



HAL
open science

Modélisation Hybride RANS/LES d'écoulements massivement décollés en régime turbulent. Etude des corrélations pression/vitesse et confrontation à l'expérimentation.

Thanh Tung Tran

► **To cite this version:**

Thanh Tung Tran. Modélisation Hybride RANS/LES d'écoulements massivement décollés en régime turbulent. Etude des corrélations pression/vitesse et confrontation à l'expérimentation.. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2012. Français. NNT : 2012ESMA0001 . tel-00671130

HAL Id: tel-00671130

<https://theses.hal.science/tel-00671130>

Submitted on 16 Feb 2012

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

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

THÈSE

pour l'obtention du Grade de
**DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE
MÉCANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE**

(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

Ecole Doctorale :
Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et Aéronautique

Secteur de Recherche : Mécanique des milieux fluides

Présentée par :

TRAN THANH TUNG

**Modélisation Hybride RANS/LES d'écoulements
massivement décollés en régime turbulent. Etude des corrélations
pression/vitesse et confrontation à l'expérimentation.**

Directeur de Thèse et Co-encadrant : JACQUES BORÉE, RODOLPHE PERRIN

Soutenue le 19 Janvier 2012
devant la Commission d'Examen

JURY

Mme. MARIANNA BRAZA	Directrice de recherche au CNRS	Rapporteur
M. CHRISTIAN TENAUD	Directeur de recherche au CNRS	Rapporteur
M. MARC GOHLKE	Ingénieur PSA Peugeot-Citroën	Examinateur
M. PETER JORDAN	Chargé de recherche au CNRS	Examinateur
M. JACQUES BORÉE	Professeur à l'ENSMA	Examinateur
M. RODOLPHE PERRIN	Maître de conférences à l'U.P	Examinateur

Remerciements

Il n’y pas de mot qui peut exprimer assez de mes sentiments et mes remerciements à vous, mes directeurs de thèse Jacques BORÉE et Rodolphe PERRIN, mon père TRAN Van Tang et ma mère DUONG Thi Hai. Les Vietnamiens ont un proverbe “Pensez à celui qui a planté l’arbre dont vous mangez les fruits”, je vais penser à vous tout le long de ma vie. A côté de vous, je sens vraiment chanceux et heureux.

Je souhaite remercier les membres du jury, Marc GOHLKE, Peter JORDAN pour l’attention qu’ils ont porté à ce travail et notamment Marianna BRAZA et Christian TENAUD pour avoir accepté d’en être les rapporteurs.

J’ai eu de la chance de travailler dans une équipe des collègues très sympathiques, Rémi MANCEAU et Peter JORDAN qui m’ont renseigné beaucoup, et surtout Christophe SICOT, j’ai bénéficié une partie très importante de ses résultats expérimentaux.

La thèse est financée par le projet ANR-DIB, mon support indispensable.

Je remercie sincèrement mes amis qui ont partagé avec moi les joies et les tristesses dans les années difficiles de loin de ma famille, Luis Fernando GOUVEIA DE MORAES, TRAN Cam Ly, LE DOAN Thanh Lam, TRAN Thi Thu Hong, PHAM Manh Hai, VO NGUYEN Ngoc Duy, DO Ngoc Hung, mes autres amis dans l’Association des Etudiants Vietnamiens à Poitiers et dans mon équipe de foot.

TRAN Thanh Tung

INTO THE WIND...

Résumé

Cette thèse, qui s'inscrit dans le contexte du projet ANR DIB, vise à la simulation par méthode hybride (DDES) de l'écoulement turbulent autour d'une plaque épaisse ($Re = 80000$), à une confrontation détaillée du mouvement instationnaire prédit avec une base de données expérimentale, et à l'étude des mécanismes à l'origine des fluctuations de pression à la paroi.

L'écoulement présente successivement un fort décollement associé à lâcher tourbillonnaire en forte interaction avec la paroi, un recollement moyen puis un lent rétablissement vers une couche limite développée. L'attention est portée sur la région en aval du recollement. Les caractéristiques moyennes et instationnaires de l'écoulement sont étudiées au moyen d'outils statistiques classiques, ainsi que d'analyses de type moyenne conditionnelle, POD, LSE et Extended POD, dans leur version multi-temps.

Un bon accord calcul/expérience est obtenu, et l'évolution des structures de grande échelle en aval du recollement est bien reproduite par la simulation. L'analyse est ensuite prolongée, notamment en ce qui concerne la tridimensionnalité de l'écoulement, ainsi que l'étude des différentes contributions à la pression pariétale fluctuante (termes source linéaire et non linéaire). Les analyses de type LSE basées sur la pression mettent en évidence des structures de type rouleaux portant une faible énergie, alors qu'on obtient des structures de type "hairpin" quand celles-ci sont basées sur la vitesse. Un résultat important de l'étude des termes contribuant à la pression est la dominance du terme non-linéaire, qui explique la faible énergie portée par les structures estimées à partir de la pression par des outils linéaires.

Mots clés

Tourbillons (mécanique des fluides), Pression, Estimation Stochastique, Décomposition en Modes Propres Orthogonaux

Abstract

This thesis, which is in the context of the ANR DIB project, aims at : a hybrid method (DDES) of the turbulent flow modeling around a thick plate ($Re = 80000$), a detailed comparison about the unsteady motion between this simulation and the experimental database, and a studying of the mechanisms of the pressure fluctuation generation on the wall. The flow has successively a strong detachment associated with the vortex shedding which interacts intensively with the wall, a mean reattachment and then a slow recovery to a developed boundary layer. We are interested in the downstream region of the reattachment. The mean and unsteady characteristics are studied not only by the classical tools of statistics but also by the conditional average, the POD, the LSE and the Extended POD in their multi-time approach.

A good agreement between the modeling and the experiment is obtained, and the simulation reproduces well the evolution of the large-scale vortex structures at the downstream of the mean reattachment. This analysis is extended to explore the flow three-dimensionality, and then we study the different contributions to the fluctuating wall pressure (linear and nonlinear source terms). The analysis by the LSE based on the wall pressure shows the quasi 2D vortex rolls of low energy, whereas the hairpin vortices are observed by the one based on the velocity.

A great result about the contribution to the wall pressure is that an important contribution comes from the nonlinear term, which explains the low energy carried by the structures estimated from the wall pressure by the linear tools.

Key words

Vortices (fluid mechanics), Pressure, Stochastic Estimation, Proper Orthogonal Decomposition

Table des matières

1	Introduction	5
1.1	Configuration	6
1.2	Caractéristiques d'écoulement-littérature	7
1.2.1	Écoulements fortement décollés et recollés	8
1.2.2	Zone cisailée	11
1.2.3	Lâchers tourbillonnaires	15
1.2.4	Battement	17
1.2.5	Structures tridimensionnelles	18
1.3	Lien avec la pression	19
1.4	Synthèse des outils d'analyse des structures cohérentes	23
1.5	Objectif de travail de thèse	25
2	Outils pour la simulation et l'analyse	27
2.1	Méthode numérique	28
2.1.1	Code_Saturne	28
2.1.2	Les équations traitées	28
2.1.3	Discrétisation en espace	30
2.1.4	Discrétisation en temps	36
2.1.5	Algorithme instationnaire et couplage vitesse-pression	37
2.2	Les modèles utilisés	40
2.2.1	Modèle $k - \omega$ SST	40
2.2.2	Modèle DDES	41
2.3	Outils pour l'analyse	44
2.3.1	Critère de détection de tourbillon	44
2.3.2	Estimation stochastique	45
2.3.3	Décomposition en modes orthogonaux	47
3	Première analyse de simulation. Comparaison à l'expérience	55
3.1	Paramètres numériques	55
3.1.1	Dimensions du domaine	57

3.1.2	Maillages	59
3.2	Analyse statistique	63
3.2.1	Moyennes de la vitesse et de la pression	64
3.2.2	Structures instantanées	71
3.2.3	Analyse spectrale	72
3.2.4	Cohérence et corrélations en deux points	79
3.2.5	Synthèse de l'évaluation	91
4	Comparaison calcul/expérience pour les structures de grandes échelles instationnaires. Lien pression/vitesse	95
4.1	Extraction des structures à grande échelle	96
4.2	Estimation des structures à grande échelle à partir de la pression pariétale	104
4.2.1	Lien pression pariétale/structure proche paroi	104
4.2.2	Structures de grandes échelles estimées par la pression pariétale	112
4.2.3	Structures de grandes échelles estimées par la vitesse	137
4.3	Synthèse du chapitre	144
5	Structures tridimensionnelles, leur évolution et lien à la pression pariétale	145
5.1	Structure 3D estimée à partir de la pression pariétale	146
5.1.1	Structure conditionnelle sachant une dépression pariétale	146
5.1.2	Structure instantanée estimée	148
5.2	Structure 3D estimée à partir de la vitesse	150
5.2.1	Structure conditionnelle du deuxième quadrant	151
5.2.2	Structure instantanée estimée	156
5.3	Contribution 3D à la pression pariétale	159
5.3.1	Densité de contribution bipoint pour la pression	160
5.3.2	Densité volumique de contribution pour la pression	164
5.4	Synthèse du chapitre	184
6	Conclusion	187
6.1	Synthèse générale	187
6.2	Perspectives	189
A	Description de l'expérience	191
B	Abbréviations	193
C	Symbols	195

Table des figures	197
Liste des tableaux	208
Bibliographie	209

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Configuration	6
1.2	Caractéristiques d'écoulement-littérature	7
1.2.1	Écoulements fortement décollés et recollés	8
1.2.2	Zone cisailée	11
1.2.3	Lâchers tourbillonnaires	15
1.2.4	Battement	17
1.2.5	Structures tridimensionnelles	18
1.3	Lien avec la pression	19
1.4	Synthèse des outils d'analyse des structures cohérentes	23
1.5	Objectif de travail de thèse	25

Les écoulements décollés/recollés apparaissent dans de nombreuses applications d'ingénierie, en particulier dans les domaines aéronautique et automobile. Le phénomène de décollement/recollement est observé non seulement dans les écoulements internes comme des canaux ou conduites avec expansion soudaine, chambres de combustion, turbomachines, mais aussi dans les écoulements externes comme l'écoulement autour d'ailes d'avion, autour de véhicules, et même autour des bâtiments civils (voir figure 1.1). Ce type d'écoulement complexe est un sujet courant en aérodynamique, spécialement le problème d'instationarité de l'écoulement turbulent, où l'écoulement fortement décollé et en interaction avec la paroi cause de fortes vibrations et du bruit. Expérimentalement, la mesure est toujours difficile dans la zone proche de la surface de l'objet, où les phénomènes physiques princi-

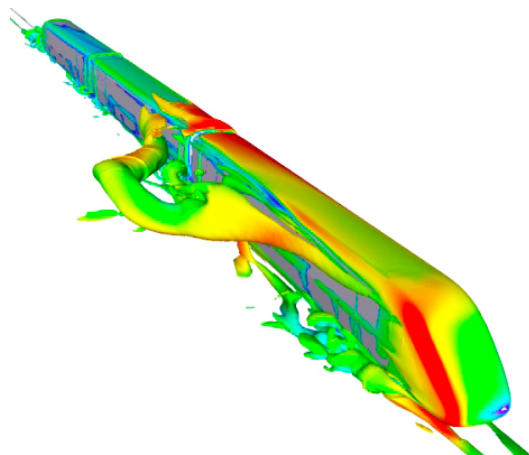


Figure 1.1 : *Simulation de vent croisé d'un TGV (après Krajnovic et al. [Kra08])*

peux apparaissent. La complexité physique de ces écoulements est aussi un grand défi pour la simulation numérique.

1.1 Configuration

L'écoulement étudié dans cette thèse est l'écoulement autour d'une plaque épaisse (figure 1.2 et 1.3). Cette configuration est l'un des cas étudié dans le projet DIB (Dynamique, Instationnarité, Bruit) de l'ANR 07-BLAN-0177 (Agence Nationale de Recherche) dont les partenaires sont l'institut PPRIME, le LIMSI et PSA. Cet écoulement à grand nombre de Reynolds présente un décollement turbulent au bord d'attaque, un recollement plus en aval, où l'on observe un lâcher tourbillonnaire, ainsi qu'une forte tridimensionnalisation de l'écoulement.

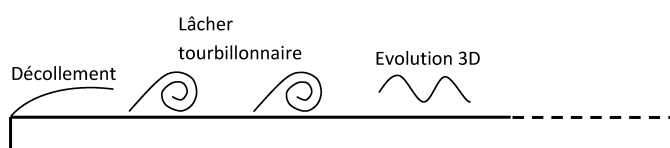


Figure 1.2 : *Configuration de la plaque épaisse*

D'un point de vue applicatif, ce travail intéresse l'industrie automobile dont la volonté est de trouver des solutions efficaces au problème du bruit perçu dans l'habitacle engendré par les structures énergétiques de l'écoulement extérieur au véhicule. Les caractéristiques aérodynamiques peuvent être issues de mesures expérimentales ou de simulations numériques. Dans le cadre du projet ANR DIB, des études à la fois expérimentales et numériques ont été conduites par les différents partenaires du projet.

La géométrie et les coordonnées sont décrites sur la figure 1.3. On note e l'épaisseur de la plaque, et U_∞ la vitesse de l'écoulement amont. Le nombre de Reynolds

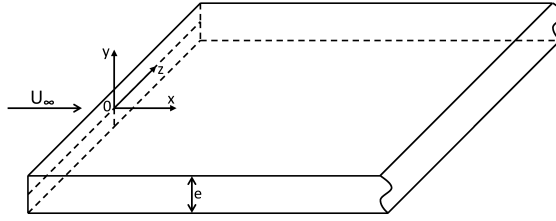


Figure 1.3 : Les coordonnées

auquel cette étude a été menée est $Re = eU_\infty/\nu = 80000$, et correspond à celui de l'expérience conduite dans le cadre du projet DIB. x est la direction longitudinale (celle de l'écoulement global), y est la direction normale à la paroi et z est la direction transversale. L'origine ($x = 0, y = 0$) est prise au milieu du bord d'attaque, donc la paroi en haut est située à $y = e/2$.

1.2 Les caractéristiques de l'écoulement en revue de littérature

La figure 1.4 schématise les différentes régions de l'écoulement. Au bord d'attaque, en $x = 0$, l'écoulement présente un décollement, et une couche cisailée est générée. Suite à l'épaississement de la couche cisailée, l'écoulement présente un recollement moyen à une abscisse notée $x = L_R$. Au recollement, une partie de l'écoulement alimente la zone de recirculation générée par le décollement/recollement. La région en aval du recollement peut être vue comme la superposition de deux zones, une couche interne marquée par le développement d'une couche limite générée par la paroi, et une zone externe, directement influencée par les structures émanant de la couche cisailée, ainsi que par la présence de la paroi. Ces deux régions sont en forte interaction et on observe un lent rétablissement vers une couche limite développée plus en aval.

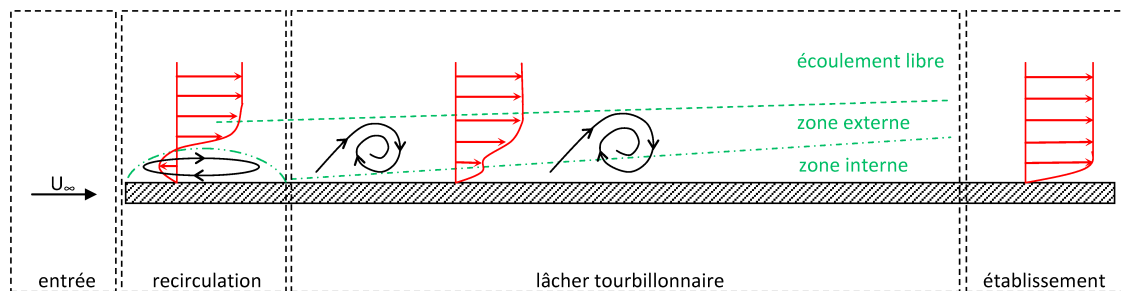


Figure 1.4 : Schéma de l'écoulement moyen autour de plaque épaisse

1.2.1 Écoulements fortement décollés et recollés

L'écoulement autour d'une plaque épaisse a été précédemment étudiée expérimentalement par Kiya et al. ([Kiy83], [Kiy85]) avec $Re = 26000$ et Cherry et al. ([Che84]) avec $Re = 32000$. Cette configuration a aussi été étudiée numériquement par Tafti et al. ([Taf91]) où $Re = 1000$ (DNS), par Suksangpanomrung et al. ([Suk00]) où $Re = 50000$ (LES) ou encore par Abdalla et al. ([Abd04], [Abd05], [Yan09]) où $Re = 6500$ (LES).

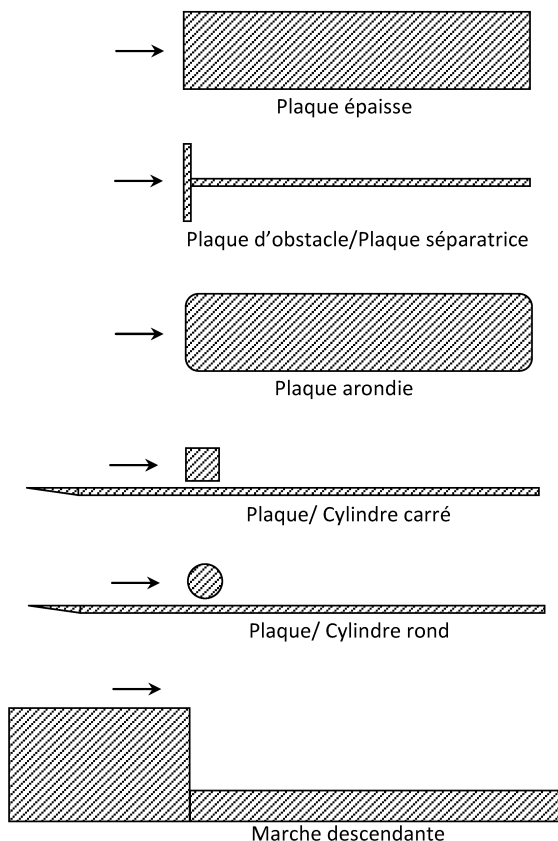


Figure 1.5 : Des configurations pour l'écoulement décollé/recollé

D'autres géométries donnent lieu à des écoulements avec décollement et recollement (voir figure 1.5). En particulier, on peut se référer aux travaux expérimentaux de Ruderich et al. ([Rud86]) où $Re = 14000$ ou de Castro et al. ([Cas87], [Han93], [Cas96]) où $Re = 20000$, dans lesquels la configuration est composée d'une plaque normale à l'écoulement (bluff plate) au bord d'attaque qui cause le décollement et une plaque de séparation (splitter plate). Pour la même géométrie, Hudy et al. ([Hud03]) ont étudié la pression pariétale à $Re = 7900$. L'effet de différents obstacles à l'amont de la plaque de séparation a également été abordé par Nakamura ([Nak96]).

Pas loin de notre problème, on trouve les études numériques de Yang et al. ([Yan01]), ou encore de Lamballais ([Lam10]) pour des plaques arrondies au bord

d'attaque. On trouve aussi des écoulements autour d'obstacles en paroi, où l'obstacle est un cylindre carré comme Liu et al. ([Liu08]), Shi et al. ([Shi10]), Martinuzi et al. ([Mar03]) ou un cylindre rond comme Price et al. ([Pri02])

La configuration d'écoulement avec décollement et recollement la plus étudiée est certainement celle de la marche descendante. Les études les plus récentes ont été réalisées par Kasagi et al. ([Kas95]), Heenan et al. ([Hee98]), Wengle et al. ([Wen01]), Beaudoin et al. ([Bea04]), Nie et al. ([Nie04]), Bouda et al. ([Bou08a]) ou les séries d'étude des groupes de recherche de Liu et al. ([Lee01], [Lee04], [Chu04], [Liu05], [Ke 07], [Liu08]) qui concerne les problèmes de pression pariétale influencée par les lâchers tourbillonnaires. Dejoan et al. ([Dej07]) ont étudié numériquement cette configuration. Un calcul DNS pour la marche descendante est réalisé par Le et al. ([Le 97]) avec $Re = 5100$ basé sur la hauteur de la marche.

La première caractéristique d'un tel écoulement est la position du recollement moyen L_R/e . Le tableau 1.1 regroupe la valeur de cette longueur pour différentes études mentionnées plus haut. La configuration de plaque épaisse donne une longueur de recollement plus faible que dans les autres cas et on observe également une forte sensibilité aux spécificités de chaque étude. Afin de comparer différentes géométries, il est d'usage d'utiliser cette longueur pour l'adimensionnement. L'influence des conditions aux limites (intensité turbulente en amont, effet de blocage et rapport d'aspect) sur cette longueur de recollement a été très étudiée.

