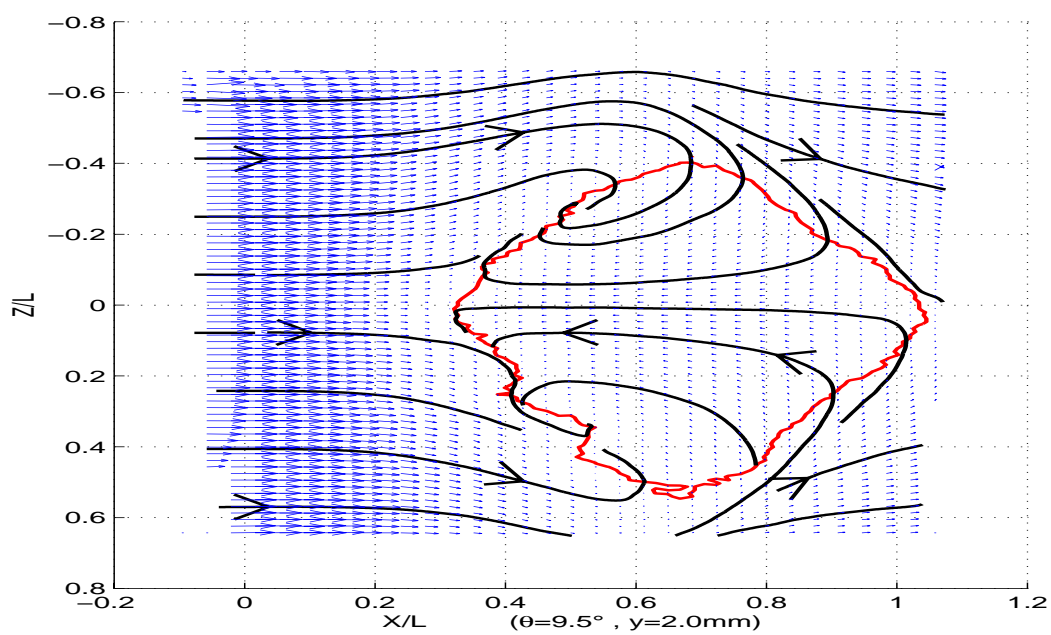


Figure 118 : Champ de vitesse des composantes U et W (\rightarrow), lignes de courant (\rightarrow) et ligne de vitesse longitudinale nulle (---) après considérations de symétrie, déduits de mesures PIV, $Y/\delta_0=0.2$, $\theta=9.5^\circ$ (abscisse : X^*).

Annexes

1) Rappels mathématiques

Cette annexe rappelle les définitions des principales fonctions mathématiques, statistiques et spectrales utilisées dans le cadre de notre étude.

Moments statistiques d'un signal $x(t)$

Pour un signal $x(t)$, le moment d'ordre 1 est la moyenne temporelle du signal encore appelée espérance mathématique

$$E(x) = \overline{x(t)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x(t) dt$$

Le moment d'ordre 2 est la puissance totale du signal

$$P(x) = \overline{x^2(t)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x^2(t) dt$$

Le moment d'ordre 3, connu sous le nom de facteur de dissymétrie (*Skewness*), caractérise l'écart à la symétrie des fluctuations du signal par rapport à sa valeur moyenne. Il est défini à partir des moments centrés

$$Sk = \frac{E((x - E(x))^3)}{E((x - E(x))^2)^{3/2}}$$

Le moment d'ordre 4 ou d'aplatissement (*Flatness*), permet de qualifier la variable par rapport à une distribution gaussienne (dont le *Flatness* est égal à 3). Il est défini à partir des moments centrés

$$Fl = \frac{E((x - E(x))^4)}{E((x - E(x))^2)^2}$$

Variance σ^2 d'un signal $x(t)$

C'est la puissance des variations d'un signal par rapport à la moyenne. En mécanique des fluides, σ^2 est le moment d'ordre 2 de la fluctuation de vitesse

$$\sigma^2 = V(x) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} (x(t) - \overline{x(t)})^2 dt$$

L'écart type ou rms σ d'un signal $x(t)$ est la racine carrée de cette grandeur. C'est la valeur efficace de ces variations.