<i>Auteur et al.</i>	<i>Configuration</i>	<i>Re</i>	<i>L_R/e</i>
Cherry	plaque épaisse	32000	4.9
Kiya	plaque épaisse	26000	5.05
Castro	plaque épaisse	6500	7.7
Suksangpanomrung	plaque épaisse	50000	4.3
Abdalla	plaque épaisse	6500	7.7
Tafti	plaque épaisse	1000	6.36
Hudy	plaque d'obstacle/plaque séparatrice	7900	25.6
Ruderich	plaque d'obstacle/plaque séparatrice	9000	22.6
Ruderich	plaque d'obstacle/plaque séparatrice	14000	17.2
Liu	cylindre carré/plaque	13000	9.75
Dejoan	marche descendante	3700	7
Le	marche descendante	5100	6.28
Kasagi	marche descendante	5500	6.51
Ke	marche descendante	10000	8
Chun	marche descendante	33000	6.11
Liu	marche descendante	33000	6.11

Table 1.1 : *Longueur de recollement*

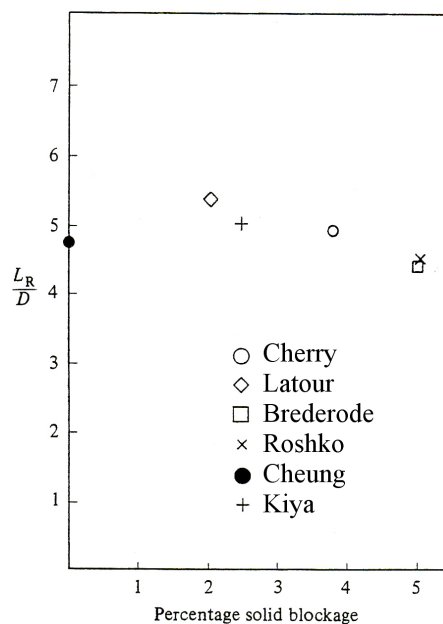


Figure 1.6 : Longueur de recollement en fonction de blocage (d'après Cherry et al. [Che84])

Influence de l'intensité de turbulence

L'intensité turbulente de l'écoulement amont influence l'écoulement global. Saa-thoof et al. ([Saa97]) ont montré que l'augmentation de l'intensité turbulente en amont entraîne une décroissance de la longueur de recollement et l'accroissement de la fluctuation de la pression pariétale. Néanmoins, l'expérience de Hudy ([Hud03]), pour une plaque normale/plaque séparatrice où l'intensité turbulente est de 4% montre un bon accord en terme de moyenne et fluctuation de pression pariétale par rapport aux études de Castro et al. (0.25%) ([Cas87]) et Cherry et al. (0.07%) ([Che84]). Dans notre étude, le niveau de turbulence de l'expérience qui nous servira de référence est de l'ordre de 1%.

Influence du blocage et du rapport d'aspect

L'influence du blocage et du rapport d'aspect est montrée dans les figures 1.6 et 1.7 respectivement, tirés de Cherry et al. ([Che84]) pour la plaque épaisse. Même si les différentes expériences regroupés dans ces figures sont réalisées à différents Re et pour différentes intensités turbulentes amont, on dégage des tendances quant à l'effet du blocage et du rapport d'aspect. L'augmentation du rapport d'aspect semble entraîner une légère augmentation de L_R/e . Cependant, L_R/e devient assez rapidement indépendant du rapport d'aspect si celui-ci est suffisamment grand (de l'ordre de $15e$). L'augmentation du taux de blocage semble diminuer L_R/e , mais cette variation reste assez faible.

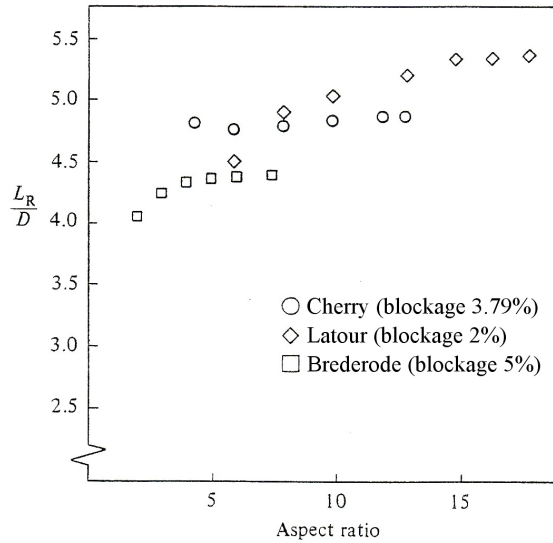


Figure 1.7 : Longueur de recollement en fonction de rapport d'aspect (d'après Cherry et al. [Che84])

Influence du nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds Re est un paramètre très important, surtout en ce qui concerne le régime d'écoulement. Re est basé sur l'épaisseur de la plaque dans notre cas, sur la hauteur de la marche pour la marche descendante, et sur la taille de l'obstacle pour les autres cas. L'influence de ce paramètre a été étudiée par Nakamura ([Nak96]) pour la configuration d'obstacle/plaque de séparation de longueur finie, par Armaly et al. pour la marche descendante dans un canal 2D ([Arm83]) ou encore par Nie et al. ([Nie04]) pour la marche descendante. La position du recollement moyen en fonction de Re est montrée sur la figure 1.8 tirée de Nie et al. ([Nie04]). La longueur de recollement augmente très vite avec Re dans le régime d'écoulement laminaire ($Re < 400$), le régime de transition a lieu dans la bande $400 < Re < 3400$ et cette longueur reste presque constante en régime turbulent ($Re > 3400$). Le régime laminaire ou turbulent n'influence pas la symétrie dans la direction transversale z . Ce développement s'accorde bien avec les résultats cités dans le tableau 1.1. En référence aux études sur la plaque épaisse mentionnées plus haut, pour lesquelles le nombre de Reynolds est plus faible que dans notre cas ($Re = 80000$) mais correspondant à un régime turbulent, on s'attend à une longueur de recollement de l'ordre de $5e$.

1.2.2 Zone cisailée

Pour comprendre cet écoulement, il faut comprendre la dynamique tourbillonnaire associée. Les tourbillons créés par l'instabilité de Kelvin Helmholtz (Abdalla et al. [Abd04]) à partir du bord d'attaque s'apparient pour former des tourbillons

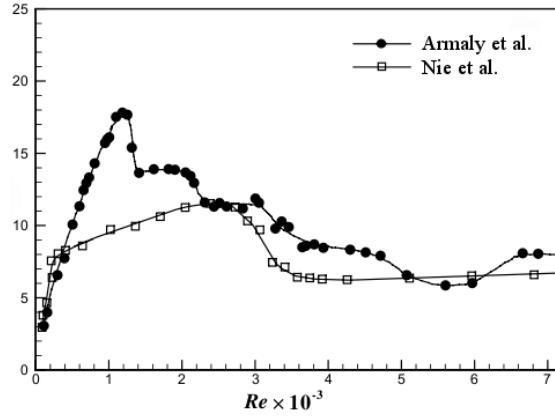


Figure 1.8 : Longueur de recollement en fonction de Re (après Nie et al. [Nie04])

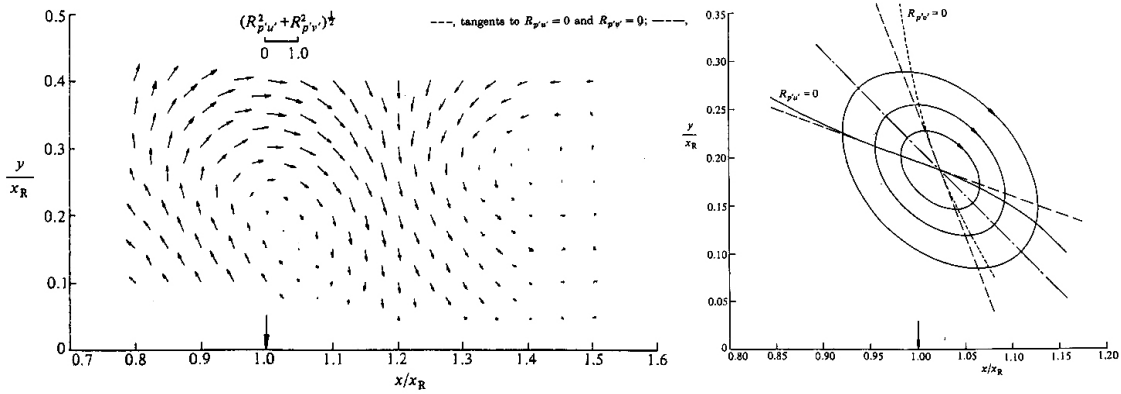


Figure 1.9 : Figure qualitative de tourbillon de grande échelle au recollement grâce à la corrélation croisée entre la pression pariétale au recollement et le champs de vitesse (après Kiya et al. [Kiy83])

plus grands jusqu'à la demi longueur de recollement et gardent cette taille au point de recollement moyen.

Un tourbillon qualitatif est proposé par Kiya et al. ([Kiy83]) grâce au champs de corrélation croisée entre la pression pariétale au recollement et le champs de vitesse. Le champs de vecteur de $(R_{p'u'}, R_{p'v'})$ donne une idée de tourbillon de grande échelle en moyenne. L'analyse de ce tourbillon nous donne une inclinaison de son axe majeur d'environ 45° (voir figure 1.9). D'après Kiya et al. ([Kiy83]), le centre des tourbillons est environ $0.2L_R$ au dessus de la paroi au niveau du recollement (hauteur où la corrélation change sa signe selon y).

Le calcul des échelles intégrales temporelle T de u' , v' et w' est montré par Kiya et al. ([Kiy83]) et repris dans la figure 1.10. Cette échelle, mesurée en y_δ où $U = 99\%U_{\max}$, augmente presque linéairement selon x jusqu'à L_R et ne varie plus en aval. Cet accroissement est interprété comme l'accroissement de la taille des tourbillons sous condition que la vitesse de convection ne varie pas significativement. La valeur presque constante de l'échelle temporelle intégrale en aval du point de recollement

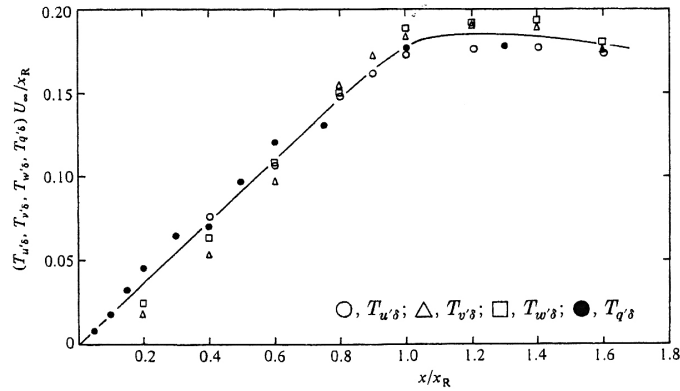


Figure 1.10 : Echelle temporelle intégrale de la vitesse sur y_δ (après Kiya et al. [Kiy83])

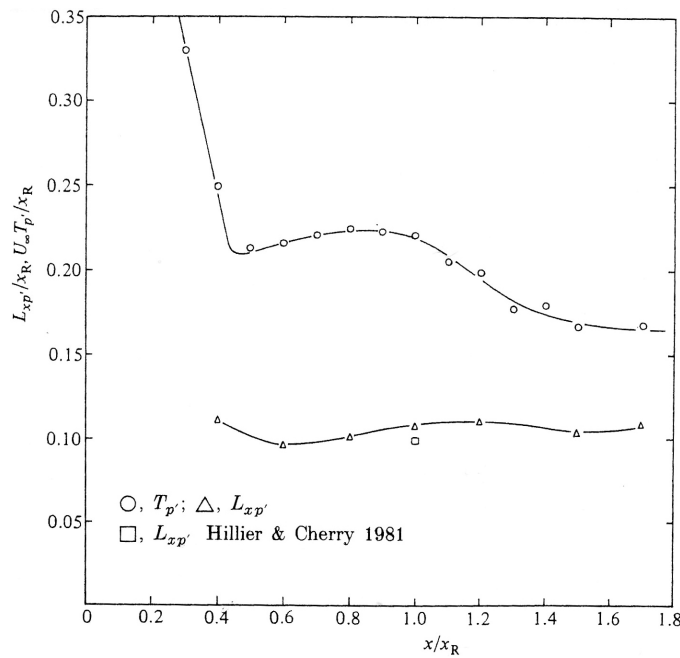


Figure 1.11 : Echelle intégrale de la pression pariétale (après Kiya et al. [Kiy83])

est due à la présence de la paroi. Kiya et al. ([Kiy83]) précisent que cette échelle, mesurée en y_C où u'_{rms} est maximum, montre aussi cet accroissement mais $T_{u'C}$ est d'ordre deux fois plus grande que $T_{v'C}$ et $T_{w'C}$, donc u' est affecté non seulement par l'enroulement des tourbillons mais encore par un autre phénomène d'échelle temporelle plus longue. L'échelle T_p' de la pression pariétale a été aussi mesurée par Kiya et al ([Kiy83]) et celle-ci est tracée sur la figure 1.11. En aval du point de recollement, elle reste presque constante, par contre elle augmente fortement en amont vers le bord d'attaque. Ce phénomène est associé à un battement de la couche de cisaillement.

Le calcul des échelles spatiales est aussi fait par Kiya et al. grâce à la corrélation spatiale ([Kiy83]) et est montré dans la figure 1.12 et 1.13. Dans la zone $y < y_C$ (où

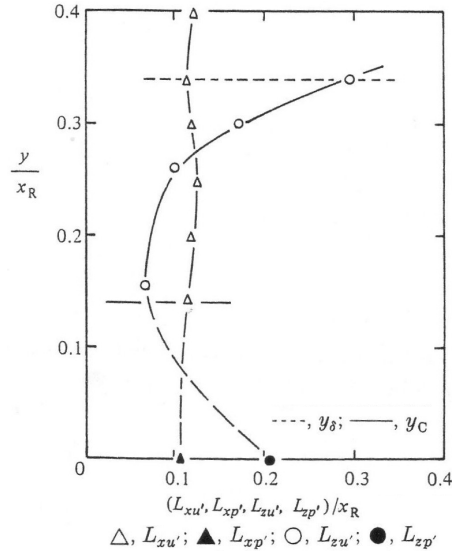


Figure 1.12 : Echelle intégrale en x et en z selon y de la vitesse et de la pression (après Kiya et al. [Kiy83])

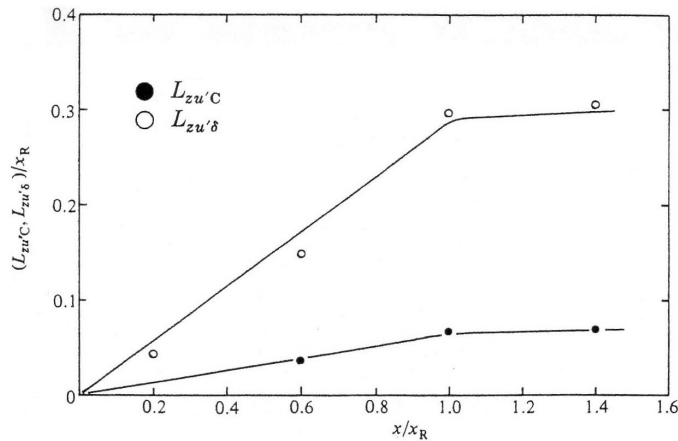


Figure 1.13 : Echelle intégrale en z selon x de la vitesse (après Kiya et al. [Kiy83])

y_C est le lieu du maximum u'_{rms} , $L_{xu'}$ reste presque constant de $0.12L_R$ mais $L_{zu'}$ diminue selon y (figure 1.12). Ce phénomène est expliqué par la contamination des petits tourbillons fortement tridimensionnels dans la fluctuation de vitesse associée aux tourbillons de grande échelle (ceux lâchés). La constance de $L_{xu'}$ est expliquée comme la combinaison des petits tourbillons et de l'effet de battement de la couche de cisaillement. Comme pour l'échelle temporelle, $L_{zu'}$ reste constante en aval du point de recollement. Kiya et al. ([Kiy83]) expliquent l'accroissement selon x (voir figure 1.13) comme étant peut-être associé à l'appariement des tourbillons à partir au bord d'attaque.

La dynamique des tourbillons est montrée aussi dans le domaine spectral. Comme expliqué plus haut, dans un souci de comparaison entre différentes géométries, les fréquences sont usuellement adimensionnées par L_R et U_∞ . L'évolution de la densité

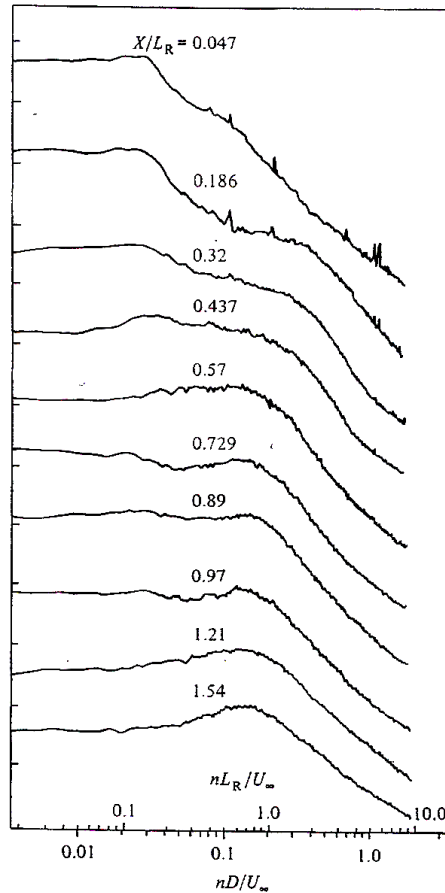


Figure 1.14 : DSP de pression pariétale dans l'expérience de Cherry et al. ([Che84])

spectrale de puissance (DSP) de la pression pariétale selon x à partir du bord d'attaque est montrée dans les études de Cherry et al. ([Che84]) (voir la figure 1.14). On observe un phénomène de convergence d'une fréquence dominante vers une fréquence figée en aval du recollement $f = 0.6 \div 0.7U_\infty/L_R$. La décroissance de cette fréquence est liée à l'agrandissement de tourbillons dans la zone de recirculation grâce à l'appariement.

1.2.3 Lâchers tourbillonnaires

Les tourbillons sont formés à partir du bord d'attaque, grandissent selon x jusqu'au recollement, et sont transportés en aval. La mesure de corrélation en deux points $R_{u'u'}$ permet d'estimer une vitesse de convection U_c de l'ordre de $0.5 \div 0.7U_\infty$. Cette vitesse est tirée du temps de retard du pic de la corrélation de la vitesse en deux points $x_1/L_R = 0.8$, $x_2/L_R = 1.2$ et $y_1 = y_2$. La vitesse de phase déduite de ces corrélations est tracé en fonction y sur la figure 1.15. Cherry et al. ([Che84]) déduisent une vitesse du même ordre de grandeur à partir de corrélations temporelles : $0.5U_\infty$ à partir de $R_{p'p'}$ et $0.63U_\infty$ à partir de $R_{p'u'}$. Pour une pression

pariétale de référence en $x/L_R = 0.97$, la vitesse de convection est tirée du décalage de temps des pics de la corrélation croisée de cette pression avec la pression pariétale ou la vitesse aux différentes positions ($x/L_R = 0.53 \div 1.59$). Tafti et al. ([Taf91]) dans leurs études numériques donne $0.6 \div 0.65U_\infty$ pour cette vitesse au recollement (tirée du retard de temps des pics de la corrélation de la vitesse aux deux points proches), cette vitesse décroît entre $x/L_R = 0.4$ et 0.8 et augmente à $0.7U_\infty$ en $x/L_R = 1.3$.

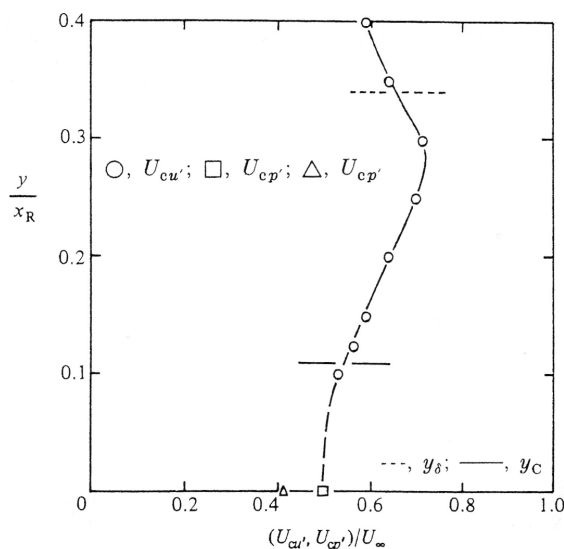


Figure 1.15 : Vitesse de convection selon y , $x = L_R$ (après Kiya et al. [Kiy83])

La vitesse de convection se compare favorablement avec d'autres géométries. La corrélation croisée entre les signaux de pression pariétale pour la marche descendante donne des valeurs du même ordre de grandeur, $0.57U_\infty$ par Hudy et al. ([Hud03]), $0.5 \div 0.6U_\infty$ par Heenan et al. ([Hee98]) ou $0.6U_\infty$ par Lee et al. ([Lee01]). Liu et al. ([Liu08]) dans leurs études de la configuration de cylindre carré monté en paroi estime cette vitesse est $0.35 \div 0.45U_\infty$ autour du recollement. La mesure de la corrélation de pression pariétale en temps et en espace en aval du recollement (à partir de $1.67L_R$) pour la configuration plaque normale/plaque séparatrice de Daoud ([Dao04]) donne une vitesse de convection de $0.81U_\infty$. Cette valeur supérieure à celles au recollement semble indiquer une augmentation de la vitesse de convection selon la direction longitudinale en aval du recollement.

Kiya et al. ([Kiy83]) déduisent également de leurs calculs de corrélation que la distance longitudinale entre deux tourbillons lâchés consécutifs est $0.7 \div 0.8L_R$ (tiré de la distance des vallées et des pics de $R_{p'u'}$). Ils ont proposé un schéma du processus de lâcher tourbillonnaire (figure 1.16, [Kiy85]), déduit à partir de mesures synchronisées vitesse proche paroi-pression pariétale, illustrant notamment le caractère instationnaire dans la région du recollement. La fréquence caractéristique associée aux lâchers tourbillonnaires et généralement détectée au point de

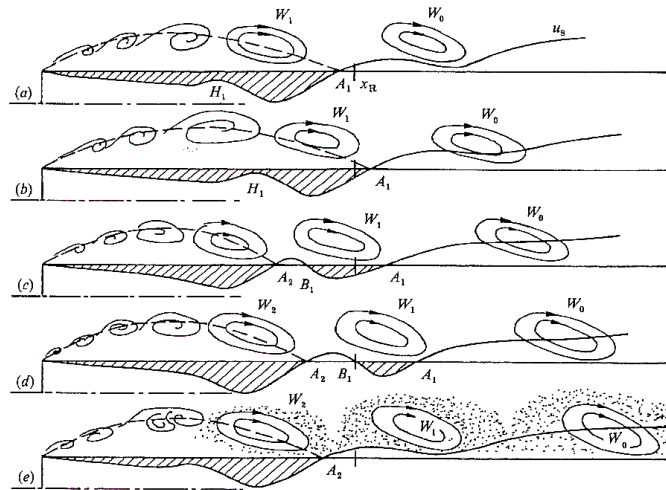


Figure 1.16 : *Lâchers tourbillonnaires (après Kiya et al. [Kiy85])*

recollement moyen est $fL_R/U_\infty = 0.6$ pour Kiya et al. [Kiy83], 0.7 pour Cherry et al. [Che84] (figure 1.14), 0.8 pour Abdalla et al. [Abd04]). Cette fréquence est détectée sur les spectres de vitesse et de pression pariétale. La simulation de Suksangpanomrung et al. ([Suk00]) donne une valeur de 0.8 à $x/L_R = 0.5$ (DSP de v'). Celle de Tafti et al. ([Taf91]) montre une valeur de 0.6 à $x/L_R = 0.87$ (DSP de u').

Cette fréquence associée au lâcher tourbillonnaire est du même ordre de grandeur dans les autres configurations mentionnées plus haut. Pour la marche descendante, on trouve des valeurs de 0.5 dans Lee et al. ([Lee01]) et 1.0 par Spazzini et al. ([Spa01]) et Heenan et al. ([Hee98]). Une valeur de 0.3 est estimée par Liu et al. ([Liu08]) pour la configuration de cylindre carré monté sur une plaque. Hudy et al. ([Hud03]) rapportent une fréquence $fL_R/U_\infty = 0.6 \div 0.9$ et cette fréquence est aussi détectée en aval du recollement ($1.67 \div 3.33L_R$) dans l'étude des DSP de la pression pariétale de Daoud ([Dao04]) pour la configuration plaque normale/plaque séparatrice.

1.2.4 Battement

Une autre fréquence plus basse est détectée proche du bord d'attaque. Le calcul de $\text{DSP}(p')$ de Kiya et al. ([Kiy83]) montre un pic de fréquence de 0.12 à $x/L_R = 0.2, 0.3$. La contribution de cette fréquence s'affaiblit très vite vers le recollement devant la fréquence des lâchers tourbillonnaires. Kiya et al. ([Kiy85]) ont étudié le rôle de cette fréquence en filtrant la vitesse proche paroi pour les fréquences $fL_R/U_\infty < 0.25$ et trouvent des effets d'agrandissement et rétraction de la bulle de séparation, donc cette basse fréquence est appelée la fréquence de battement (flapping). Une bande de fréquence $0.02 \div 0.08$ pour $\text{DSP}(v')$ à $x/L_R = 0.5$ et $0 \div 0.2$ à $x/L_R = 4.5$ est détectée par Suksangpanomrung et al. ([Suk00]). La simulation

de Tafti et al. de bas Re montre aussi un pic de basse fréquence 0.15 de $DSP(u')$ à $x/L_R = 0.16, 0.48$ ([Taf91]). Pas loin de la position de séparation d'écoulement pour la configuration de la marche descendante, Hudy et al. ([Hud03]) a détecté une fréquence de $fL_R/U_\infty = 0.12 \div 0.18$, Lee et al. ([Lee01]) en estime dans ses études de 0.11, et 0.08 par Spazzini et al. ([Spa01]). Liu et al. ([Liu08]) donne une fréquence de battement de couche de cisaillement de 0.07 juste aval du cylindre carré sur la plaque.

Heenan et al. ([Hee98]) dans son étude a démontré un mécanisme responsable de la fréquence de battement. Sa paroi perméable pour éliminer l'écoulement de recirculation à la fois élimine l'énergie de cette basse fréquence dans le spectre, mais ne change pas l'énergie à la fréquence des lâchers tourbillonnaires. Donc, la basse fréquence de battement de la couche de cisaillement est associée à l'écoulement de retour dans la bulle de recirculation. C'est pour quoi on n'observe pas cette fréquence en aval au recollement.

A partir des estimations spectrales, Kiya et al. ([Kiy85]) propose un modèle pour la fluctuation proche paroi u'_s au point de recollement moyen qui se compose de deux termes caractérisés par deux fréquences différentes (voir les équations 1.1). Le premier concerne le mouvement des grands tourbillons lâchés. Il est présenté par une fonction sinusoïdale de l'onde convectée de la vitesse $U_c = 0.5U_\infty$, la fréquence $f_h = 0.65U_\infty/L_R$ avec l'amplitude $U_h \simeq 0.18U_\infty$ ($\sqrt{2}$ fois de valeur de l'écart-type du signal filtré dans la bande de fréquence des lâchers tourbillonnaires). L'autre incarne le battement de base fréquence $f_l = f_h/6$ et est représenté par une autre fonction sinusoïdale de l'onde fixe, avec une amplitude U_l déduite de $0.10U_\infty$.

$$u'_s = u'_{sh} + u'_{sl} \quad (1.1a)$$

$$u'_{sh} = U_h \sin \left[2\pi f_h \left(t - \frac{x - L_R}{U_c} \right) + \Psi_h \right] \quad (1.1b)$$

$$u'_{sl} = U_l \sin (2\pi f_l t + \Psi_l) \quad (1.1c)$$

1.2.5 Structures tridimensionnelles

La structure tridimensionnelle ne peut être visualisée que dans les simulations où les champs de vitesse sont connus dans l'espace 3D. La figure 1.17 montre un champs instantané pour la configuration de la plaque épaisse dans les études de Suksangpanomrung ([Suk00]). Les structures 3D sont détectées par les iso-surfaces de $\lambda_2 = -0.1$ qui est la deuxième valeur propre de la matrice $S^2 + \Omega^2$. Ici S et Ω sont les parties symétrique et antisymétrique du tenseur de gradient de vitesse respectivement et le critère de λ_2 négatif montre une structure tourbillonnaire ([Jeo95]). Les tourbillons formés en proche du bord d'attaque semblent des tubes 2D transversaux. En aval, ces tubes perdent leur forme 2D. Les structures 3D observées

ont des formes différentes, il existe des tourbillons de fer à cheval (hairpins) aux alentours du recollement et des petites structures de forme plus aléatoire. Les hairpins semblent détruits en convectant durant leur transport en aval au dessus de la couche limite en formation.

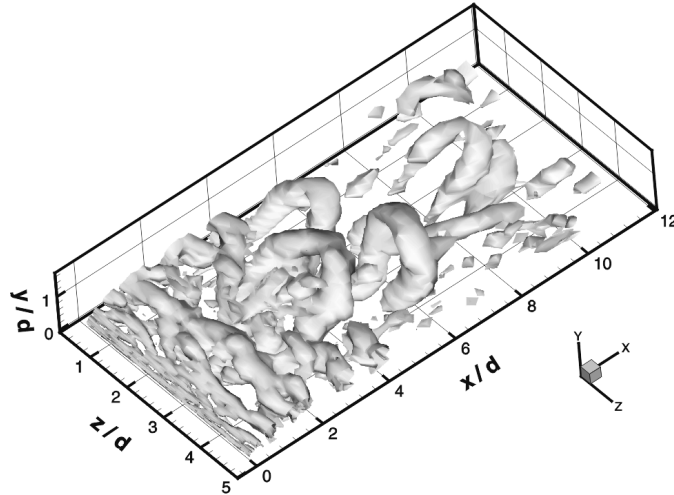


Figure 1.17 : Contour instantané $\lambda_2 = -0.1$ de la simulation (LES) pour la plaque épaisse de Suksangpanomrung et al. ([Suk00])

Un autre champs instantané pour la marche descendante est montré dans la figure 1.18 avec les différentes conditions aux limites. Les structures tourbillonnaires sont détectées par les iso-surfaces du critère $Q = 0.5U_0^2/h^2$ (voir ce critère en détail dans le chapitre 2). Les structures sont très compliquées, plus 2D proche du bord d'attaque. Les hairpins sont plus difficiles à observer et semblent groupés en grands paquets avec les petites structures de formes non-déterminées. Il est étonnant de constater que la présence de structure quasi 2D proche du bord d'attaque ne se reflète pas dans les mesures d'échelle intégrale transversale de Kiya et al. (figure 1.13). Ils travaillent toutefois à un nombre de Reynolds plus grand et leur courbe en $x = 0$ est extrapolée.

Les structures instantanées sont vraiment très éloignée de grosses structures transversales. Ce sont des tourbillons ayant beaucoup d'échelles différentes. Donc elles ont besoin des analyses de plus pour comprendre mieux la dynamique de tourbillon. Les outils d'analyse des structures cohérentes sont cités dans les sections suivante.

1.3 Lien avec la pression

Depuis longtemps, les aérodynamiciens et aéroacousticiens s'intéressent aux liens entre structures d'écoulement dans la couche limite et pression pariétale. Le

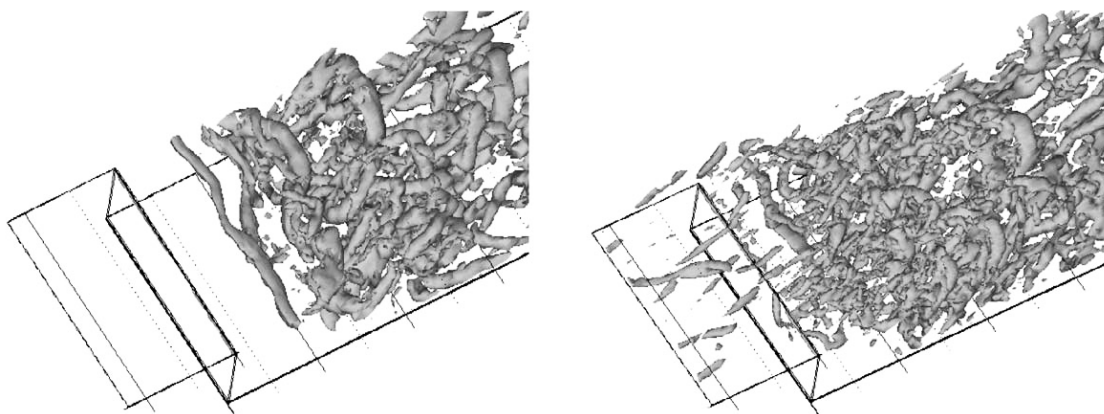


Figure 1.18 : Contour instantané $Q = 0.5U_0^2/h^2$ de la simulation (LES) pour la marche descendante d'Aider et al. ([Aid08]) avec la condition à l'entrée du bruit blanc (gauche) et du calcul précurseur (droite)

but est de trouver une solution pour améliorer et développer les applications industrielles où les bruits, la vibration et la fatigue sont indésirables.

Du point de vue mathématique, la dépendance de la pression pariétale au champ de vitesse dans l'écoulement turbulent incompressible est montrée dans l'équation de Poisson 1.2, obtenue en prenant la divergence de l'équation de bilan de la quantité de mouvement (Navier-Stokes) :

$$\nabla^2 p = -\rho \frac{\partial^2 (u_i u_j)}{\partial x_i \partial x_j} \quad (1.2)$$

Cette relation est citée par Willmarth ([Wil75]). Naguib et al. ([Nag01]) l'ont développé pour une couche limite. Dans cette couche limite, on a l'homogénéité en direction longitudinale (x) et en direction transversale (z) où une source de pression est séparée aux deux termes : le premier dit le terme rapide ou terme linéaire (son influence directe vient de l'interaction entre le gradient de la vitesse moyenne et la turbulence), le deuxième dit terme lent ou terme non-linéaire (son influence vient de l'interaction de turbulence-turbulence) (voir équation 1.3).

$$\frac{1}{\rho} \nabla^2 p = -2 \frac{dU}{dy} \frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial^2 (u'_i u'_j)}{\partial x_i \partial x_j} \quad (1.3)$$

Dans les équations 1.2 et 1.3, ρ est la densité du fluide, u_i est la vitesse totale, U est la vitesse moyenne longitudinale, u'_i est la fluctuation de vitesse. En supposant la moyenne de pression nulle (donc la pression p dans les équations devient la fluctuation p'), $p' = 0$ dehors de la couche limite et $\partial p'/\partial y = 0$ sur la paroi, la solution pour la pression pariétale ($x = x_0$, $y = 0$, $z = z_0$) est déduite dans

l'équation 1.4 comme l'intégrale volumique dans le domaine de fluide V_s .

$$\begin{aligned} \frac{p'(x_0, 0, z_0, t)}{\rho/2\pi} = & - \iiint_{V_s} 2 \frac{\frac{dU}{dy} \frac{\partial v'}{\partial x}(x_s, y_s, z_s, t)}{\sqrt{(x_s - x_0)^2 + y_s^2 + (z_s - z_0)^2}} dV_s \\ & - \iiint_{V_s} \frac{\frac{\partial^2(u'_i u'_j)}{\partial x_i \partial x_j}(x_s, y_s, z_s, t)}{\sqrt{(x_s - x_0)^2 + y_s^2 + (z_s - z_0)^2}} dV_s \end{aligned} \quad (1.4)$$

L'équation 1.4 traduit la non-localité de la pression pariétale, c'est-à-dire que la fluctuation de la pression est influencée par la fluctuation de la vitesse non seulement en un point mais encore aux points voisins.

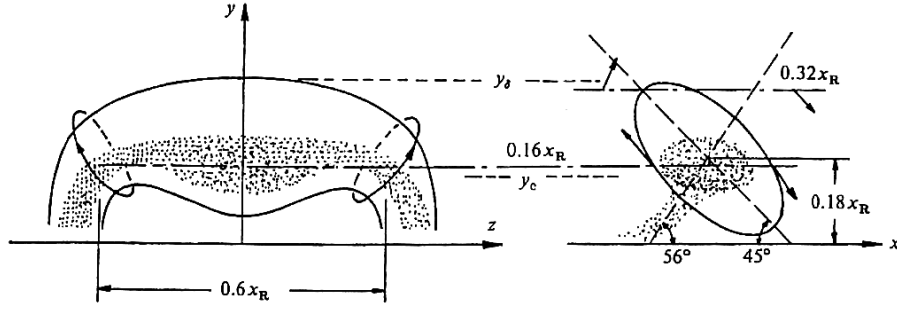


Figure 1.19 : *Tourbillon conditionnel de la pression pariétale proposé par Kiya et al. ([Kiy85])*

Revenant à notre cas de la plaque épaisse, la forte interaction entre la pression pariétale et la couche limite donne un lien fort entre les signaux de pression pariétale et les structures cohérentes créées dans cette couche limite. Kiya et al. ([Kiy85]) a utilisé la moyenne conditionnée par les pics/vallées de la fluctuation de pression pariétale au recollement moyen avec un certain seuil. Ils ont montré l'existence d'un large système de rotation dans le sens anti-horaire, donc interprété par un tourbillon de grande échelle qui passe au dessus quand la pression pariétale est minimale (vallée). Le centre de ce tourbillon semble-t-il se situe à $y/L_R \approx 0.18$. L'évènement de pic de la pression pariétale est associé à la zone au milieu de deux tourbillons consécutifs, la distance entre eux est environs $0.6L_R$. L'analyse du tourbillon montre que son axe majeur est incliné de 45° , en bon accord avec le tourbillon prévu par le champs de corrélation $(R_{p'u'}, R_{p'v'})$ (revoir la figure 1.9). Kiya et al. proposent aussi la forme du tourbillon conditionnel à partir des analyses de vitesse conditionnelle aux plans différents qui est montrée dans la figure 1.19, néanmoins la forme de fer à cheval avec deux pieds en distance de $0.6L_R$ n'est pas bien justifiée, peut-être est ce simplement une forme de rouleau.

On trouve aussi beaucoup d'études pour la démonstration de la relation entre la pression pariétale et la structure de la couche limite. Cette relation est découverte essentiellement à partir des calculs de moyenne conditionnée par la pression pariétale. Tous les études donnent une conclusion d'un lien strict entre eux. La moyenne conditionnelle $\langle u'|E \rangle$ est la meilleure estimation de u' quand l'évènement E a lieu (voir Adrian [Adr94]). Les champs de vitesse conditionnée dans la couche limite montrent l'image des structures organisées "en moyenne" ([Tho83]). Le champs de la vitesse conditionnée est aussi analysé dans les études de Johansson et al. ([Joh87]) où le seuil choisi pour l'évènement de pic/vallée de la fluctuation de pression pariétale est plus justifié.

Une autre approche est l'estimation stochastique. L'idée est d'estimer la moyenne conditionnelle $\langle u'|E \rangle$ en fonction de l'évènement E (ici E est la fluctuation de la pression pariétale). Si on garde que le premier ordre de précision, on obtient l'estimation stochastique linéaire (LSE) où $\langle u'|E \rangle$ est une fonction linéaire de E (voir les détails de la méthode dans le chapitre prochain). Pour améliorer la précision ou mieux représenter la physique, on peut ajouter des ordres plus hauts (donc par exemple l'estimation stochastique quadratique QSE). Adrian a cité dans ses études ([Adr94]) qu'il y a déjà un très bon accord d'estimation avec LSE dans beaucoup de types d'écoulement surtout dans les cas dominés par la convection comme notre cas de la plaque épaisse. Ruiz et al. ([Rui10]) ont utilisé LSE pour reconstruire le champs de vitesse à partir de la pression pariétale dans l'écoulement d'interaction entre le sillage d'un disque rond et une paroi. Hudy et al. ([Hud07]) appliquent LSE et aussi QSE pour l'écoulement d'une marche descendante, avec pour condition un seul point de pression pariétale (vers le recollement). Il obtient bien les structures de tourbillon au dessus de ce point quand il prend un évènement de vallée de cette pression $p' = -5p_{\text{rms}}$. Un évènement de pic de pression ($p' = +5p_{\text{rms}}$) donne une image de point de condition au milieu de deux structures de vorticité. Il conclut que la QSE augmente les détails d'écoulement mais qu'en général, la LSE montre aussi bien les caractéristiques d'écoulement des grandes échelles. Naguib et al. ([Nag02], [Nag01]), dans ses études de plaque d'obstacle/plaque de séparation, propose d'ajouter des termes d'ordre plus grand (quadratique, voire plus pour les grands Re) qui ont un lien à la génération de la pression pariétale par la source non-linéaire pour assurer la précision. De plus, comme montré par Kim ([Kim89]), la source non-linéaire est aussi important que celle linéaire dans l'équation de Poisson. La précision peut être am lior e en utilisant plus de points de condition pour LSE, dit mLSE (LSE multi-points) ([Adr94]). La mLSE est utilis e aussi par Hudy et al. ([Hud07]), il montre que la mLSE représente bien les caractéristiques réelles instantan es des mouvements organisés de grande échelle. Dans les études pour la configuration la plaque d'obstacle/plaque de séparation, en aval de recollement

($x = 2L_R$), Daoud ([Dao04]) montre qu'il n'y a aucune amélioration de l'estimation en ajoutant des termes quadratiques dans l'estimation stochastique à partir de la pression pariétale d'un point voire qu'il est déconseillé d'utiliser les termes quadratiques. Il montre ceci grâce aux calculs de corrélation de la vitesse d'estimation avec la vitesse mesurée et la vitesse de moyenne conditionnelle. Son calcul de mLSE (multi-capteurs de pression) améliore la corrélation de champs de vitesse estimée avec le champs mesuré par rapport à celui de LSE (capteur unique).