Fonction de répartition et densité de probabilité

La fonction de répartition traduit la probabilité $F(x)$ qu'a l'amplitude instantanée $X(t)$ d'un signal d'être inférieure à une valeur de référence x donnée

$$F(x) = \text{Prob}[X < x]$$

La probabilité de trouver la variable $X(t)$ inférieure à x est souvent une quantité faible en mécanique des fluides. On préfère lui associer la notion de densité de probabilité définie comme la dérivée de la fonction de répartition par rapport à x

$$f(x) = \frac{dF(x)}{dx} \quad \text{avec} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx = 1$$

Celle ci caractérise la distribution d'amplitude en position et en dispersion, mais ne donne aucune indication sur la rapidité de ses variations temporelles.

Fonction d'autocorrélation temporelle

La fonction d'autocorrélation d'un signal aléatoire stationnaire traduit la ressemblance de ce signal $x(t)$ avec lui-même en fonction du paramètre de translation $\tau = t_2 - t_1$ entre deux instants d'observation. Elle a pour expression

$$R_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x(t) x(t+\tau) dt$$

Fonction d'intercorrélation temporelle

La fonction d'intercorrélation traduit la similitude de deux signaux $x(t)$ et $y(t)$ en fonction du paramètre de translation $\tau = t_2 - t_1$ entre deux instants d'observation. Elle a pour expression

$$R_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x(t) y(t+\tau) dt$$

Transformée de Fourier d'un signal $x(t)$

La transformée de Fourier d'un signal $x(t)$ s'écrit

$$TF[x(t)] = \hat{S}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) e^{-j\omega t} dt$$

Densité spectrale de puissance (DSP ou Power Spectral Density)

La densité spectrale de puissance d'un signal $x(t)$ est la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation (théorème de *Wiener-Khinchine*, voir *Max* [66]). La densité spectrale de puissance est quadratique c'est-à-dire qu'elle est indépendante de la phase du signal. De plus elle est toujours réelle puisque la transformée de Fourier d'une fonction paire est réelle. Elle s'exprime

$$\Gamma_{xx}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{xx}(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau$$

Densité spectrale de puissance croisée (CSD ou Cross Spectral Density)

On peut également exprimer la densité spectrale de puissance croisée de deux signaux $x(t)$ et $y(t)$

$$\Gamma_{xy}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{xy}(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau$$

Contrairement à la PSD, la CSD est complexe, la fonction d'intercorrélation n'étant pas paire.

Elle a donc pour argument $| \Gamma_{xy}(f) |$ et pour phase $\Phi = \frac{\Im(\Gamma_{xy}(f))}{\Re(\Gamma_{xy}(f))}$

Fonction de cohérence

La fonction de cohérence mesure le degré de liaison de deux signaux en fonction de la fréquence

$$Coh(f) = \frac{|\Gamma_{xy}|^2}{\Gamma_{xx} \Gamma_{yy}}$$

Une valeur de cohérence de 1 à une fréquence donnée signifie que les deux signaux sont linéairement liés et qu'il n'y a pas de contributions aléatoires à cette même fréquence. Cette fonction permet donc de faire une analyse fine de l'interdépendance linéaire de deux signaux en fonction de la fréquence.

Relation de dispersion

La relation de dispersion est la relation reliant la pulsation $\omega = 2\pi F$ au nombre d'onde k . Soit $U(x,t)$ un signal de vitesse fluctuant que l'on se propose d'écrire sous la forme

$$U(x,t) = \sum_{\omega} \hat{U}(x,\omega) e^{i(\omega t - kx)}$$

avec $\hat{U}(x,\omega)$, la transformée de Fourier temporelle de $U(x,t)$.

Pour un signal supposé stationnaire et homogène en x , celui-ci s'écrit encore

$$U(x,t) = \sum_{\omega} \hat{U}(\omega) e^{i(\omega t - kx)}$$

et peut-être considéré comme la superposition d'ondes planes de fréquences différentes. Aux positions x_1 et $x_2 = x_1 + \xi$, les expressions des signaux sont

$$U(x_1,t) = \sum_{\omega} \hat{U}(\omega) e^{i(\omega t - kx_1)} \quad \text{et} \quad U(x_2,t) = \sum_{\omega} \hat{U}(\omega) e^{i(\omega t - kx_1 - k\xi)}$$

. Le déphasage entre les signaux est donc $\Phi = k \xi$.