Pour extraire des mouvements de grande échelle qui portent le plus d'énergie, une technique appelée POD (Proper Orthogonal Decomposition) est utilisée depuis les dernières années. Une des premières applications pour étudier l'écoulement turbulent est faite par Berkooz et al. ([Ber93]). L'idée est de décomposer les données de l'évènement $u(X, t)$ (par exemple la fluctuation de pression pariétale) en modes indépendants (orthogonaux) $\phi_i(X)$ avec leur propre coefficient aléatoire $a_i(t)$ qui porte un niveau d'énergie de la projection de la réalisation sur le mode i . Les modes portant plus d'énergie jouent un rôle plus important dans la turbulence, les caractéristiques spatiales sont données dans l'image des modes $\phi_i(X)$, et on trouve le comportement temporel du mode i dans son coefficient $a_i(t)$, essentiellement les fréquences dominantes. Les détails de cette méthodes sont cités dans le chapitre prochain. Donc les grandes échelles et les structures cohérentes (en supposant qu'elles portent plus d'énergie) de l'écoulement sont reconstruites par les modes qui contiennent le plus d'énergie. La POD est aussi appliquée dans les études de l'écoulement turbulent de Manhart et al. ([Man93]), de Bonnet et al. ([Bon98]), de Smith et al. ([Smi05]) ou de Lacarelle et al. ([Lac09]). Hudy et al. ([Hud07]) combinent POD et mLSE pour étudier les structures organisées des grandes échelles à partir de la pression pariétale de la marche descendante. Borée ([Bor03]) montre une façon d'étendre de domaine spatial des modes propres de POD (ePOD) et il a démontré que la reconstruction par ePOD de tous les modes est strictement équivalente à celle par LSE. Ruiz et al. ([Rui10]) appliquent ePOD pour prévoir le champs de vitesse de grande échelle à partir de la pression pariétale influencée par le sillage d'un disque rond.

1.4 Synthèse des outils d'analyse des structures cohérentes

Dans la section précédente, on a parlé de la moyenne conditionnelle, la LSE et la QSE (mLSE, mQSE), ou la POD (ePOD). Ces outils sont appliqués pour reformer des structures d'écoulement conditionnelles à partir de la pression pariétale grâce au lien de la pression et la structure d'écoulement dans la couche limite.

On a justifié la non-localité de la pression, il est donc risqué de chercher à estimer la dynamique locale du champs de vitesse à partir de la pression fluctuante à la paroi. Un tourbillon ainsi détecté est peut-être simplement une image moyenne des tourbillons de certaines formes spatialement différentes qui causent la même valeur de pression en un point sur la paroi. Il est intéressant de chercher à estimer les structures cohérentes à partir d'évènement de vitesse locale.

Beaucoup d'auteurs utilisent la LSE pour reconstruire des champs de vitesse à partir de vitesse en des points fixes. Le but est toujours de récolter des champs des grandes échelles où les bruits et les échelles qui ne contribuent pas beaucoup disparaissent dans la moyenne. Pour la couche limite turbulente, la LSE basée sur la vitesse est appliquée pour analyser des structures d'écoulement (études de Balachandar et al. [Bal93] ou Volino et al. [Vol09]). Des études similaires sont faites par Cole et al. pour une couche de jet mélangé ([Col92]) et pour un objet axisymétrique d'extension soudaine ([Col98]). Kovaszny et al. ([Kov70]) font la moyenne conditionnelle avec les évènements de l'interface d'intermittence où le coefficient de seuil est étudié en détail pour le comportement de la moyenne.

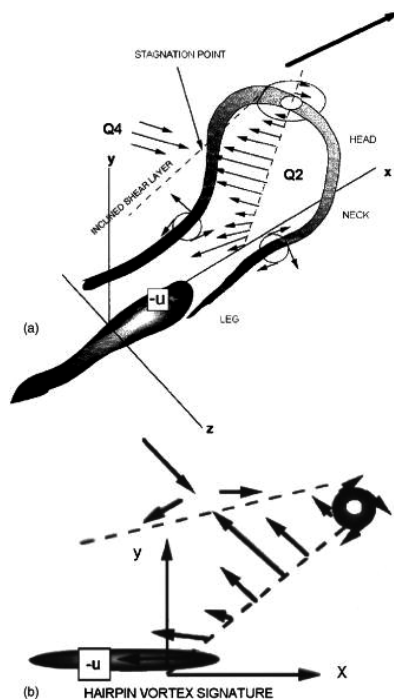


Figure 1.20 : *Tourbillon hairpin attaché sur la paroi (après Adrian [Adr07])*

Les évènements de vitesse les plus utilisés sont les quadrants. Dans les couches limites turbulentes, dans les tubes ou canaux, il y a une forte probabilité que la vitesse tombe dans les second et quatrième quadrants (Q_2 et Q_4 respectivement). En effet, la plupart du temps, la contrainte $u'v'$ est négative. L'évènement de Q_2 où $u' < 0$ et $v' > 0$, éjecte de la paroi, donc est appelé couramment éjection (ejection).

L'évènement Q_4 où $u' > 0$ et $v' < 0$, balaie la paroi, donc est appelé balayage (sweep) ([Wil72], [Lo 00], [Adr07]). On veut lier ces évènements avec les phénomènes physiques. Kim et al. ([Kim85], [Kim86]) calculent la moyenne conditionnée par les évènements Q_2 et Q_4 avec leurs données de la simulation de DNS pour un canal, et en visualisant des lignes de vorticité, ils trouvent des formes de structure de fer à cheval inclin e. Les structures de fer à cheval (appel es les hairpins) sont détectées aussi par les calculs de LSE dans la série des études d'Adrian et al. ([Adr87], [Adr94]). Une structure de hairpin est montrée par Adrian dans la figure 1.20 où on observe bien le mécanisme qui crée l'éjection et le balayage. Zhou et al. ([Zho99]) font des études de l'évolution de tourbillon "hairpin" associ e à un  v nement Q_2 dans un canal. De ce premier tourbillon naît un hairpin secondaire juste au dos du premier, puis un troisième et un quatrième. En effet, les pieds du premier sont convect es à plus basse vitesse que la tête, il s'allonge et donc forme un autre hairpin en amont. Adrian ([Adr07]) montre l'existence des paquets de hairpin plutôt que des hairpins isol es. Guezennec ([Gue89]) fait la moyenne conditionnelle de Q_2/Q_4 et compare avec ses calculs de LSE et QSE, la QSE montre un très bon accord et le terme quadratique ne joue pas un rôle très important (voire très petit devant le terme linéaire). Lo et al. ([Lo 00]) trouvent que l' v nement Q_2 de la vitesse proche paroi (100 d'unité de viscosité pariétale y^+) donne plutôt des tourbillons longitudinaux sous forme des cigares, inclin es de 12° de la paroi et 7° de la direction longitudinale et associ es directement aux vallées de fluctuation de pression.

1.5 Objectif de travail de thèse

La configuration de la plaque épaisse est proposée dans le contrat DIB-ANR et est l'objet principal de ma thèse. La physique de cet écoulement n'est pas encore compl etement étudiée, surtout l'évolution tridimensionnelle en aval du recollement. Les mesures depuis les années 80 avec les capteurs de vitesse et de pression ne permettent pas l'étude globale de l'écoulement.

La thèse compose de deux axes principaux : la modélisation et l'analyse. Pour la partie de modélisation, une méthode hybride RANS/LES instationnaire est utilisée pour bénéficier de son avantage en terme de coût de calcul par rapport à la LES. La partie d'analyse est effectuée pour identifier et visualiser les structures tourbillonnaires par les outils avanc es (LSE, POD) pour les données expérimentales et ainsi celles de simulation. Les relations entre champ de vitesse et pression pariétale fluctuante seront également étudiées. Les deux parties ont un lien réciproque et visent deux buts :  tudes approfondies de l'écoulement de décollement/recollement et évaluation de performance des modèles à prédire ce physique instationnaire complexe.

La base de donnée de l'expérience est distribuée dans le projet ANR-DIB et utilisée pour évaluer la simulation numérique. La description de l'expérience est détaillée dans l'annexe A.

Code_Saturne-le code de calcul et les modèles utilisés sont détaillés dans le chapitre 2. Dans ce chapitre, on détaille aussi des outils d'analyse. Le domaine de calcul est justifié dans le chapitre 3 avec les comparaisons basiques entre la simulation et l'expérience. Le chapitre 4 propose des comparaisons approfondies entre expérience et calcul où les structures tourbillonnaires moyennées et instantanées filtrées sont visualisées. L'évolution des structures tourbillonnaires tridimensionnelles est analysée dans le chapitre 5 à l'aide des résultats du calcul. On présentera également une étude détaillée des lien pression/vitesse et des contributions respectives des termes linéaires et quadratiques. Une synthèse et des perspectives sont discutées dans le chapitre 6.

Chapitre 2

Outils pour la simulation et l'analyse

Sommaire

2.1	Méthode numérique	28
2.1.1	Code_Saturne	28
2.1.2	Les équations traitées	28
2.1.3	Discrétisation en espace	30
2.1.4	Discrétisation en temps	36
2.1.5	Algorithme instationnaire et couplage vitesse-pression .	37
2.2	Les modèles utilisés	40
2.2.1	Modèle $k - \omega$ SST	40
2.2.2	Modèle DDES	41
2.3	Outils pour l'analyse	44
2.3.1	Critère de détection de tourbillon	44
2.3.2	Estimation stochastique	45
2.3.3	Décomposition en modes orthogonaux	47

On présente dans ce chapitre les outils utilisés ou développés au cours cette thèse. Les simulations présentées dans la suite ont été réalisées avec Code_Saturne, développé par EDF. La méthode de résolution des équations est présentée dans la première partie de ce chapitre. Les modèles de turbulence utilisés sont présentés dans la seconde partie. Enfin, la troisième partie de ce chapitre présente les outils d'analyse utilisés par la suite.

2.1 Méthode numérique

2.1.1 Code_Saturne

Code_Saturne est un code “open-source” développé par EDF (Electricité de France) et utilisé chez EDF dans beaucoup de domaines industriels comme les applications nucléaires, le génie des procédés (plasma, four de verre...), l'aérodynamique (ventilation et climatiseur, dispersion des polluants, prévu de contamination médicale...) et la combustion (four en gaz ou en charbon) ([Arc04]). Code_Saturne est conçu pour résoudre les équations de Navier-Stokes dans le cas d'écoulement 2D, 2D axisymétrique ou 3D. Le rôle des éléments est montré dans la figure 2.1. Le module principal est conçu pour des simulations d'écoulement stationnaire ou instationnaire, laminaire ou turbulent, incompressible ou dilatable, isothermique ou non. Des modules secondaires peuvent être ajoutés pour des cas avec une physique spécifique comme le traitement de suivi lagrangien des particules, le transfert radiatif, combustion de gaz, les effets électriques et l'écoulement compressible ([EDF08b]). Code_Saturne 1.0 a été validé et publié en 2001. Il a été placé sous licence GNU depuis mars 2007. La version utilisée pour nos simulations est 1.3.2.

Code_Saturne est un code parallélisé avec MPI, qui est basé sur une discrétisation de type volumes finis colocalisé sur maillage structuré ou non structuré. La discrétisation en temps est basée sur un schéma de prédiction-corrrection pour les équations de Navier-Stokes.

2.1.2 Les équations traitées

Dans ce paragraphe, on note un vecteur comme \underline{u} et un tenseur de deuxième ordre comme $\underline{\underline{\sigma}}$. L'opérateur \otimes est le produit tensoriel $(\underline{u} \otimes \underline{v})_{ij} = u_i v_j$.

Les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement s'écrivent, pour un écoulement incompressible :

$$\begin{cases} \operatorname{div}(\underline{u}) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \underline{u}) + \operatorname{div}(\rho \underline{u} \otimes \underline{u}) = \operatorname{div}(\underline{\underline{\sigma}}) \end{cases} \quad (2.1)$$

où ρ est la masse volumique de fluide, \underline{u} est la vitesse instantanée, et $\underline{\underline{\sigma}}$ est le tenseur

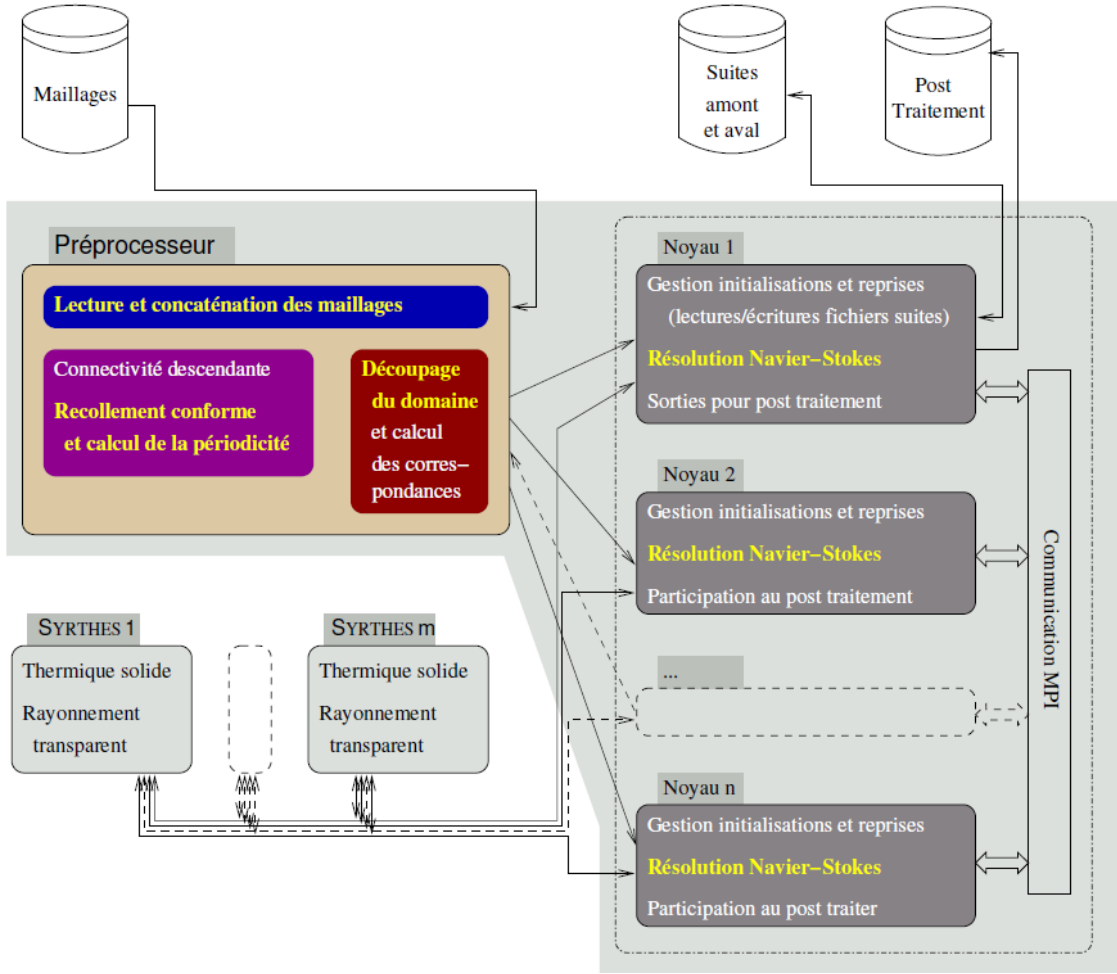


Figure 2.1 : Rôle des éléments de Code-Saturne (après EDF R&D [EDF08a])

des contraintes qui s'écrit, pour un fluide Newtonien :

$$\begin{cases} \underline{\underline{\sigma}} &= \underline{\underline{\tau}} - P\underline{\underline{I}} \\ \underline{\underline{\tau}} &= 2\mu\underline{\underline{D}} - \frac{2}{3}\mu\text{tr}(\underline{\underline{D}})\underline{\underline{I}} \\ \underline{\underline{D}} &= \frac{1}{2}(\underline{\underline{\text{grad}u}} + \underline{\underline{\text{grad}^T u}}) \end{cases} \quad (2.2)$$

où P est la pression, μ est la viscosité dynamique moléculaire.

Dans le cas d'une approche RANS, on définit un opérateur de moyenne pour une quantité ϕ (vitesse ou pression) que l'on note $\bar{\phi}$ (moyenne de Reynolds) de manière à obtenir la décomposition :

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (2.3)$$

et l'on établit les équations RANS pour les variables résolues $\bar{\phi}$.

Le moyennage des équations 2.1 conduit aux équations 2.4 où est apparu le tenseur des contraintes de Reynolds $\underline{\underline{R}} = \underline{u}' \otimes \underline{u}'$, terme inconnu qu'il convient de modéliser. De manière à abrégier les notations, on omet dans la suite l'opérateur de Reynolds et on note simplement \underline{u} pour la vitesse moyenne et P pour la pression moyenne.

$$\begin{cases} \operatorname{div}(\underline{u}) = 0 \\ \rho \frac{\partial \underline{u}}{\partial t} + \rho \operatorname{div}(\underline{u} \otimes \underline{u}) = -\underline{\underline{\operatorname{grad}}}(P) + \operatorname{div}(\underline{\underline{\tau}} - \rho \underline{\underline{R}}) \end{cases} \quad (2.4)$$

Ces équations ici sont fermées en exprimant $\underline{\underline{R}}$ par un modèle de turbulence. Les modèles RANS disponibles dans Code_Saturne sont : modèle de longueur de mélange, $k - \epsilon$, $R_{ij} - \epsilon$, $\overline{v^2} - f$, $k - \omega$ SST (Shear Stress Transport). Le modèle SST est détaillé dans la partie suivante.

Dans le cas d'une approche LES (Large Eddy Simulation), on décompose les variables instantanées au moyen d'un opérateur de filtrage, les variables filtrées étant notées $\tilde{\Phi}$. Dans le cas d'un filtre homogène, l'application de ce filtrage aux équations 2.1 conduit alors à des équations de même forme que 2.4 pour les variables $\tilde{\underline{u}}$, avec $\underline{\underline{R}}$ cette fois-ci de la forme :

$$\underline{\underline{R}} = \widetilde{\underline{u} \otimes \underline{u}} - \tilde{\underline{u}} \otimes \tilde{\underline{u}}$$

Les modèles LES disponibles dans Code_Saturne pour exprimer R sont le modèle de Smagorinsky et Smagorinsky dynamique.

2.1.3 Discrétisation en espace

Les principes de la discrétisation spatiale sont ici présentés pour une équation de transport d'un scalaire Φ , mise sous la forme générique :

$$\frac{\partial \rho \Phi}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \underline{u} \Phi) = \operatorname{div}[\Gamma \underline{\underline{\operatorname{grad}}}(\Phi)] + S^\Phi \quad (2.5)$$

Cette équation est représentative des équations pour la quantité de mouvement, ainsi que des équations de transport pour les variables turbulentes qui seront introduites dans la section suivante. On y reconnaît un terme instationnaire, un terme convectif, un terme diffusif (Γ coefficient de viscosité) et un terme source.

Etant donné un maillage fixe du domaine considéré, constitué de cellules de centre I et de volume Ω_I , le premier pas de la méthode des volumes finis consiste à intégrer cette équation sur chaque volume de contrôle (cellule) :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_I} \rho \Phi d\Omega + \int_{\Omega_I} \operatorname{div}(\rho \underline{u} \Phi) d\Omega = \int_{\Omega_I} \operatorname{div}[\Gamma \underline{\underline{\operatorname{grad}}}(\Phi)] d\Omega + \int_{\Omega_I} S^\Phi d\Omega \quad (2.6)$$

En utilisant le théorème de Gauss, on reformule cette équation en :

$$\frac{\partial \rho \Phi_I \Omega_I}{\partial t} + \int_{\partial \Omega_I} \Phi(\rho \underline{u} \cdot \underline{n}) dS = \int_{\partial \Omega_I} \Gamma \text{grad}(\Phi) \cdot \underline{n} dS + \int_{\Omega_I} S^\Phi d\Omega \quad (2.7)$$

où l'on note \underline{n} le vecteur unitaire normal à la surface $\partial \Omega_I$ entourant la cellule et où l'on note Φ_I la valeur moyenne de Φ sur la cellule, que l'on suppose localisée au centre de gravité de la cellule I .