Vitesse de phase et vitesse de groupe

- A partir de la relation de dispersion $\omega = \omega(k)$, on peut définir deux vitesses. La vitesse de phase est associée à une fréquence et est définie comme $V_{\phi} = \omega/k = (2\pi F \xi) / \Phi$. La vitesse de groupe

$V_g = d\omega/dk = (2\pi\xi\Delta F)/\Delta\Phi$ est associée à un groupe de fréquences. En pratique, le déphasage Φ est déterminé numériquement via le calcul du spectre croisé. Dans un milieu non dispersif, la vitesse de phase est la même pour toutes les ondes et il y a alors égalité entre la vitesse de phase unique et la vitesse de groupe. Dans le cas général où la dépendance $\omega(k)$ est arbitraire, la vitesse de phase de l'onde dépend de la fréquence et sa direction peut-être différente du vecteur d'onde (i.e $V_\phi \neq V_g$). Dans ce cas, il est délicat de faire correspondre la vitesse de phase à la propagation physique de quelque objet (*Landau et al.* [61]). Cependant, il est fréquent en mécanique des fluides, que les relations de dispersion présentent un comportement peu linéaire dans certaines gammes de fréquences. Dans une couche de mélange supersonique, un tel aspect avait été expliqué (*Dupont et al.* [43], *Muscat* [71]) par la coexistence dans une même zone de deux milieux 1 et 2 mettant en jeu des échelles similaires mais dont des énergies E_1 , E_2 et les vitesses de convection U_{c1} et U_{c2} étaient différentes. La vitesse de convection résultante dépendait alors de la contribution à l'énergie de chacun des milieux (Figure 119)

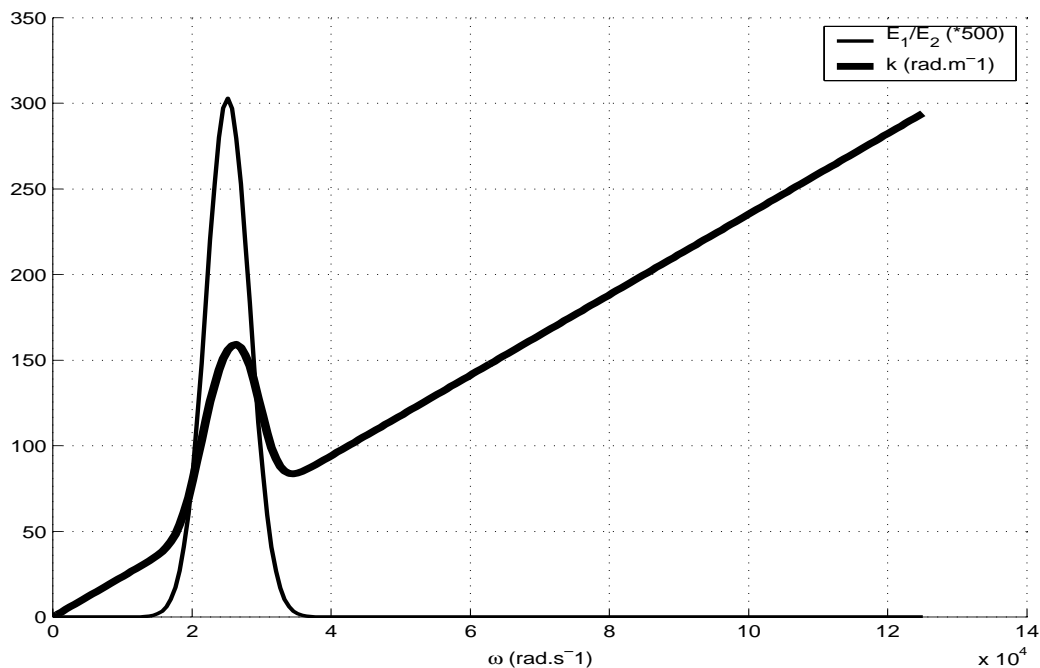


Figure 119 Illustration du caractère déformé de la relation de dispersion (*Dupont et al.* [43])

et l'on voit qu'il existe une zone de raccord en fréquence entre les deux vitesses U_{c1} et U_{c2} , sans grande signification physique; les vitesses U_{c1} et U_{c2} étant accessibles via la mesure de la vitesse de phase V_ϕ dans les gammes de fréquences où la relation de dispersion présentait une partie linéaire.

L'interprétation des vitesses de phase ou vitesses de groupe en terme de caractérisation cinématique des échelles de l'écoulement ne passe donc pas nécessairement par une stricte linéarité des relations de dispersion, mais doit prendre en compte un ensemble d'autres phénomènes associés.

- On peut aussi déterminer la vitesse de phase en utilisant la fonction d'intercorrélation $R_{xy}(\tau)$. Cette fonction est évanescente, c'est-à-dire qu'elle tend vers 0 lorsque $\tau \rightarrow \pm\infty$, signifiant que les signaux ne sont plus corrélés. A l'inverse, cette fonction présente un maximum correspondant à un temps retard τ_{opt} , pour lequel la corrélation entre les signaux est maximale. En mécanique des fluides, on fait l'hypothèse que ce maximum décalé en temps est dû à la convection des structures de l'écoulement. Si les deux capteurs associés aux signaux $x(t)$ et $y(t)$, sont espacés de ξ , la vitesse de convection moyenne toutes fréquences confondues est déterminée à l'aide de la

relation
$$U_c = \frac{\xi}{\tau_{opt}} .$$

2) Analyse des basses fréquences cohérentes de la zone détachée

- L'hypothèse d'un signal haute fréquence modulé par un signal à basses fréquences a été explorée. Pour démoduler un tel signal, on forme le signal analytique de $\check{x}(t)$ à l'aide de sa

transformée de Hilbert $H[x(t)] = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x(t')}{t-t'} dt'$. Il s'écrit $\check{x}(t) = x(t) + iH[x(t)]$. La fréquence

instantanée $F_i(t)$ de ce signal est la dérivée de sa phase $F_i(t) = \frac{1}{2\pi} \text{Arg}(\check{x}(t))$; la transformée de

Fourier de sa série temporelle peut nous indiquer la présence d'une enveloppe spectrale basses fréquences si le spectre résultant révèle une fréquence porteuse et des bandes latérales situées de part et d'autre de la porteuse, séparés par des intervalles égaux à la fréquence de modulation. Aucune de ces caractéristiques spectrales n'a été décelée lors de cette étude.

- Une autre étude de ces basses fréquences cohérentes a donné lieu à l'exploitation d'informations spectrales instantanées. On définit $\psi(t')$ une ondelette mère localisée dans le plan temps échelle $[t, a]$ à laquelle on associe la famille d'ondelettes

$$\psi_{a,t}(t') = \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t'-t}{a}\right)$$

avec a paramètre de dilatation-contraction et t paramètre de translation de cette famille. La transformée en ondelettes $W_s(t,a)$ notée T.O d'un signal $s(t)$ est le produit scalaire entre le signal et l'ondelette analysante

$$W_s(t, a) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{+\infty} s(t') \psi \left(\frac{t'-t}{a} \right) dt'$$

Cette fonction évalue la pertinence de l'utilisation de l'ondelette $\psi_{a,t}$ dans la description du signal, puisque plus l'ondelette ressemble au signal $s(t)$ localement (c'est à dire sur une durée proportionnelle à l'échelle a de l'ondelette) autour de $t = t_0$, plus la valeur de la T.O au point (t_0, a) sera grande. L'énergie du signal s'écrit

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |s(t)|^2 dt = \frac{1}{C} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{W_s(t, a) W_s^*(t, a)}{a^2} dt da$$

avec $E_l(t, a) = \frac{W_s(t, a) W_s^*(t, a)}{a^2}$ l'énergie localisée à l'échelle a et au temps t associée à