Terme de convection

La figure 2.2 représente la configuration générale de deux cellules voisines I et J , ainsi que les notations retenues : F_{ij} est le centre de gravité de la face séparant les cellules I et J , de surface S_{ij} . O_{ij} est le point d'intersection de (IJ) avec cette face. I' et J' sont les projections de I et J respectivement sur la droite normale à la face et passant par F_{ij} .

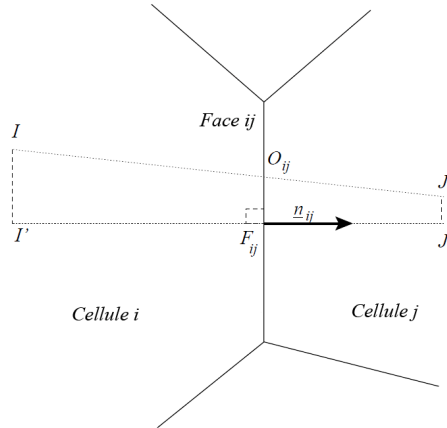


Figure 2.2 : Schéma des cellules i et j voisines

Le terme de convection est approché par la formule suivante :

$$\int_{\partial \Omega_I} \Phi(\rho \underline{u} \cdot \underline{n}) dS \simeq \sum_{J \in \text{Voisins}(I)} m_{ij} \Phi_{ij} S_{ij}$$

où l'on note $m_{ij} = (\rho \underline{u}_{ij} \cdot \underline{n}_{ij})$ le flux de masse supposé connu dans ce paragraphe, et Φ_{ij} la valeur de Φ en F_{ij} .

Le schéma de discrétisation définit la manière dont on interpole Φ en F_{ij} à partir des valeurs Φ_I et Φ_J .

Différents schéma sont disponibles dans Code_Saturne :

- Schéma décentré amont

Le schéma UDS (Upwind Differencing Scheme) est défini par :

$$\begin{aligned}\Phi_{ij} &= \Phi_I \text{ si } m_{ij} > 0 \\ &= \Phi_J \text{ si } m_{ij} < 0\end{aligned}$$

Afin d'éviter un test dans le code, on réécrit le terme convectif comme :

$$m_{ij}\Phi_{ij} = \frac{1}{2} [(m_{ij} + |m_{ij}|) \Phi_I + (m_{ij} - |m_{ij}|) \Phi_J]$$

Ce schéma simple et stable est du premier ordre en espace et introduit une diffusion numérique importante.

– *Schéma centré*

Le schéma CDS (Central Differencing Scheme) est défini par :

$$\Phi_{ij} = \alpha_{ij}\Phi_I + (1 - \alpha_{ij})\Phi_J + \text{Corr}_{\text{conv}}$$

où $\alpha_{ij} = \frac{F_{ij}J'}{I'J'}$ et où $\text{Corr}_{\text{conv}}$ est un terme de correction pour les maillages non-orthogonaux calculé comme

$$\text{Corr}_{\text{conv}} = \frac{1}{2} \left\{ [\underline{\text{grad}}(\Phi)]_I + [\underline{\text{grad}}(\Phi)]_J \right\} \cdot \underline{O_{ij}F_{ij}}$$

(la pondération $\frac{1}{2}$ dans la correction est retenue pour des raisons de stabilité numérique). Ce schéma est d'ordre deux et est préféré pour les approches LES (ou hybrides RANS/LES) qui nécessitent des schémas non diffusifs. Il peut, en revanche, poser des problèmes de stabilité numérique et générer des oscillations dans la solution si le nombre de Peclet est trop grand.

– D'autres schéma sont disponibles dans Code_Saturne. Il existe un schéma décentré amont au second ordre, et on peut également activer un test de pente, basé sur les gradients de la variable considérée, qui permet de basculer localement d'un schéma au second ordre vers le schéma UDS, afin d'éviter les oscillations.

– Après quelques tests préliminaires peu concluants utilisant ce test de pente, nous avons choisi d'implémenter un schéma TVD (Total Variation Diminishing) qui sera utilisé pour les simulations RANS et dans les régions RANS des calculs DDES (voir sections suivantes).

L'implémentation de ce schéma sur maillage non-structuré, suit celle proposée par Darwish et al. ([Dar03]), qui s'écrit, si $m_{ij} > 0$, et pour un maillage orthogonal :

$$\Phi_{ij} = \Phi_I + (1 - \alpha_{ij})\Psi(r)(\Phi_J - \Phi_I)$$

$$\text{avec } r = \frac{2 [\underline{\text{grad}}(\Phi)]_I \cdot \underline{IJ}}{\Phi_J - \Phi_I} - 1$$

Différents limiteurs peuvent être utilisés, les suivants ont été implémentés :

– minmod : $\Psi(r) = \max(0, \min(1, r))$

– van Leer : $\Psi(r) = \frac{r + |r|}{1 + |r|}$

– superbeee : $\Psi(r) = \max[0, \min(1, 2r), \min(2, r)]$

La correction pour les maillages non orthogonaux est la même que celle utilisée pour le schéma centré.

On voit que les schémas au second ordre nécessitent la connaissance des gradients au centre des cellules. Leur calcul est décrit dans les paragraphes suivants.

Terme de diffusion

Le terme de diffusion est approché par :

$$\int_{\partial\Omega_I} \Gamma \underline{\text{grad}}(\Phi) \cdot \underline{n} dS \simeq \sum_{J \in \text{Voisins}(I)} \Gamma_{ij} [\underline{\text{grad}}(\Phi)]_{ij} \cdot \underline{n}_{ij} S_{ij}$$

où $[\underline{\text{grad}}(\Phi)]_{ij} \cdot \underline{n}_{ij}$ est le gradient de Φ normal à la face, en F_{ij} . La discrétisation au second ordre retenue dans Code_Saturne est la suivante :

$$[\underline{\text{grad}}(\Phi)]_{ij} \cdot \underline{n}_{ij} \simeq \frac{\Phi_{J'} - \Phi_{I'}}{I'J'}$$

avec $\Phi_{I'} \simeq \Phi_I + [\underline{\text{grad}}(\Phi)]_I \cdot \underline{II'}$ et $\Phi_{J'} \simeq \Phi_J + [\underline{\text{grad}}(\Phi)]_J \cdot \underline{JJ'}$.

On peut donc écrire le schéma sous la forme :

$$[\underline{\text{grad}}(\Phi)]_{ij} \cdot \underline{n}_{ij} \simeq \frac{\Phi_J - \Phi_I}{I'J'} + \text{Corr}_{\Gamma_{\text{diff}}}$$

La viscosité Γ_{ij} à la face est approchée par interpolation linéaire.

Terme source

Le terme source est approché par :

$$\int_{\Omega_I} S^\Phi d\Omega \simeq S_I^\Phi \Omega_I$$

et peut, selon son expression, être décomposé en une partie explicite et une partie implicite :

$$S_I^\Phi = A_I + B_I \Phi_I$$

Calcul des gradients

La méthode dite standard utilisée dans Code_Saturne pour le calcul des gradients aux centres des cellules est basée sur la formule de Gauss :

$$\int_{\Omega_I} \underline{\text{grad}}(\Phi) d\Omega = \int_{\partial\Omega_I} \Phi \underline{n} dS$$

qui s'écrit sous forme discrète, avec les approximations utilisées plus haut :

$$\underline{\text{grad}}(\Phi) \Omega_I \simeq \sum_{J \in \text{Voisins}(I)} \Phi_{ij} \underline{n}_{ij} S_{ij}$$

Le calcul du gradient nécessite donc les valeurs aux faces, qui sont approchées, comme pour le schéma centré de la convection par :

$$\Phi_{ij} = \alpha_{ij} \Phi_I + (1 - \alpha_{ij}) \Phi_J + \frac{1}{2} \left\{ [\underline{\text{grad}}(\Phi)]_I + [\underline{\text{grad}}(\Phi)]_J \right\} \cdot \underline{O}_{ij} F_{ij}$$

On obtient alors :

$$\begin{aligned} \underline{\text{grad}}(\Phi) \Omega_I = & \sum_{J \in \text{Voisins}(I)} \left\{ \alpha_{ij} \Phi_I + (1 - \alpha_{ij}) \Phi_J + \frac{1}{2} \left\{ [\underline{\text{grad}}(\Phi)]_I \right. \right. \\ & \left. \left. + [\underline{\text{grad}}(\Phi)]_J \right\} \cdot \underline{O}_{ij} F_{ij} \right\} \underline{n}_{ij} S_{ij} \end{aligned}$$

La résolution de ce système par une méthode itérative permet d'obtenir le gradient de Φ au centre des cellules.

Conditions aux limites

Trois principaux types de conditions aux limites sont utilisés. En reprenant les notations de la figure 2.2, où S_{ij} est une face de bord (la cellule J n'existe donc pas), les valeurs aux limites sont imposées par l'intermédiaire de coefficients a_Φ et b_Φ définis pour chaque variables, en fonction de la condition imposée. La valeur de Φ en F_{ij} peut ainsi être écrite :

$$\Phi_{ij} = a_{ij}^\Phi + b_{ij}^\Phi \Phi_I$$

– *Condition de Dirichlet*

Cette condition consiste à imposer la valeur Φ_{Dir} de la variable au point F_{ij} . Elle est typiquement utilisée en entrée, à une paroi ou pour la composante de vitesse normale à un plan de symétrie. Les coefficients s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} a_{ij}^\Phi &= \Phi_{\text{Dir}} \\ b_{ij}^\Phi &= 0 \end{aligned}$$

Par exemple, on a $\Phi_{\text{Dir}} = 0$ à une paroi pour les vitesses et l'énergie cinétique turbulente k .

– *Condition de Neumann*

Cette condition consiste à imposer la valeur du flux $[\underline{\text{grad}}(\Phi)]_{ij} \cdot \underline{n}_{ij} = \underline{\text{grad}}(\Phi)_{\text{Neu}}$ de la variable à la face de bord. Elle est typiquement utilisée en sortie ou dans un plan de symétrie (ou l'on impose un gradient nul pour les variables scalaires et les vitesses tangentielles). Les coefficients s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} a_{ij}^{\Phi} &= \underline{\text{grad}}(\Phi)_{\text{Neu}} \underline{I'F}_{ij} \\ b_{ij}^{\Phi} &= 1 \end{aligned}$$

– *Condition périodique*

Cette condition est utile lorsque l'on suppose la répétition des propriétés de l'écoulement dans une direction donnée. Cette condition n'est pas implémentée comme une condition aux limites classique. Schématiquement, pour une périodicité en translation dans une direction donnée, des cellules fictives sont ajoutés de part et d'autre du domaine et les valeurs des variables sont imposées les mêmes que dans les premières et dernières cellules du domaine dans cette direction.

Résolution des équations de transport

L'équation de transport discrétisée comme décrit dans les paragraphes précédents peut alors s'écrire sous la forme :

$$\Omega_I D_I \Phi_I + \sum_{J \in \text{Voisins}(I)} \left[m_{ij} \Phi_{ij} - \Gamma_{ij} \frac{\Phi_{J'} - \Phi_{I'}}{I'J'} S_{ij} \right] = \Omega_I S_I^*$$

où D_I et S_I^* incluent les parties implicites et explicites, respectivement associées au terme instationnaire et aux termes sources.

Cette équation est résolue de manière itérative en utilisant la technique de correction différée pour le terme de convection et les corrections sur maillage non-orthogonal. Pour cela, on réécrit le terme de convection à une face sous la forme :

$$m_{ij} \Phi_{ij} = (m_{ij} \Phi_{ij})_{\text{UDS}} + [m_{ij} \Phi_{ij} - (m_{ij} \Phi_{ij})_{\text{UDS}}]$$

où $(m_{ij} \Phi_{ij})_{\text{UDS}}$ est le terme de convection à une face discrétisé avec le schéma décentré amont. L'équation résolue se met alors sous la forme (on note k l'indice de l'itération) :

$$\begin{aligned} \Omega_I D_I \Phi_I^{k+1} + \sum_{J \in \text{Voisins}(I)} \left[(m_{ij} \Phi_{ij}^{k+1})_{\text{UDS}} - \Gamma_{ij} \frac{\Phi_J^{k+1} - \Phi_I^{k+1}}{I'J'} S_{ij} \right] = \\ - \sum_{J \in \text{Voisins}(I)} \left[m_{ij} \Phi_{ij}^k - (m_{ij} \Phi_{ij}^k)_{\text{UDS}} - \Gamma_{ij} \text{Corr}_{\text{diff}}^k S_{ij} \right] + \Omega_I S_I^* \end{aligned}$$

Les termes à gauche sont implicites, en particulier $(m_{ij}\Phi_{ij}^{k+1})_{\text{UDS}}$ et la correction $m_{ij}\Phi_{ij} - (m_{ij}\Phi_{ij})_{\text{UDS}}$ (ainsi que les corrections pour les maillages non orthogonaux) est explicitée. Cette technique de correction différée renforce la stabilité du calcul et le système linéaire est résolu par l'algorithme de Jacobi. La correction différée permet également une implémentation simple d'éventuels nouveaux schémas pour la convection, ceux-ci étant traités de façon explicite au cours de ces itérations internes.

2.1.4 Discrétisation en temps

On précise ici à quelques instants sont pris les différents termes de l'équation traitée plus haut, selon le schéma en temps retenu. On note Φ^n la variable Φ au temps t^n , Φ^{n+1} la variable Φ au temps t^{n+1} , le pas de temps entre deux itérations temporelles étant noté $\Delta t = t^{n+1} - t^n$.

– Terme instationnaire

On écrit simplement pour ce terme :

$$\frac{\partial \rho \Phi_I \Omega_I}{\partial t} = \rho \Omega_I \frac{\Phi_I^{n+1} - \Phi_I^n}{\Delta t}$$

L'instant auquel seront écrit les autres termes fixe l'ordre en temps de la méthode. Pour un schéma implicite à l'ordre 1 en temps, on exprime les autres termes à l'instant t^{n+1} (Euler). Pour un schéma à l'ordre deux en temps, décrit dans la suite, on exprime les autres termes à l'instant $t^{n+\frac{1}{2}}$.

– Terme de convection

Le terme de convection discrétisé s'écrit :

$$\sum_{J \in \text{Voisins}(I)} m_{ij} \Phi_{ij}$$

Le flux de masse est traité de manière explicite, de manière à découpler les différentes équations, et un schéma d'Adams-Bashford est utilisé :

$$m_{ij}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{3}{2} m_{ij}^n - \frac{1}{2} m_{ij}^{n-1}$$

Le schéma de Crank-Nicholson est appliqué pour la variable Φ_{ij} :

$$\Phi_{ij}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (\Phi_{ij}^{n+1} + \Phi_{ij}^n)$$

– **Terme de diffusion**

Ce terme s'écrit :

$$\sum_{J \in \text{Voisins}(I)} \Gamma_{ij} [\underline{\text{grad}}(\Phi)]_{ij} \cdot \underline{n}_{ij} S_{ij}$$

La viscosité est traitée de manière explicite, un schéma d'Adams-Bashford n'étant pas souhaitable, car il peut conduire à des valeurs négatives, qui peuvent rendre le calcul instable. Un schéma de Crank-Nicholson est utilisé pour Φ . Ce terme est donc écrit comme :

$$\sum_{J \in \text{Voisins}(I)} \Gamma_{ij}^n \frac{1}{2} \left\{ [\underline{\text{grad}}(\Phi^{n+1})]_{ij} + [\underline{\text{grad}}(\Phi^n)]_{ij} \right\} \cdot \underline{n}_{ij} S_{ij}$$

– **Termes sources**

Les termes sources sont explicités, de manière à découpler les différentes équations, avec un schéma d'Adams-Bashford :

$$(S_I^\Phi)^{n+\frac{1}{2}} \simeq \frac{3}{2}(S_I^\Phi)^n - \frac{1}{2}(S_I^\Phi)^{n-1}$$

2.1.5 Algorithme instationnaire et couplage vitesse-pression

En anticipant sur la section suivante, le système d'équations à résoudre est le système est le système 2.4 complété par des équations de transport pour les variables turbulentes (k et ω dans notre cas). On réécrit ce système sous la forme suivante, où apparaît une viscosité tourbillonnaire, issue du choix d'un modèle linéaire. Pour plus de simplicité, on omet ici les équations pour les variables turbulentes.

$$\begin{cases} \text{div}(\underline{u}) = 0 \\ \rho \frac{\partial \underline{u}}{\partial t} + \rho \text{div}(\underline{u} \otimes \underline{u}) = -\underline{\text{grad}}(P) + \text{div} \left[(\mu + \mu_T)(\underline{\text{grad}}\underline{u} + \underline{\text{grad}}^T \underline{u}) \right] \end{cases}$$

L'avancée en temps se fait par un algorithme à pas fractionnaire de type SIMPLEC (voir Ferziger et al. [Fer99], Versteeg et al. [Ver95] par exemple) et est composée de trois étapes. La première étape de prédiction, consiste à résoudre les équations de quantité de mouvement, en explicitant le terme de pression, pris à l'itération précédente. Le champ de vitesse prédite n'est pas à divergence nulle. Dans la seconde étape de correction, l'incompressibilité est imposée par des corrections aux champs de vitesse et de pression déduites d'une équation de Poisson pour la pression. Les équations pour les variables scalaires (k et ω dans notre cas) sont résolues au cours de la troisième étape.

– **Etape de prédiction**

Comme expliqué plus haut, les flux convectifs sont explicités, ainsi que la viscosité totale et le terme en gradient transposé. En notant \underline{u}^* la vitesse prédite, on peut écrire l'équation de quantité de mouvement discrétisée sous la forme :

$$\begin{aligned} \rho\Omega_I \frac{1}{\Delta t} \underline{u}_I^* + \sum_{J \in \text{Voisins}(I)} \left[m_{ij} \underline{u}_{ij}^* - (\mu + \mu_T)_{ij} \frac{\underline{u}_{J'}^* - \underline{u}_{I'}^*}{I'J'} S_{ij} \right] \\ = \Omega_I \underline{S}_I^u - \Omega_I [\underline{\text{grad}}(P^e)]_I \end{aligned}$$

Ici, \underline{S}_I^u contient tous les termes explicites, et on a mis en évidence le terme de pression P^e explicité (pris à l'itération précédente). De manière à simplifier les notations dans la suite du paragraphe, on réécrit cette équation sous la forme abrégée :

$$\rho \underline{u}_I^* = \rho \widetilde{\underline{u}}_I^* - \Delta t [\underline{\text{grad}}(P^e)]_I$$

où $\widetilde{\underline{u}}_I^*$ est une pseudo-vitesse calculée à partir des termes de convection, termes de diffusion et termes sources.

– **Etape de correction**

L'équation que l'on souhaite vérifiée par \underline{u}_I^{n+1} s'écrit :

$$\begin{aligned} \rho\Omega_I \frac{1}{\Delta t} \underline{u}_I^{n+1} + \sum_{J \in \text{Voisins}(I)} \left[m_{ij} \underline{u}_{ij}^{n+1} - (\mu + \mu_T)_{ij} \frac{\underline{u}_{J'}^{n+1} - \underline{u}_{I'}^{n+1}}{I'J'} S_{ij} \right] \\ = \Omega_I \underline{S}_I^u - \Omega_I [\underline{\text{grad}}(P)]_I \end{aligned}$$

où P est pris à l'itération courante, soit en reprenant l'abréviation précédente :

$$\rho \underline{u}_I^{n+1} = \rho \widetilde{\underline{u}}_I^{n+1} - \Delta t [\underline{\text{grad}}(P)]_I$$

Par soustraction des deux dernières équations, et en négligeant les termes de convection et de diffusion (autrement dit, on néglige la variation des pseudo-vitesses), on obtient :

$$\rho \underline{u}_I^{n+1} - \rho \underline{u}_I^* = -\Delta t [\underline{\text{grad}}(\delta P)]_I$$

où l'on a noté $\delta P = P - P^e$ la correction de pression. Cette équation définit une correction pour la vitesse.