l'élément de surface $dt da$. Pour une même ondelette localisée autour de $f = f_0$ sur l'intervalle de fréquences Δf , plus le paramètre d'échelle a augmente, plus son support temporel augmente; ainsi à grande échelle, la résolution en échelles de l'ondelette est très bonne (espace physique), mais la résolution temporelle mauvaise (espace spectral), ceci étant dû à la condition des ondelettes "filles" issues d'une même famille qui doivent respecter la condition $\Delta f/f = \text{cste}$. Le problème (*Muscat* [71]) est que cette énergie est localisée à l'intérieur du support spatial de l'ondelette analysatrice dilatée à l'échelle a (ou que l'information à l'instant t est dispersée dans le cône d'influence du point t). Afin de relocaliser l'énergie selon le paramètre d'analyse a , Liandrat propose la convolution de l'énergie $E_l(t,a)$ par une fonction poids dont le support dépend de l'ondelette analysatrice soit $E_m(t, a) = E_l(t, a) * \chi_a(t)$. Pour que cette relocalisation n'ait pas d'impact sur la conservation de l'énergie (*Daubechies* [23]), il est nécessaire que

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_l(t, a) dt da &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_m(t, a) dt da = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_l(t, a) * \chi_a(t) dt da \\ &= \int_a \int_t \int_{t'} \frac{|W_s(t', a)|^2}{a^2} \chi_a(t-t') da dt dt' \\ &= \int_a \int_{t'} \left[\frac{|W_s(t', a)|^2}{a^2} \left(\int_{t'} \chi_a(t-t') dt \right) \right] dt' da \end{aligned}$$

la fonction $\chi_a(t)$ est donc être choisie telle que $\int_{t'} \chi_a(t-t') dt=1$.

La comparaison de cette intégrale avec les DSP obtenues avec l'analyse de Fourier, se fait via la sommation sur le temps des spectres instantanés $A(a)=\int_t E_m(t,a) dt=\int_t E_l(t,a) dt$. Dans une section de l'écoulement, on superpose Figure 120 la densité spectrale de puissance du signal en représentation $fE(f)/\log f$ et la somme sur t de la quantité $\frac{W_s(t,a)W_s^*(t,a)}{a}$ en fonction de $\log a$, avec $a=1/f$ donc $da/a=df/f$.

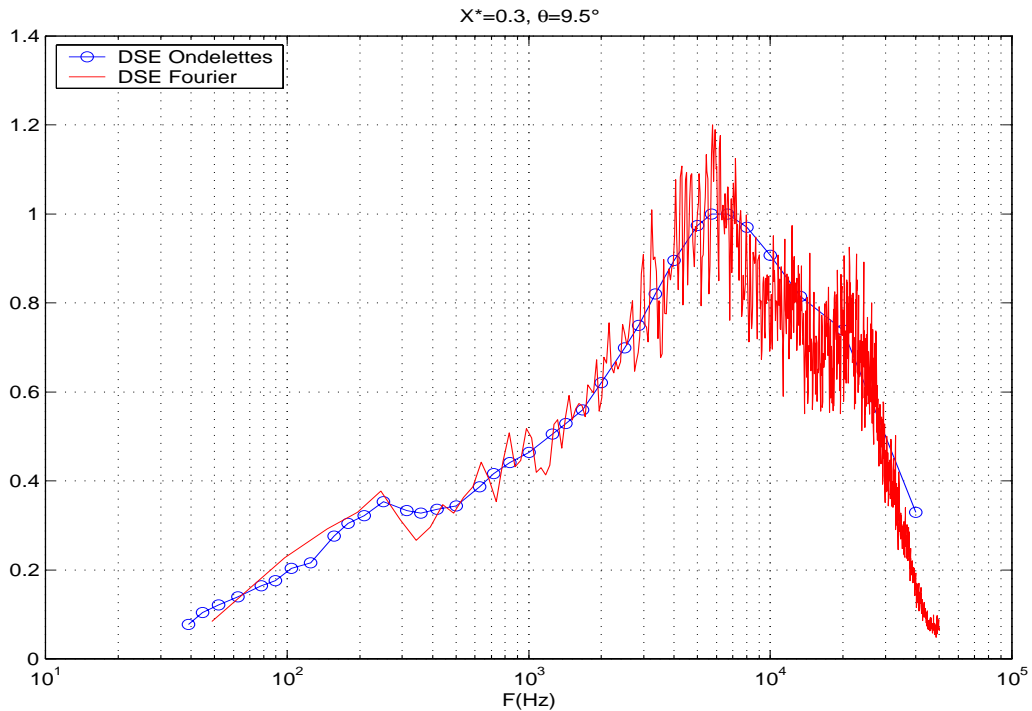


Figure 120 : Comparaison des densités spectrales de puissance des fluctuations de pression pariétales obtenues par analyse de Fourier et analyse en ondelettes à $X^*=0.3, \theta=9.5^\circ$.

Les deux DSP ont un comportement analogue, ce qui illustre la conservation de l'énergie après

relocalisation puisque $\int_f fE(f) d(\log f)=\int_a \frac{W_s(t,a)W_s^*(t,a)}{a} d(\log a)$. La quantité

$E_l(t=t_i, a)$ représente donc l'énergie localisée au temps t_i aux différentes échelles a ; cette énergie présente une évolution spectrale particulière avec ses échelles énergétiques propres.

En limitant l'étude de ces spectres instantanés aux sections de la recirculation, on remarque que ces échelles énergétiques varient dans la gamme des fréquences énergétiques pointés dans cette zone. Pour exemple, une série de 10 spectres instantanés sur les 32*4096 spectres existants est présentée Figure 121 pour $X^*=0.3$ et $\theta=9.5^\circ$.

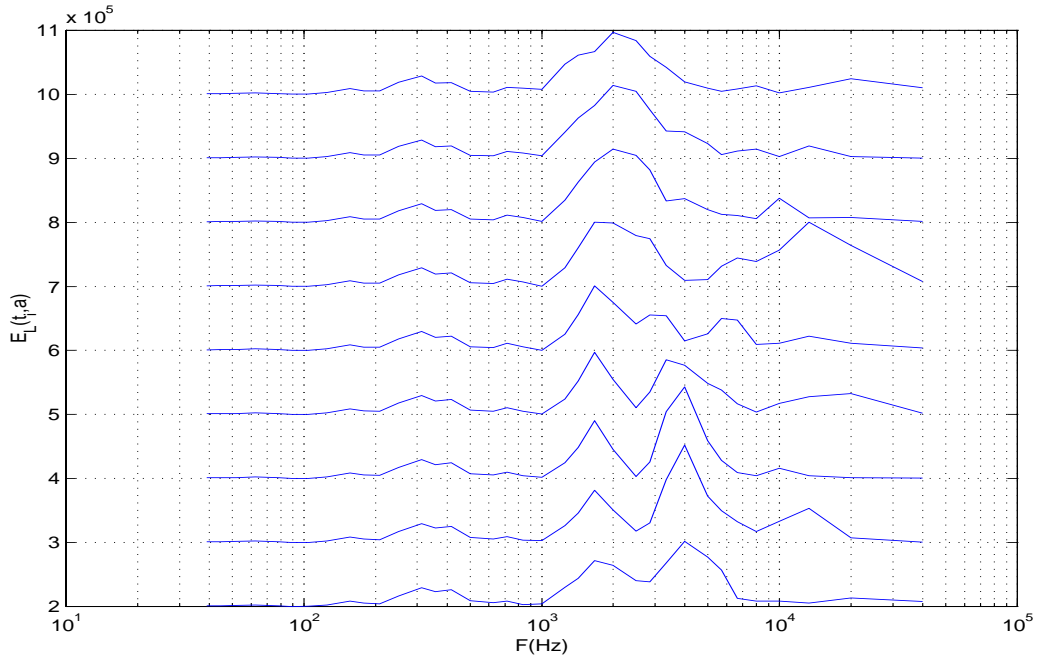


Figure 121 : Echantillon de spectres instantanés de pression ($X^*=0.3$, $\theta=9.5^\circ$)

On peut construire la série temporelle des échelles a (ou fréquences $1/f$) correspondant aux maxima d'énergie localisée en temps, pour chacune de ces sections. Une organisation périodique de cette série pouvant mettre en évidence, une oscillation basses fréquences des échelles énergétiques autour du maximum "moyenné" dans le temps équivalent au maximum de la DSP au sens de Fourier. Le spectre d'une des séries temporelles est présentée Figure 122 (figure du bas) . Si une présence d'oscillation à basses fréquences est décelable autour de 200-300 Hz, le spectre est tout de même trop bruité. Ce fort niveau de bruit peut être dû au faible nombre d'échelles sur lesquelles sont calculées les spectres instantanés, une quarantaine environ, qui implique une discrétisation trop large sur les valeurs prises par la fréquence correspondant aux maxima de ces spectres sur la série temporelle Figure 122 (figure du haut) et des artefacts fréquentiels sur les spectres qui accrochent ces ruptures périodiques.