On souhaite également que \underline{u}_I^{n+1} soit à divergence nulle. Une équation de Poisson pour la correction de pression peut être déduite en prenant la divergence de cette équation et en imposant $\text{div}(\underline{u}_I^{n+1}) = 0$. L'équation obtenue peut s'écrire formellement :

$$\rho \text{div}(\underline{u}_I^{n+1}) = \rho \text{div}(\underline{u}_I^*) - \text{div}\left(\Delta t [\underline{\text{grad}}(\delta P)]_I\right) = 0$$

soit, sous forme discrète :

$$\sum_{J \in \text{Voisins}(I)} \rho \underline{u}_{ij}^{n+1} \cdot \underline{n}_{ij} = \sum_{J \in \text{Voisins}(I)} \rho \underline{u}_{ij}^* \cdot \underline{n}_{ij} - \sum_{J \in \text{Voisins}(I)} \left(\Delta t [\underline{\text{grad}}(\delta P)]_I \right)_{ij} = 0$$

Une précaution est à cependant à prendre pour la discrétisation de cette équation. Si l'on interpole les valeurs aux faces linéairement, on aboutit à une discrétisation de l'équation pour la correction de pression qui ne relie qu'un point sur deux sur un maillage cartésien, et qui peut donner lieu à des oscillations paire/impair (ou oscillations "en échiquier").

La solution classique à ce problème retenue dans Code_Saturne est la reconstruction pseudo-physique de Rhie et Chow ([Rhi83]), qui consiste en l'écriture formelle de l'équation suivante sur une face :

$$\rho \underline{u}_{ij}^{n+1} \cdot \underline{n}_{ij} = \rho \left(\widetilde{\underline{u}}_I^{n+1} \right)_{ij} \cdot \underline{n}_{ij} - \Delta t [\underline{\text{grad}}(P)]_{ij} \cdot \underline{n}_{ij}$$

où les pseudo-vitesses sont interpolées, et où le gradient de pression normal à la face est directement calculé par $[\underline{\text{grad}}(P)]_{ij} \cdot \underline{n}_{ij} = \frac{P_{J'} - P_{I'}}{I'J'}$.

En notant que l'on a négligé la variation de pseudo-vitesse, on a $\widetilde{\underline{u}}_I^{n+1} = \underline{u}_I^* + \Delta t [\underline{\text{grad}}(P^e)]_I$ et on aboutit à l'expression suivante pour le flux à une face :

$$m_{ij}^{n+1} = \rho \underline{u}_{ij}^{n+1} \cdot \underline{n}_{ij} = \rho \underline{u}_{ij}^* \cdot \underline{n}_{ij} + \Delta t \left[\underline{\text{grad}}(P^e)_{ij} \cdot \underline{n}_{ij} - \frac{P_{J'}^e - P_{I'}^e}{I'J'} - \frac{\delta P_{J'} - \delta P_{I'}}{I'J'} \right]$$

(les termes à droite de l'équation notés $(\cdot)_{ij}$ sont obtenus par interpolation).
Finalement,

$$\sum_{J \in \text{Voisins}(I)} m_{ij}^{n+1} = 0$$

constitue l'équation de Poisson résolue pour la correction de pression. Cette équation est résolue par un algorithme de gradient conjugué avec préconditionnement diagonal. C'est également cette expression des flux aux faces qui est utilisée dans l'équation de quantité de mouvement.

Dans l'écriture de la correction de vitesse, on a négligé les termes de convection et de diffusion. Pour améliorer la discrétisation temporelle de ces termes, un algorithme itératif sur les étapes de prédiction/correction peut être utilisé. Ces itérations prennent fin quand les corrections de vitesses deviennent inférieures à un seuil fixé. En pratique, si le pas de temps est suffisamment petit, peu d'itérations sont nécessaires.

– Résolution des équations pour les scalaires

La troisième étape consiste en la résolution des équations pour les scalaires, c'est à dire dans notre cas pour les variables k et ω . Les flux de masse sont réactualisés pour cette étape. Ces équations sont décrites dans la section suivante.

2.2 Les modèles utilisés

Dans cette section, on complète les équations présentées dans la section précédente avec les modèles de turbulence utilisés. Pour notre cas, on s'intéresse aux modèles $k - \omega$ SST (URANS) et DDES (Hybride RANS/LES). Le modèle $k - \omega$ SST est déjà disponible dans `code_Saturne`. Le modèle DDES a été implémenté dans le code en modifiant le modèle $k - \omega$ SST.

2.2.1 Modèle $k - \omega$ SST

Le modèle $k - \omega$ SST (Shear Stress Transport) développé par Menter et al. ([Men03]) est un modèle linéaire à deux équations de type RANS (Reynolds Average de Navier-Stokes). Il associe le modèle $k - \omega$ de Wilcox ([Wil94]) dans la région intérieure de la couche limite et $k - \epsilon$ de Jones et al. ([Jon73]) à l'extérieur. Ce modèle tire ainsi bénéfice de la bonne prédiction de l'écoulement en proche paroi du modèle $k - \omega$, et de la faible influence du modèle $k - \epsilon$ vis-à-vis des conditions aux limites sur les variables turbulentes. Une modification de l'expression de la viscosité turbulente par rapport à un modèle $k - \omega$ améliore également la prédiction d'écoulements en présence de fort gradient de pression adverse ([Men92]).

La fermeture des équations 2.4 par le modèle $k - \omega$ SST est faite en utilisant l'hypothèse de viscosité turbulente $\rho \underline{R} = \frac{2}{3} \rho \underline{I} - \mu_t \underline{D}$ et en résolvant des équations pour k et ω avec :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i k)}{\partial x_i} = P_k^* - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i \omega)}{\partial x_i} = \alpha \rho S^2 - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_{\omega 1} \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] \quad (2.9)$$

$$+ 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}$$

où F_1 est une fonction de pondération entre le modèle $k - \epsilon$ et le modèle $k - \omega$, qui s'écrit :

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}; \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right); \frac{4 \rho \sigma_{\omega 2} k}{y^2 \hbar_{k\omega}} \right] \right\}^4 \right\} \quad (2.10)$$

avec $\tilde{h}_{k\omega} = \max\left(2\rho\sigma_{\omega^2}\frac{1}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_i}\frac{\partial \omega}{\partial x_i}; 10^{-10}\right)$ et y est la distance de la paroi la plus proche. $F_1 = 0$ au loin des parois ($k - \epsilon$) et $F_1 = 1$ à l'intérieur des couches limites ($k - \omega$).

La viscosité turbulente est définie comme $\nu_t = \frac{\mu_t}{\rho} = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; \Omega F_2)}$ où Ω est le gradient de la vitesse normale à la paroi ($\partial u / \partial y$) et F_2 est une deuxième fonction de pondération :

$$F_2 = \tanh \left\{ \left[\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}; \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \right]^2 \right\} \quad (2.11)$$

Le terme de production de k s'écrit $P_k = \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$. Un limiteur de production est utilisé pour éviter une génération de turbulence dans les régions de stagnation.

$$P_k^* = \min(P_k; 10\beta^* \rho k \omega) \quad (2.12)$$

Les constantes sont déduites de la pondération des modèles $k - \epsilon$ et $k - \omega$ via $\alpha = \alpha_1 F_1 + \alpha_2 (1 - F_1)$.

On a : $\beta^* = 0.09$, $\alpha_1 = 5/9$, $\beta_1 = 3/40$, $\sigma_{k1} = 0.85$, $\sigma_{\omega1} = 0.5$, $\alpha_2 = 0.44$, $\beta_2 = 0.0828$, $\sigma_{k2} = 1$, $\sigma_{\omega2} = 0.856$.

Le modèle $k - \omega$ SST est implémenté dans Code_Saturne. Ce modèle a principalement été utilisé en début de thèse pour justifier la taille du domaine de simulation en 2D.

2.2.2 Modèle DDES

Le modèle DDES (Delayed Detached Eddy Simulation) qui a été utilisé pour les simulations 3D de l'écoulement est présenté dans ce paragraphe. La DES, introduite par Spalart et al. ([Spa97]) est une des méthodes hybrides RANS/LES les plus utilisées actuellement. Depuis les années 90, de nombreuses approches instationnaires ont été proposées et développées. Sans être exhaustif, on peut citer l'approche VLES (Very Large Eddy Simulation) (Speziale [Spe98]), SAS (Scale Adaptive Simulation) (Menter et al. [Men10]), PANS (Partially Averaged Navier-Stokes) (Girimaji et al. [Gir06]), PITM (Partially Integrated Transport Model) (Schiestel et al. [Sch05], Fadai-Ghotbi et al. [Fad10a]) ou TPITM (Fadai-Ghotbi et al. [Fad10b]), ou encore OES (Organised Eddy Simulation) (Dervieux et al. [Der98], Bourguet et al. [Bou08b]). Ces méthodes visent à pallier les inconvénients des approches RANS et LES, par une hybridisation de ces deux approches. Typiquement, on cherche à modéliser les régions de décollement par une approche LES, où les modèles RANS sont peu performants, et à modéliser les régions proche paroi avec une approche

RANS, de manière à lever les difficultés liées aux coût de calcul de la LES pour des nombres de Reynolds élevés. Une autre motivation du développement de ces méthodes est le besoin croissant de données instationnaires (et donc d'approches à résolution partielle des fluctuations turbulentes) à des nombres de Reynolds élevés, notamment pour des problèmes d'acoustique, ou encore pour des problèmes d'interaction fluide-structure.

L'implémentation relativement simple d'un modèle DES, ainsi que les bons résultats obtenus sur diverses configurations d'écoulements massivement décollés, explique la popularité de cette approche. Le principe de base est la modification d'une échelle de longueur d'un modèle RANS, dans les régions où le maillage est supposé suffisamment fin pour permettre une résolution partielle des fluctuations turbulentes (approche LES). Le premier modèle DES (Detached Eddy Simulation) introduit par Spalart et al. ([Spa97]) était basé sur le modèle de Spalart-Allmaras ([Spa92]). Cette approche a ensuite été développée pour d'autres modèles RANS. En particulier, un modèle DES basé sur le $k - \omega$ SST a été proposé par Menter et al. ([Men03]).

Partant d'un modèle RANS, une simple modification est apportée : ajouter un limiteur sur l'échelle de longueur d du modèle RANS. Spalart et al. ([Spa97]) remplacent l'échelle d du modèle [Spa92] (cette échelle est dans ce cas simplement la distance à la paroi, qui intervient dans le terme de destruction de l'équation pour $\widetilde{\nu}_T$) par \widetilde{d} défini comme :

$$\widetilde{d} = \min(d; C_{\text{DES}}\Delta) \quad (2.13)$$

où Δ est représentatif de la taille de maille locale, et est défini par $\Delta = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$.

Menter et al. ([Men03]) modifie de manière similaire le terme de dissipation dans l'équation pour k (équation 2.8) en considérant l'échelle de longueur $d = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\epsilon} = \frac{k^{\frac{1}{2}}}{\beta^*\omega}$. Le terme de dissipation de l'équation pour k est ainsi modifié comme : .

$$\begin{aligned} \rho\epsilon &= \beta^* \rho k \omega \rightarrow \beta^* \rho k \omega F_{\text{DES}} \\ F_{\text{DES}} &= \max\left(\frac{d}{C_{\text{DES}}\Delta}; 1\right) \end{aligned} \quad (2.14)$$

L'objectif est le suivant : dans les régions de couche limite attachée, où d est petit devant $C_{\text{DES}}\Delta$ (les maillages de type RANS dans les couches limites sont typiquement constitués de cellules assez allongées dans la direction de l'écoulement), la formulation du modèle est identique à celle du modèle RANS. Dans les régions décollées où d prend des valeurs importantes, le terme de destruction de k se voit augmenté, réduisant ainsi les valeurs de ν_T et conduisant à une résolution de type LES. Le coefficient qui prend généralement une valeur de $C_{\text{DES}} \simeq 0.6$ peut être dépendant du code utilisé et des schémas numériques adoptés est en général calibré

par des simulations de turbulence isotrope décroissante. Dans notre cas, ce test a été réalisé avec Code_Saturne, et une valeur appropriée de 0.6 s'est vu confirmée.

Un des problèmes de la formulation originale de la DES a été mis en évidence par Menter et al. ([Men03]). Il s'avère que si le maillage est trop raffiné dans une couche limite dans la direction de l'écoulement, et suffisamment fin pour activer le passage en mode LES, mais pas suffisamment fin pour permettre la résolution de fluctuations turbulentes, il peut s'en suivre une réduction des contraintes turbulentes globales qui provoque des décollements anticipés (Grid Induced Separation). Menter et al. ([Men03]) ont proposé une modification de la formulation basée sur le modèle SST, en réécrivant F_{DES} dans l'équation 2.14 comme :

$$\tilde{F}_{\text{DES}} = \max \left[\frac{d}{C_{\text{DES}}\Delta} (1 - F_{\text{SST}}); 1 \right] \quad (2.15)$$

où $F_{\text{SST}} = F_2$. Cette formulation protège ainsi la région RANS dans la couche limite. Par la suite, Spalart et al. ([Spa06]) ont développé une formulation applicable à tout modèle RANS en utilisant une fonction f_d inspirée du modèle de Spalart-Allmaras ([Spa92]). L'échelle de longueur DES, qui se substitue à d dans un modèle RANS, est ainsi définie par :

$$\begin{aligned} \tilde{d} &= d - f_d \max(0; d - C_{\text{DES}}\Delta) \\ f_d &= 1 - \tanh [(8r_d)^3] \end{aligned} \quad (2.16)$$

$$r_d = \frac{\nu_t + \nu}{\sqrt{U_{i,j}U_{j,i}}\kappa^2 d^2}$$

Dans les couches limites $f_d = 0$ protège le modèle RANS et la limite $f_d = 1$ autorise le passage en mode LES. La variation de f_d entre 0 et 1 est influencée par le paramètre r_d donc influencée par la physique d'écoulement (viscosité turbulente) et ainsi réduit l'influence du maillage. Ce paramètre va à 1 dans la couche logarithmique et à 0 vers le bord de couche limite. Cette formulation, qui retarde le passage en mode LES, a été dénommée DDES pour Delayed Detached Eddy Simulation.

Un problème inhérent à la DES et commun à d'autres approches hybrides est la zone "grise" identifiée comme la région de transition entre une zone RANS pure et une zone en mode LES pure. Dans cette région de transition, les contraintes modélisées par un modèle RANS doivent être "remplacées" par la résolution de fluctuations turbulentes. Si les instabilités naturelles de l'écoulement ne se développent pas rapidement, on peut observer une région assez étendue où le modèle n'est ni franchement RANS, ni franchement LES, et où le développement des instabilités est retardé. Spalart et al. ([Spa06]) observe cependant que la zone grise

dans leur simulation DDES sur une configuration de marche descendante est assez étroite, et le modèle prévoit très bien le coefficient de frottement par rapport à l'expérience.

Comme précédemment indiqué, dans `code_Saturne`, le modèle implémenté et utilisé par la suite est basé sur le modèle SST. Le terme de dissipation dans l'équation pour k est modifié comme indiqué plus haut, et l'échelle de longueur \tilde{d} est celle proposée par Spalart et al. ([Spa06]).

Il est à noter qu'une hybridation du schéma numérique pour la convection a également été implémenté. L'hybridation de ce schéma, directement reprise de Travin et al. ([Tra00]), conduit à utiliser un schéma TVD dans les régions RANS et un schéma centré dans les régions LES. Des tests en turbulence isotrope décroissante ont validé l'implémentation de ce schéma, qui n'altère pas les régions LES.

2.3 Outils pour l'analyse

Dans cette section, les outils pour l'analyse de l'écoulement sont présentés. D'abord, on présente un critère de détection de tourbillon (critère Q). Ensuite, des outils d'estimation de l'écoulement seront étudiés (Estimation stochastique). Enfin, on présente des outils pour filtrer l'écoulement turbulent (POD et mSSA).

2.3.1 Critère de détection de tourbillon

Il n'existe actuellement pas de définition unique d'une structure tourbillonnaire et on trouve dans la littérature différents critères. Un critère très couramment utilisé, et que nous utiliserons par la suite est le critère Q , défini par Hunt & al. ([Hun88]), qui identifie comme structures tourbillonnaire les régions la région de l'écoulement où la rotation (partie antisymétrique du tenseur gradient de vitesse) domine la déformation (partie symétrique du tenseur gradient de vitesse). La quantité Q est définie comme :

$$Q = \Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij} = -U_{i,j}U_{j,i} > 0 \quad (2.17)$$

où $\Omega_{ij} = \frac{1}{2}(U_{i,j} - U_{j,i})$ est la rotation et $S_{ij} = \frac{1}{2}(U_{i,j} + U_{j,i})$ est la déformation et l'on identifie les structures tourbillonnaire comme les régions de l'écoulement où $Q > 0$. En pratique, beaucoup d'auteurs utilisent un seuil non nul et identifient les structures tourbillonnaires comme les régions où $Q > Q_{\text{seuil}}$.

Ce critère est également le terme source de l'équation de Poisson pour la pression qui peut être écrite en prenant la divergence de l'équation pour la quantité de

mouvement (en écoulement incompressible).

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial (U_i U_j)}{\partial x_j} \right] = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(-\frac{\partial P}{\rho \partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \right) \\ \frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \end{array} \right. \quad (2.18)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial^2 P}{\partial x_i \partial x_i} = -\rho \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} = \rho Q \text{ ou } \nabla^2 P = \rho Q$$

On attend ainsi un minimum local de pression P dans une région $\nabla^2 P > 0$, c'est à dire dans les régions où $Q > 0$.

Bien que Q soit le critère principalement retenu dans cette thèse, on trouve dans la littérature d'autres critères basés sur le gradient de vitesse tels que λ_2 (Jeong et al. [Jeo95]), le swirling strength λ_{ci} (Zhou et al. [Zho99]). Existent également les critères Γ_1 et Γ_2 (Michard et al. [Mic04], Graftieaux et al. [Gra01], Vollmers [Vol01]), et M_z (basé sur l'étirement) discuté par Haller ([Hal05], [Hal00a], [Hal00b]).

2.3.2 Estimation stochastique

L'estimation stochastique, introduite par Adrian et al. ([Adr87]), vise à estimer la moyenne conditionnelle $\langle u|E \rangle$ d'une quantité u sachant un événement E (dans le cas général, E peut être un ensemble d'événement), que l'on note $\langle u|E \rangle$. Comme le montre [Adr87], la moyenne conditionnelle $\langle u|E \rangle$ est également la meilleure estimation de u sachant E , donc les problèmes d'estimation de u ou de $\langle u|E \rangle$ en fonction de E sont équivalents. Dans notre cas, u sera un champs de la vitesse et E sera soit la pression pariétale soit la vitesse en un ou plusieurs points. Si u et E sont des variables aléatoires gaussienne ("joint-normal"), $\langle u|E \rangle$ est une fonction linéaire de E . En général, cette condition n'est pas satisfaite mais on utilise cette approximation pour estimer $\langle u|E \rangle$ sous la forme d'une combinaison linéaire des évènements E_i ($i = \overline{1, M}$ où M est nombre d'évènement pour la combinaison). C'est aussi la troncature au premier ordre de l'extension de $\langle u|E \rangle$ en série de Taylor à $E = 0$. On l'appelle estimation stochastique linéaire (LSE). En notant \tilde{u} la vitesse estimée en un point donné, on écrit :

$$\tilde{u} = \sum_{i=1}^M L_i E_i \quad (2.19)$$

Les coefficients L_i de cette approximation linéaire sont choisis pour minimiser l'erreur d'estimation.

$$\left\langle \left(\langle u|E \rangle - \sum_{i=1}^M L_i E_i \right)^2 \right\rangle \rightarrow \min \quad (2.20)$$

En suivant le principe d'orthogonalité, la minimisation dans 2.20 implique que $\sum_{i=1}^M L_i E_i$ est la projection de u dans l'espace engendré par $\{E_i\}$. On cherche l'extremum en résolvant les équations :

$$\frac{\partial}{\partial L_j} \left\langle \left(\langle u|E \rangle - \sum_{i=1}^M L_i E_i \right)^2 \right\rangle_{j=\overline{1,M}} = 0 \quad (2.21)$$

On déduit :

$$\left\langle \left(\langle u|E \rangle - \sum_{i=1}^M L_i E_i \right) E_j \right\rangle_{j=\overline{1,M}} = 0 \quad (2.22)$$

Enfin, M coefficients L_i sont la solution d'un système de M équations

$$\sum_{i=1}^M \langle E_i E_j \rangle L_i = \langle E_j u \rangle \quad (2.23)$$

où $j = \overline{1, M}$

Si la troncation de la série de Taylor est au deuxième ordre, on obtient l'estimation stochastique quadratique (QSE)

$$\langle u|E \rangle = \sum_{i=1}^M L_i E_i + \sum_{i,j=1}^M Q_{ij} E_i E_j \quad (2.24)$$

On cherche la minimisation de l'erreur de l'estimation

$$\left\langle \left(\langle u|E \rangle - \sum_{i=1}^M L_i E_i - \sum_{i,j=1}^M Q_{ij} E_i E_j \right)^2 \right\rangle \rightarrow \min \quad (2.25)$$

Donc

$$\frac{\partial}{\partial L_k} \left\langle \left(\langle u|E \rangle - \sum_{i=1}^M L_i E_i - \sum_{i,j=1}^M Q_{ij} E_i E_j \right)^2 \right\rangle_{k=\overline{1,M}} = 0 \quad (2.26a)$$

$$\frac{\partial}{\partial Q_{mn}} \left\langle \left(\langle u|E \rangle - \sum_{i=1}^M L_i E_i - \sum_{i,j=1}^M Q_{ij} E_i E_j \right)^2 \right\rangle_{m,n=\overline{1,M}} = 0 \quad (2.26b)$$

$M+M^2$ coefficients L_i et Q_{ij} sont la solution d'un système de $M+M^2$ équations :

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^M \langle E_i E_k \rangle L_i + \sum_{i,j=1}^M Q_{ij} \langle E_i E_j E_k \rangle & = \langle u E_k \rangle \\ \sum_{i=1}^M \langle E_i E_m E_n \rangle L_i + \sum_{i,j=1}^M Q_{ij} \langle E_i E_j E_m E_n \rangle & = \langle u E_m E_n \rangle \end{cases} \quad (2.27)$$

où $k, m, n = \overline{1, M}$

Les références des méthodes LSE et QSE sont détaillées dans les études d'Adrian et al. ([Adr87], [Adr94]) ou dans le livre de Tropea et al. ([Tro07]).