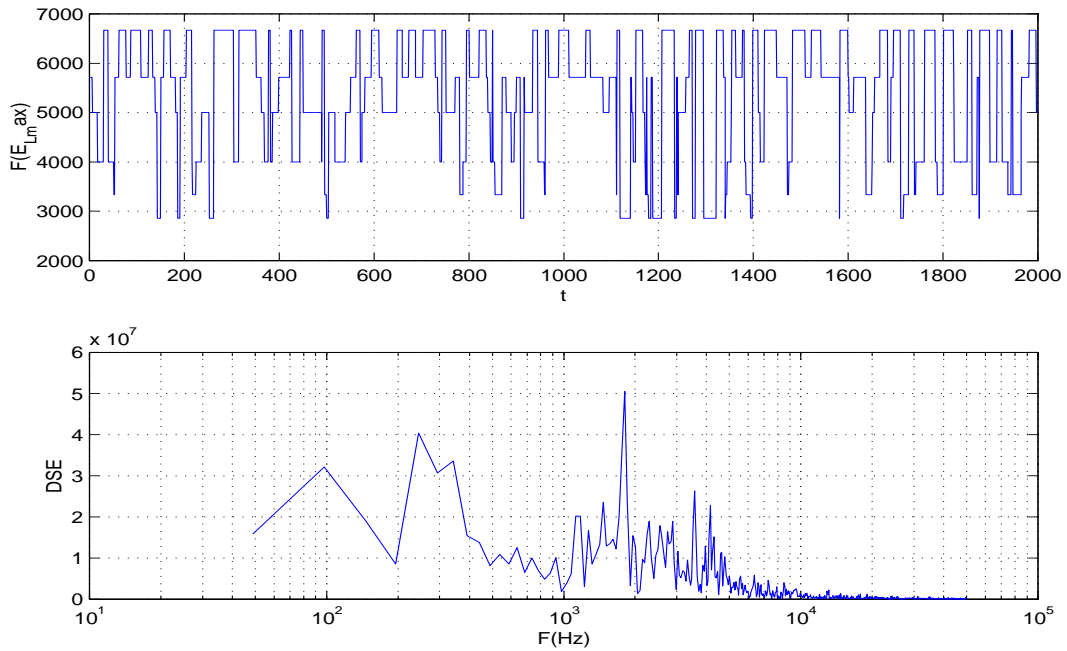


Figure 122 : Série temporelle des maxima des spectres instantanés de pression (haut) et transformée de Fourier associée (bas) à $X^*=0.3$, $\theta=9.5^\circ$.

Une autre exploitation de ces spectres instantanés était basée sur leur classification en une ou plusieurs familles de spectres les plus représentatives au cours du temps. Le filtrage de ces spectres peut être effectué par analyse en composantes principales. Elle permet, suivant des critères de ressemblance particuliers, de décomposer chaque spectre instantané suivant une famille de vecteurs propres. Si $[S_i]$ est la matrice des spectres instantanés de départ, de dimension $t \times a$, l'analyse après décomposition en composantes permet l'écriture de cette matrice dans une nouvelle base de vecteurs soit

$$[S_{\text{new}}] = [S_i](V_p)$$

avec (V_p) les vecteurs propres de dimension $a \times a$ et $[S_{\text{new}}]$ la matrice dans la nouvelle base. Les vecteurs propres les plus caractéristiques sont donnés par un programme MATLAB (ceux choisis étant souvent contributifs à plus de 70%) et sélectionnés. On peut ainsi reconstruire une nouvelle matrice $[S_{\text{filt}}]$ de spectres "filtrés" par les vecteurs propres sélectionnés (V_{psel})

$$[S_{\text{filt}}] = [S_{\text{new}}](V_{\text{psel}})$$

La présence d'un ou deux vecteurs propres caractéristiques aurait pu aboutir, après reconstruction des spectres instantanés, à la mise en évidence d'un battement autour d'un maximum.

Mais le nombre de vecteurs propres était souvent supérieur à 3 ou 4 ce qui rendait délicat le choix de l'un ou de l'autre et l'impact de l'analyse sur la reconstruction des spectres filtrés n'a pas amélioré les résultats de façon significative.

INSTATIONNARITES, MOUVEMENTS D'ONDE DE CHOC ET TOURBILLONS A GRANDES ECHELLES DANS UNE INTERACTION ONDE DE CHOC / COUCHE LIMITE AVEC DECOLLEMENT

par

Christian HADDAD

Résumé

Une étude expérimentale a été effectuée sur une configuration d'interaction à Mach 2.3 entre un choc incident et une couche limite turbulente (réflexion de choc oblique sur paroi plane) engendrant un décollement suivi d'un recollement, en vue de comprendre les phénomènes physiques mis en jeu dans ce type d'interaction : apparition et entretien de basses fréquences. Pour cela, l'organisation spatiale et temporelle de cet écoulement a été examinée pour différents angles de déflexion du générateur de choc ($7^\circ < \theta < 9.5^\circ$). Les données en paroi ou en champ en un ou plusieurs points proviennent de mesures effectuées à l'aide de capteurs de pression ou par anémométrie à fil chaud. L'analyse de ces données a permis de caractériser les différentes zones : le choc réfléchi instationnaire est animé d'un mouvement basse fréquence, avec des longueurs d'excursion variant d'une à deux fois l'épaisseur de couche limite initiale, cette longueur s'atténuant à l'extérieur de la couche. La construction d'une fréquence adimensionnelle associée aux oscillations basses fréquences du choc réfléchi (nombre de Strouhal) a permis de regrouper l'ensemble des résultats ainsi que ceux obtenus dans la littérature pour d'autres configurations d'interaction. Le décollement présente de grandes similitudes avec les décollements subsoniques, avec toutefois certaines spécificités propres à la compressibilité de notre écoulement. L'étude des connexions entre le choc réfléchi instationnaire et le décollement ont permis de revisiter les mécanismes proposés dans des configurations d'interaction différentes qui expliquent la nature de ces liaisons. Par ailleurs, l'organisation transversale du décollement a été explorée à l'aide de mesures effectuées par Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) et a mis en évidence, pour les décollements les plus intenses, deux tourbillons contra-rotatifs de type trombe se développant au cœur de la zone de recirculation et dont les fréquences de rotation moyennes déterminées en paroi sont voisines de celles du choc réfléchi.

Mots clés : interaction onde de choc / couche limite, supersonique, turbulence, instationnarités, décollement, tridimensionnalités, fluctuations de pression, PIV.

UNSTEADINESSES, SHOCK WAVE MOTIONS AND LARGE SCALE STRUCTURES IN A SHOCK WAVE / DETACHED TURBULENT BOUNDARY LAYER INTERACTION

Abstract

An experimental study has been performed in a Mach 2.3 shock wave / detached turbulent boundary layer interaction (oblique shock reflection on a plane wall), to understand the physical phenomena taking place in such flows. In particular the generation and the development of low frequencies is analysed. Space and time organization of this interaction has been examined for several flow deflection angles ($7^\circ < \theta < 9.5^\circ$). One and two point measurements were performed with wall pressure transducers or constant temperature anemometers. Data analysis led to characterize different regions: the reflected shock wave is characterized by its low frequency oscillations and moves over an extent varying from one to two boundary layer thicknesses. A dimensionless frequency associated with the shock low frequency motion (Strouhal number) is proposed, which leads to the comparison of our results with those obtained in other types of interaction. The detachment zone shows great similarities with subsonic detached flows, with remarkable specificities due to the flow compressibility. The connections between the unsteady shock wave and the detached region have been investigated and the mechanisms explaining their nature in other configurations of interaction were also studied. Moreover, the spanwise spatial organization of the detachment was explored with Particle Image Velocimetry measurements and revealed, for the highest shock intensities, two counter-rotative vortices developing inside the recirculating bubble. Their mean rate of rotation determined near the wall is found of same order as the frequency related to the reflected shock motion.

Keywords : shock wave / turbulent boundary layer interaction, supersonic, turbulence, unsteadiness, detachment, tridimensionalities, wall pressure fluctuations, PIV.