D'un point de vue pratique, la LSE peut s'écrire sous la forme matricielle

$$\tilde{U}_{N_u \times N_t} = L_{N_u \times N_e} E_{N_e \times N_t} \quad (2.28)$$

où \tilde{U} est l'estimation stochastique linéaire de U , matrice dans laquelle sont regroupées les données à estimer. N_u est le nombre de points dans un domaine Ω_u où l'on veut estimer u et N_t est le nombre d'instants ou d'événements considérés. N_e conditions sont utilisées (typiquement la pression prise en N_e points).

Le système 2.23 s'écrit sous la forme matricielle 2.29 :

$$U_{N_u \times N_t} E_{N_t \times N_e}^T = L_{N_u \times N_e} E_{N_e \times N_t} E_{N_t \times N_e}^T \quad (2.29)$$

où l'on reconnaît $E_{N_e \times N_t} E_{N_t \times N_e}^T$ la matrice des corrélations $\langle E_i E_j \rangle$ et où $U_{N_u \times N_t} E_{N_t \times N_e}^T$ est la matrice des corrélations $\langle E_j u \rangle$.

Une propriété intéressante est que $\tilde{U} E^T = U E^T$ qui montre que \tilde{u} peut être vue comme la partie de u corrélée à E .

Les coefficients sont donc calculés en résolvant le système linéaire 2.29, ce qui s'écrit :

$$L_{N_u \times N_e} = [U E^T]_{N_u \times N_e} [E E^T]_{N_e \times N_e}^{-1} \quad (2.30)$$

2.3.3 Décomposition en modes orthogonaux

Les écoulements turbulents présentent une large gamme d'échelles en interaction. c'est particulièrement le cas des écoulements décollés/recollés que l'on étudie ici. Afin de faciliter l'analyse de cette physique complexe, on utilise la méthode de décomposition en modes propres orthogonaux (POD) présentée dans ce paragraphe.

Approche la décomposition

Dans un souci de clarté, on considère ici des fonctions scalaires définies sur un domaine S et l'on définit un produit scalaire :

$$|f, g| = \int_S f(x)g(x)dx \quad (2.31)$$

la norme associée est écrite :

$$\|f\| = |f, f|^{1/2} \quad (2.32)$$

A partir de données $u(x, t)$, on cherche la fonction $\phi(x)$ qui “ressemble le plus à $u(x, t)$ en moyenne” (la moyenne est ici symbolisée par $\langle \rangle$). Mathématiquement on cherche une fonction satisfaisant la condition suivante

$$\max_{\psi} \frac{\langle |u, \psi| \rangle}{\|\psi\|^2} = \frac{\langle |u, \phi| \rangle}{\|\phi\|^2} \quad (2.33)$$

On montre que la condition de l'équation 2.33 est satisfaite si ϕ est la fonction propre du tenseur de corrélation de deux points :

$$\int_S \langle u(x, t)u(x', t) \rangle \phi(x')dx' = \lambda\phi(x) \quad (2.34)$$

où λ est la plus grande valeur propre. Le tenseur des corrélations étant symétriques, les valeurs propres sont toutes positives ou nulles. Si S est borné, il y a une infinité de solutions de l'équation 2.34, écrites $\{\phi_i\}$ et normalisées telles que $\|\phi_i\| = 1$. Ces fonctions sont orthogonales, on a : $(\phi_i, \phi_j)_{i \neq j} = 0$ (des fonctions différentes sont décorrélées). Ainsi, la décomposition diagonale du tenseur des corrélations en deux points s'écrit :

$$\langle u(x, t)u(x', t) \rangle = \sum_i \lambda_i \phi_i(x)\phi_i(x') \quad (2.35)$$

L'intégrale de l'équation 2.35 dans le domaine S avec $x = x'$ conduit à exprimer l'énergie de u comme :

$$E = \langle \|u(x, t)\|^2 \rangle = \sum_i \lambda_i \quad (2.36)$$

Ainsi, chaque valeur propre λ_i porte un niveau d'énergie. Les valeurs propres étant classées par ordre décroissant, l'opération de filtrage consiste à négliger les petits λ_i et reconstruire les champs en projetant les champs originaux sur les N_m fonctions qui portent le plus d'énergie. $u(x, t)$ peut ainsi être reconstruit comme :

$$u(x, t) = \sum_{i=1}^{N_m} a_i(t)\phi_i(x) \quad (2.37)$$

où les coefficients aléatoires (fonction de t) sont désuets de :

$$a_i(t) = |u(x, t), \phi_i(x)| \quad (2.38)$$

L'orthogonalité des fonctions propres nous assure la décorrélation des coefficients aléatoires en t

$$\langle a_i(t)a_j(t) \rangle = \begin{cases} \lambda_i & \text{si } i = j \\ 0 & \text{si } i \neq j \end{cases} \quad (2.39)$$

La théorie de la décomposition est détaillée dans les études de Berkooz et al. ([Ber93]).

Approche numérique

La présentation qui suit est basée sur les études de Manhart et al. ([Man93]) ou de Smith et al. ([Smi05]).

Le problème est de chercher les modes orthogonaux et les coefficients aléatoires pour une variable $u(X, t)$ où X est un point dans le domaine S discrétisé en N_s points, t ici correspond à un instant parmi N_t échantillons. La décomposition s'écrit :

$$u(X, t) = \sum_{i=1}^{N_m} a_i(t)\phi_i(X) \quad (2.40)$$

ou sous forme matricielle :

$$\mathbf{U}_{N_t \times N_s} = \mathbf{A}_{N_t \times N_m} \Phi_{N_m \times N_s} \quad (2.41)$$

où l'on note :

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} u(X_1, t_1) & \cdots & u(X_{N_s}, t_1) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ u(X_1, t_{N_t}) & \cdots & u(X_{N_s}, t_{N_t}) \end{bmatrix}_{N_t \times N_s} \quad (2.42)$$

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} a_1(t_1) & \cdots & a_{N_m}(t_1) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_1(t_{N_t}) & \cdots & a_{N_m}(t_{N_t}) \end{bmatrix}_{N_t \times N_m} \quad (2.43)$$

$$\Phi = \begin{bmatrix} \phi_1(X_1) & \cdots & \phi_1(X_{N_s}) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \phi_{N_m}(X_1) & \cdots & \phi_{N_m}(X_{N_s}) \end{bmatrix}_{N_m \times N_s} \quad (2.44)$$

Les coefficients aléatoires sont décorrélés :

$$\frac{1}{N_t} \mathbf{A}^T \mathbf{A} = \Lambda \quad (2.45)$$

Λ est la matrice diagonale des valeurs propres :

$$\Lambda = \begin{bmatrix} \lambda_1 & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & \lambda_{N_m} \end{bmatrix}_{N_m \times N_m} \quad (2.46)$$

L'orthogonalité des modes s'écrit :

$$\Phi G \Phi^T = I \quad (2.47)$$

où I est la matrice unité, G est une matrice diagonale de masse qui tient compte du volume des mailles du domaine S .

$$G = \begin{bmatrix} g_1 & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & g_{N_s} \end{bmatrix}_{N_s \times N_s} \quad (2.48)$$

Méthode directe

On obtient les déductions suivantes :

$$U = A\Phi \Rightarrow A = UG\Phi^T \quad (2.49)$$

$$U^T = \Phi^T A^T \Rightarrow \underbrace{\frac{1}{N_t} U^T U G \Phi^T}_{\mathbb{R}_{N_s \times N_s}} = \Phi^T \Lambda \quad (2.50)$$

Donc Λ et Φ sont les valeurs propres et les vecteurs propres respectivement de R . Dans ce cas $N_m = N_s$. Une fois le problème aux valeurs propres résolu, on peut calculer A à partir de l'équation 2.49.

Méthode snapshot

Si $N_t < N_m$, on préfère utiliser une autre approche pour réduire le coût de calcul.

$$U = A\Phi \Rightarrow \Phi = \frac{1}{N_t} \Lambda^{-1} A^T U \quad (2.51)$$

$$\begin{aligned} U = A\Phi &\Rightarrow A = UG\Phi^T \\ &\Rightarrow A\Lambda = \frac{1}{N_t} UG\Phi^T A^T A \\ &\Rightarrow A\Lambda = \underbrace{\frac{1}{N_t} UGU^T}_{\mathbb{C}_{N_t \times N_t}} A \end{aligned} \quad (2.52)$$

Donc Λ et A sont les valeurs propres et les vecteurs propres respectivement de C . Dans ce cas $N_m = N_t$. Une fois ce problème résolu, on peut calculer Φ à partir de l'équation 2.51.

POD étendue

Le champs u peut être reconstruit une fois que l'on a obtenu les modes orthogonaux et les coefficients aléatoires :

$$\tilde{U}_{N_t \times N_s} = A_{N_t \times N_m} \Phi_{N_m \times N_s} \quad (2.53)$$

où $\tilde{U} = U$ si la reconstruction prend tous les modes ($N_m = N_s$ pour la méthode directe ou $N_m = N_t$ pour la méthode snapshot).

En suivant Maurel et al. [Mau01], ces modes peuvent être étendus en utilisant l'équation 2.51 du domaine S à un domaine Ω de N_e points qui contient ou non le domaine S :

$$\Phi^e = \frac{1}{N_t} \Lambda^{-1} A^T V \quad (2.54)$$

Ici, $V_{N_t \times N_e}$ contient des données $v(X, t)$ (v peut être une variable physique différente de u). Une fois les modes étendus calculés, une reconstruction du champs v peut s'écrire :

$$\tilde{V}_{N_t \times N_e} = A_{N_t \times N_m} \Phi_{N_m \times N_e}^e \quad (2.55)$$

On montre les propriétés suivantes. Si la reconstruction est faite avec tous les modes, on montre que la partie $V' = V - \tilde{V}$ est décorrélée à U :

$$\begin{aligned} U^T V' &= U^T V - U^T \tilde{V} \\ &= \Phi^T A^T V - U^T A \Phi^e \\ &= N_t \Phi^T \Lambda \Phi^e - \Phi^T A^T A \Phi^e \\ &= N_t \Phi^T \Lambda \Phi^e - N_t \Phi^T \Lambda \Phi^e \\ &= 0 \end{aligned} \quad (2.56)$$

V' est également décorrélée aux coefficients aléatoires :

$$\begin{aligned} A^T V' &= A^T V - A^T \tilde{V} \\ &= N_t \Lambda \Phi^e - A^T A \Phi^e \\ &= 0 \end{aligned} \quad (2.57)$$

et donc V' et \tilde{V} sont décorrélés :

$$\tilde{V}^T V' = \Phi^{eT} A^T V' = \Phi^{eT} 0 = 0 \quad (2.58)$$

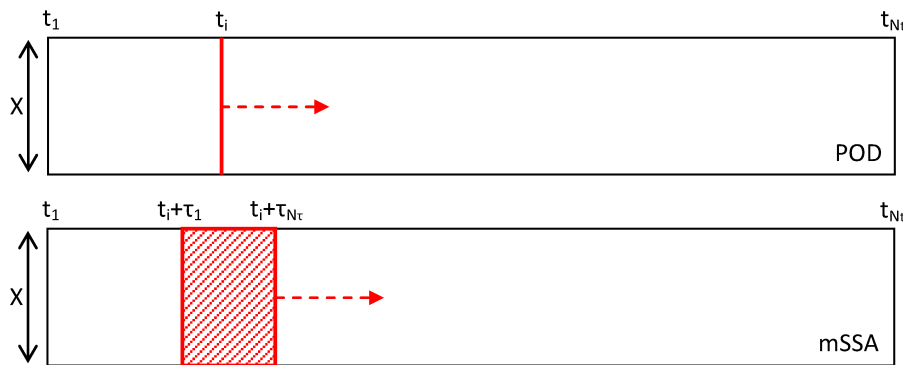


Figure 2.3 : Format de la matrice de donnée U pour POD (en haut) et mSSA (en bas)

L'énergie de V peut donc être décomposée en une partie due à la reconstruction, l'autre à la partie décorrélée.

$$\begin{aligned}
 \underbrace{V^T V}_{\text{Totale}} &= (V' + \tilde{V})^T (V' + \tilde{V}) \\
 &= \underbrace{V'^T V'}_{\text{Partie non-corrélée}} + \underbrace{V'^T \tilde{V}}_{=0} + \underbrace{\tilde{V}^T V'}_{=0} + \underbrace{\tilde{V}^T \tilde{V}}_{\text{Partie reconstruite}} \\
 &= V'^T V' + \Phi^e T \Lambda^T \Lambda \Phi^e \\
 &= V'^T V' + N_t \Phi^e T \Lambda \Phi^e
 \end{aligned} \tag{2.59}$$

Dans le cas d'une reconstruction avec tous les modes, Borée ([Bor03]) a montré la stricte équivalence entre EPOD et LSE.

SSA

La méthode SSA (Singular Spectrum Analysis) a été proposée par Broomhead ([Bro86]) et est appliquée dans les domaines de géophysique (Aires et al. [Air02]), biomécaniques (Alonso et al. [Alo05]) ou de météorologies (Hsieh [Hsi04]). L'algorithme de cette méthode est expliqué dans les études de Harris et al. ([Har10]). Cette méthode est très proche de la méthode POD dans la mesure où l'on cherche des bases orthogonales, mais cette fois-ci pour un signal temporel. Alors que la POD considère un signal en N_x différentes positions spatiales pour former une matrice $U_{N_t \times N_x}$ comme explicité dans l'équation 2.42, la méthode SSA considère N_τ différents instants pour former une matrice $U_{N_t \times N_\tau}$:

$$U = \begin{bmatrix} u(t_1 + \tau_1) & \cdots & u(t_1 + \tau_{N_\tau}) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ u(t_{N_t} + \tau_1) & \cdots & u(t_{N_t} + \tau_{N_\tau}) \end{bmatrix}_{N_t \times N_\tau} \tag{2.60}$$

Comme pour la POD, les modes sont calculés comme les vecteurs propres de

$$\frac{1}{N_t} \mathbf{U}^T \mathbf{U}.$$

De manière à avoir un filtrage plus global, une version multi-canaux a également été développée (mSSA pour Multichannel Singular Spectrum Analysis). Dans cette version, on ne considère plus un seul signal u , mais N_d signaux différents $u_{1 \div N_d}$ (par exemple deux composants de vitesse u et v) en N_x différentes positions $X_{1 \div N_x}$ sur une durée τ dans chaque lignes de la matrice \mathbf{U} .

$$\mathbf{U}_{i=1 \div N_t} = \begin{bmatrix} u_1(X_1, t_i + \tau_1) \\ \vdots \\ u_{N_d}(X_1, t_i + \tau_1) \\ \vdots \\ u_1(X_{N_x}, t_i + \tau_1) \\ \vdots \\ u_{N_d}(X_{N_x}, t_i + \tau_1) \\ \vdots \\ \vdots \\ u_1(X_1, t_i + \tau_{N_\tau}) \\ \vdots \\ u_{N_d}(X_1, t_i + \tau_{N_\tau}) \\ \vdots \\ \vdots \\ u_1(X_{N_x}, t_i + \tau_{N_\tau}) \\ \vdots \\ u_{N_d}(X_{N_x}, t_i + \tau_{N_\tau}) \end{bmatrix}^T \quad (2.61)$$

$N_u = N_d \times N_x \times N_\tau$

La figure 2.3 illustre la manière dont sont organisées les données dans la matrice \mathbf{U} . Pour la POD, \mathbf{U} est formée en balayant une ligne de données en différents X selon le temps sur une durée $t_1 \div t_{N_t}$. Pour la mSSA, \mathbf{U} est formée en balayant en temps un pavé de données prises en différents points X en différents temps $\tau_1 \div \tau_{N_\tau}$.

Le principe de la décomposition est ensuite le même que pour la POD :

$$\mathbf{U}_{N_t \times N_u} = \mathbf{A}_{N_t \times N_m} \Phi_{N_m \times N_u} \quad (2.62)$$

où Φ sont les vecteurs propres de $\frac{1}{N_t} \mathbf{U}^T \mathbf{U}$ (mSSA direct) et \mathbf{A} sont les vecteurs propres de $\mathbf{U} \mathbf{U}^T$ (mSSA snapshot). Chaque mode porte un niveau d'énergie λ (valeurs propres de $\frac{1}{N_t} \mathbf{U}^T \mathbf{U}$).

On peut, de la même manière que dans l'EPOD, étendre ces modes pour estimer une variable v . Les modes étendus sont calculés sur un domaine contenant N_e points avec :

$$\Phi_{N_m \times N_e}^e = \frac{1}{N_t} \Lambda^{-1} \mathbf{A}_{N_m \times N_t}^T \mathbf{V}_{N_t \times N_e} \quad (2.63)$$

Un problème qui se pose alors dans le processus d'extension est de choisir l'instant de la fenêtre temporelle τ_e auquel on estime v .

$$V_{i=1 \div N_t} = \begin{bmatrix} u_1(X_1, t_i + \tau_e) \\ \vdots \\ u_{N_d^e}(X_1, t_i + \tau_e) \\ \vdots \\ u_1(X_{N_x^e}, t_i + \tau_e) \\ \vdots \\ u_{N_d^e}(X_{N_x^e}, t_i + \tau_e) \end{bmatrix}_{N_e = N_d^e \times N_x^e}^T \quad (2.64)$$

Ce choix sera discuté dans le chapitre 4.

Chapitre 3

Première analyse de simulation. Comparaison à l'expérience

Sommaire

3.1 Paramètres numériques	55
3.1.1 Dimensions du domaine	57
3.1.2 Maillages	59
3.2 Analyse statistique	63
3.2.1 Moyennes de la vitesse et de la pression	64
3.2.2 Structures instantanées	71
3.2.3 Analyse spectrale	72
3.2.4 Cohérence et corrélations en deux points	79
3.2.5 Synthèse de l'évaluation	91

Ce chapitre présente les simulations RANS et DDES qui ont été effectuées, ainsi qu'une première évaluation de la base de données qui est utilisée dans les chapitres suivants. Une première partie est consacrée aux choix du domaine de calcul et du maillage. Ensuite, la base de données expérimentale fournie dans le projet DIB est utilisée pour confronter simulations et expérience, principalement en terme de moyennes statistiques, analyse spectrale et étude de corrélations en deux points.

3.1 Paramètres numériques

Dans les calculs, toutes les grandeurs sont adimensionnées par la vitesse en amont de la plaque U_∞ , et l'épaisseur de la plaque e . Le nombre de Reynolds est

$$Re = U_\infty e / \nu = 80000.$$

Le domaine de calcul est représenté sur le schéma 3.1. Les directions x , y et z sont dans le sens de l'écoulement amont, normale à l'écoulement et selon l'envergure de la plaque, respectivement. L'origine du repère est prise au point d'arrêt amont moyen de la plaque, c'est à dire que la paroi supérieure de la plaque se situe en $y/e = 0.5$. Pour caractériser l'étendue du domaine de calcul, on définit les longueurs suivantes : L_e est la distance de la frontière amont au bord d'attaque de la plaque, L_s est la distance entre la plaque et la frontière supérieure (qui caractérise le blocage), L_p la longueur de la plaque entre son bord d'attaque et la frontière aval du domaine, et L_z est l'envergure de la plaque. L'influence de ces dimensions sur le calculs est étudiée dans le paragraphe suivant.

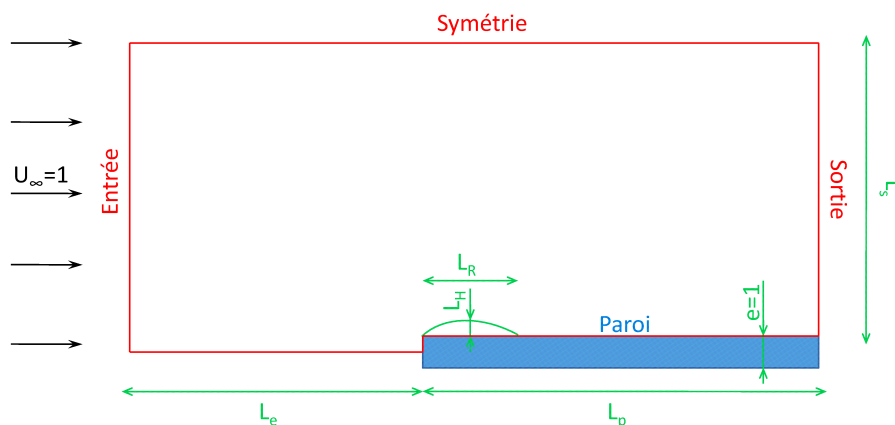


Figure 3.1 : Paramètres de domaine de calcul

Les conditions aux limites proposées dans *Code_Saturne* sont utilisées sans modification. On impose à l'entrée du domaine une vitesse amont $U_\infty = 1$ en $x = -L_e$. Les valeurs des variables turbulentes (k et ω) imposées en entrée correspondent à une intensité turbulente de 1% (ordre de grandeur de l'intensité turbulente amont mesurée dans la soufflerie où ont été effectués les essais expérimentaux de DIB) et des tests ont été effectués en imposant un rapport ν_T/ν entre 1 et 10, sans modification sur les résultats. Une condition de glissement libre est utilisée sur la frontière supérieure du domaine en $y = 0.5e + L_s$, et une condition de sortie est imposée sur la frontière aval en $x = L_p$. On présente dans la suite des calculs 2D (RANS) et des calculs 3D (DDES). Pour les calculs 2D, le maillage ne contient qu'une cellule selon z et une condition de symétrie est imposée sur les faces de bord normales à la direction z . Pour les calculs 3D, on impose une périodicité entre les faces $z = 0$ et $z = L_z$.

On rappelle que, comme expliqué dans le chapitre précédent, les simulations RANS sont effectuées avec un schéma TVD pour la convection, et que le schéma hybride (TVD dans les régions RANS et centré dans les régions LES) proposé

par Travin et al. ([Tra00]) est utilisé pour les simulations DDES. L'algorithme instationnaire utilisé est celui décrit dans le chapitre 2. Le schéma temporel utilisé est du second ordre et un pas de temps $\Delta t = 1 \times 10^{-3}$ (adimensionné) a été utilisé. Ce pas de temps assure un nombre de CFL inférieur à 1 sur une large partie du domaine. Des tests (pour les simulations RANS et DDES) effectués en divisant le pas de temps par 2, ont montré que ce pas de temps est suffisamment petit pour que les résultats en soient indépendants.

Il est à noter qu'un choix important a été fait de ne simuler qu'un demi-domaine $y \geq 0$. En effet des tests effectués en début de thèse sur un domaine complet ont montré qu'une dissymétrie apparaissait sur les quantités moyennes (vitesse et pression), sans doute due à la présence de deux frontières de sorties distinctes. Afin de s'affranchir de cette difficulté, nous avons fait le choix de ne simuler l'écoulement que sur le demi-domaine $y \geq 0$ en imposant une condition de symétrie sur le plan $y = 0$ en amont de la plaque, de façon similaire à l'étude de Lamballais et al. ([Lam10]), par exemple. Ce choix a pour conséquence de fixer artificiellement le point d'arrêt amont. Cependant, une étude des données expérimentales fournies dans le projet DIB a montré, d'une part que l'amplitude du déplacement de ce point d'arrêt amont est inférieure à la précision des mesures (de l'ordre de $0.03e$) et d'autre part que les corrélations entre les vitesses prises en deux points symétriquement placés de chaque côté de la plaque étaient nulles, impliquant l'absence de battement cohérent haut/bas. Bien qu'une étude plus approfondie soit nécessaire, en particulier en ce qui concerne les simulations sur un domaine complet, ces observations expérimentales laissent penser que ce choix du demi-domaine ne supprime pas de phénomène essentiel dans la dynamique de l'écoulement en ce qui concerne la physique du décollement et du recollement étudiée ici.

3.1.1 Dimensions du domaine

Il convient de choisir les longueurs L_e , L_s , L_p et L_z , définies dans les paragraphes précédents, suffisamment grandes pour que l'influence des conditions aux limites appliquées aux frontières extérieures soit minimale. En raison du coût de calcul important des simulations 3D, le choix des longueurs L_e , L_s , L_p s'est fait sur la base de simulations RANS 2D (modèle SST) dont la solution est stationnaire (voir paragraphes suivants). Plusieurs calculs ont ainsi été effectués en faisant varier les longueurs L_e , L_s , L_p . Les maillages utilisés pour ces tests, ainsi qu'une évaluation quantitative des résultats par rapport aux expériences sont décrits dans les paragraphes suivants et on ne présente ici que l'évolution de quelques grandeurs significatives en fonction des dimensions du domaine. Afin d'avoir un aperçu de l'écoulement et d'identifier les quantités évaluées dans ce paragraphe, la figure 3.2

représente l'allure des lignes de courant et des iso-contours de la vitesse longitudinale $\langle U \rangle$ issus d'un calcul RANS. Comme attendu, on observe bien une recirculation entre le décollement au bord d'attaque et un recollement moyen en $x = L_R$.

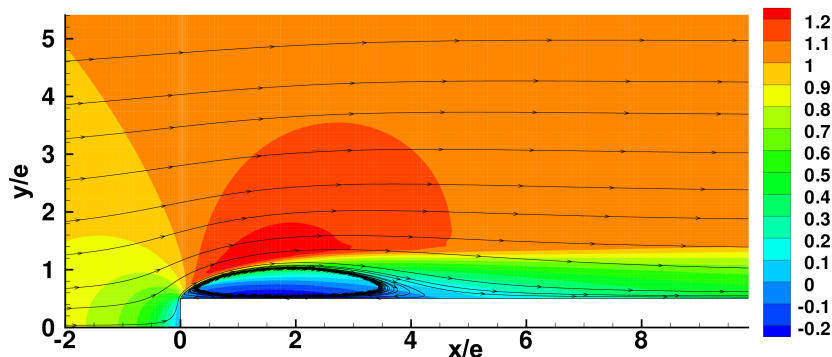


Figure 3.2 : Lignes de courant et iso-contour de la composante $\langle U \rangle$ de vitesse (calcul RANS). x, y adimensionnés par e , les vitesses adimensionnée par U_∞

La figure 3.3 représente, en fonction des longueurs L_e et L_s , l'évolution des quantités suivantes : la position L_R du recollement, la hauteur maximale H de la ligne de courant issue du décollement prise à partir de la paroi, la hauteur maximale H_{U0} de l'iso-contour $\langle U \rangle = 0$, et la vitesse $\langle U \rangle$ maximale (notée U_{\max}) que l'on observe au dessus de la zone de recirculation, à environ $x \simeq L_R/3$. Pour les tests où l'on fait varier L_e , on a $L_s = 30e$ et $L_p = 40e$; pour les tests où l'on fait varier L_s , on a $L_e = 30e$ et $L_p = 40e$.

En ce qui concerne l'influence de L_e sur les résultats, on voit qu'une distance amont trop courte entraine une vitesse maximale plus importante et une diminution de L_R . De même, lorsque l'on réduit L_s (on augmente le blocage), la vitesse maximale augmente et L_R diminue. Pour des valeurs de L_e et L_s supérieures à $30e$, les résultats ne semblent plus évoluer. Pour la suite, on choisit ainsi les dimensions suivantes : $L_e = 30e$, $L_s = 30e$. De même, la distance de la sortie au bord d'attaque de la plaque est prise assez grande ($L_p = 40e$) pour limiter l'influence de la condition de sortie sur la région d'intérêt (bulle de recirculation et aval proche du recollement moyen).

L'envergure utilisée pour les simulations 3D (DDES) a été choisie à $L_z \simeq 3.5e$ par rapport aux plus grandes échelles de l'écoulement et sur la base des études numériques similaires trouvées dans la littérature (Tenaud et al. [Ten10] utilisent $L_z = 3.5e$ et $L_z = 5e$, Abdalla et al. [Abd04] utilisent $L_z = 4e$, Lamballais et al. [Lam10] prennent $L_z = 3e$, Yang et al. [Yan01] prennent $L_z = 2e$ pour une plaque à bord d'attaque arrondi). Une simulation a également été effectuée avec $L_z = 7e$ et il a été constaté que l'allure des profils de vitesse et des contraintes turbulentes présentés dans le paragraphe suivant reste inchangée aux incertitudes de convergence des statistiques près.

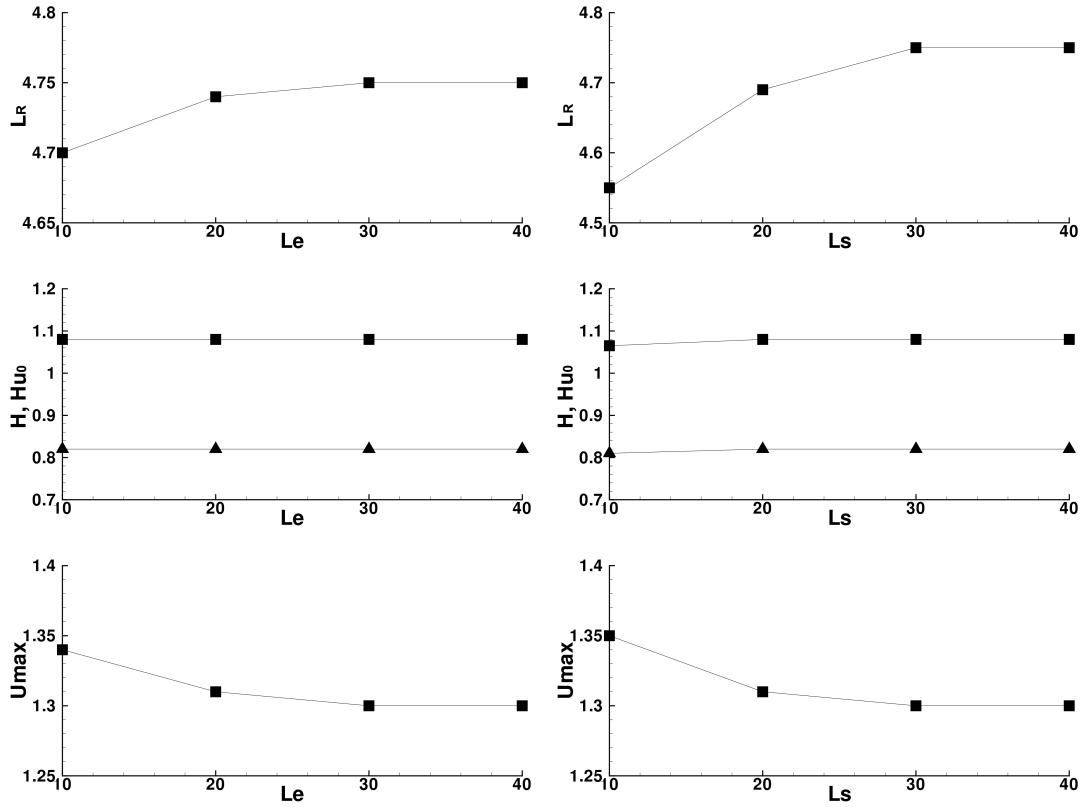


Figure 3.3 : Tests sur les dimensions du domaine de calcul. À gauche : test sur la longueur L_e en amont ; à droite : test sur la longueur L_s . Les quantités représentées sont : la position de recollement moyen L_R (haut), les hauteurs H (carrés) et H_{U0} (triangles) définies dans le texte (milieu), la vitesse maximale (bas). Les longueurs adimensionnées par e , les vitesses adimensionnée par U_∞

3.1.2 Maillages

Des simulations RANS et DDES ont été effectuées sur différents maillages. Comme l'indique la figure 3.4, les maillages utilisés sont des maillages cartésiens, ce qui permet d'avoir des mailles orthogonales, et sont raffinés près des parois et vers le bord d'attaque de la plaque. Les maillages 3D sont générés en extrudant un maillage 2D dans la direction z avec des tailles de mailles régulières.

La figure 3.5 présente la répartition des tailles de mailles selon les directions x et y , pour le maillage qui a servi à générer la base de données utilisée dans les chapitres suivants. La taille de la première maille aux parois a été choisie de manière à avoir $y^+ = \delta y u_\tau / \nu \simeq 1$. Pour ce faire, la vitesse de frottement u_τ a, dans un premier temps, été estimée classiquement à 5% de la vitesse extérieure, puis les valeurs de y^+ ont été vérifiées après calculs. Selon la direction x en partant du bord d'attaque, on fait d'abord varier la taille des mailles selon une progression géométrique, puis

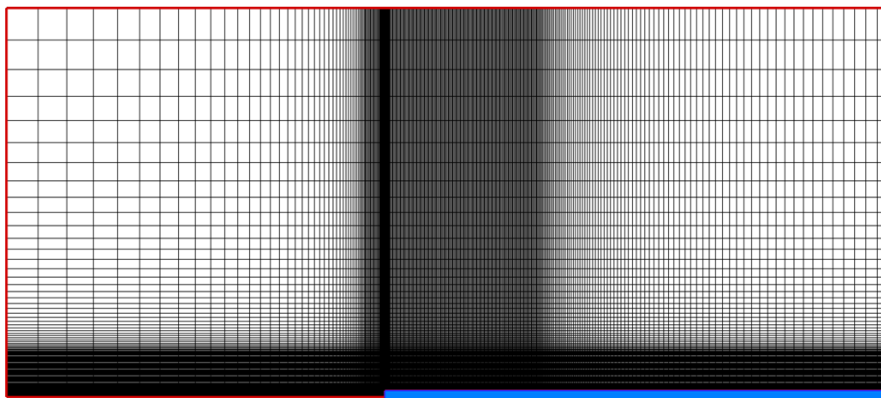


Figure 3.4 : *Maillage de simulation*

on garde une taille de maille constante dans la région $x/e \lesssim 12$, c'est-à-dire dans la région $x/L_R \lesssim 2.5$ de manière à avoir un maillage suffisamment raffiné dans la région juste en aval du recollement. Au delà de cette zone, les tailles de mailles sont à nouveau relaxées. Le même principe est appliqué dans la direction y où l'on garde des mailles assez fines dans une région $y/e - 0.5 \lesssim 3$. Selon z , les mailles sont réparties régulièrement selon l'envergure avec Δz choisi de manière à obtenir des mailles isotropes dans la région d'intérêt $x/e \lesssim 12$, $y/e - 0.5 \lesssim 3$.

Le maillage principalement considéré dans la suite (noté M dans la suite) contient 356 mailles dans la direction x , et 157 mailles dans la direction y , ce qui donne environ 46000 mailles sur un plan 2D. Le maillage 3D avec $L_z = 3.5e$ contient 58 mailles dans la direction z , ce qui conduit à un maillage d'environ 2.6 millions de cellules.

Deux autres maillages ont été générés afin d'étudier l'influence de la finesse du maillage sur les résultats. L'un comporte 35000 mailles sur un plan 2D et conduit à 1.5 million de mailles pour le maillage 3D (on note ce maillage M^- dans la suite); l'autre contient 60000 mailles sur un plan 2D et conduit à 4 millions de mailles en 3D (on note ce maillage M^+).

Les simulations RANS 2D restituent une solution stationnaire. Pour les simulations DDES, les variables sont initialisées avec le calcul RANS correspondant, et après une période transitoire d'environ 100 unités de temps, les moyennes temporelles des différentes variables sont calculées sur une durée de 100 unités de temps (ce temps assez court a été jugé suffisant pour évaluer les moyennes temporelles au cours de ces tests préliminaires, le temps sur lequel est stockée la simulation présentée dans les paragraphes suivants est plus long afin d'assurer une meilleure convergence statistique et permettre des analyses plus poussées). A partir de ces vitesses moyennes calculées, nous avons regroupé dans le tableau 3.1 les valeurs de L_R calculées pour chaque simulation. Les maillages sont suffisamment fins pour

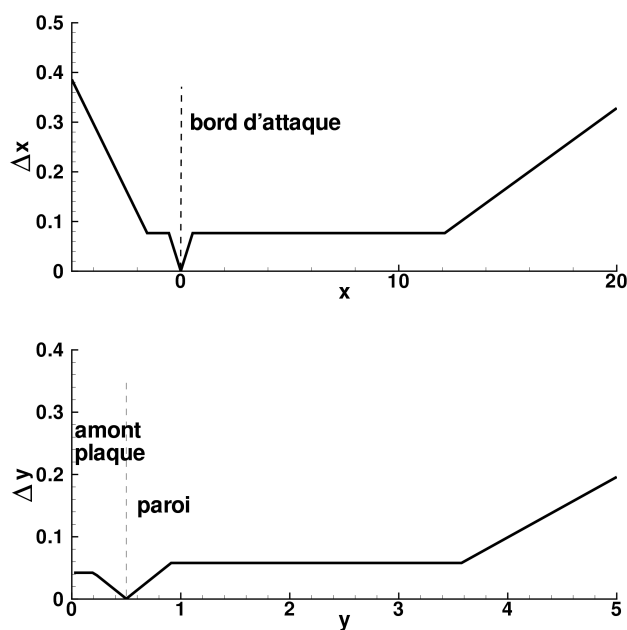


Figure 3.5 : Répartition des taille de mailles selon les direction x et y . Les longueurs adimensionnées par e

Maillage	Nombre de mailles	L_R/e
M_-	1.5×10^6	8.8
M	2.6×10^6	5.7
M_+	3.8×10^6	3.7
RANS SST		4.7
Expérience		5.5

Table 3.1 : Longueur de recollement pour les simulations DDES, RANS et pour l'expérience

que les simulations RANS soient indépendantes du maillage. En revanche, pour les simulations DDES, on observe une forte diminution de L_R quand le maillage est raffiné. Un examen des contraintes turbulentes a suggéré que l'origine de cette diminution est dans la région juste en aval du décollement. Cette région est en effet la région où le modèle doit passer du mode RANS au mode LES et permettre aux instabilités naturelles de se développer. Dans cette région de transition, le modèle n'est en fait, ni franchement RANS, ni franchement LES, et si le maillage est trop grossier pour permettre la résolution de fluctuations turbulentes, mais suffisamment fin pour faire passer le modèle en mode LES (dans le sens où le limiteur DES devient actif), il s'en suit une diminution des contraintes turbulentes totales

sur une distance nécessaire au développement des instabilités et en conséquence une longueur de recollement L_R surestimée. La figure 3.6 montre un exemple de la région où le modèle est en mode LES, à un instant donné du calcul. On voit que le mode LES est activé assez proche du décollement, à environ $x/e \simeq 0.5$. Près de la paroi, l'interface RANS/LES (repérée par la zone instationnaire où le limiteur est actif) se situe à une distance d'environ $\Delta y/e \simeq 0.05 - 0.1$ de la paroi.

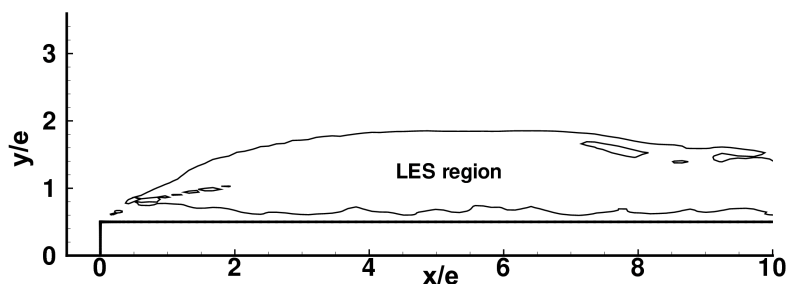


Figure 3.6 : Exemple de région où le limiteur DES est activé, tiré d'un champ instantané

En revanche, il a été observé que raffiner le maillage conduisait à une surestimation significative des contraintes dans cette région (par rapport aux données expérimentales) qui entraîne un recollement prématuré. Bien que non expliquée et qu'une étude plus approfondie soit nécessaire, cette surestimation des contraintes turbulentes peut être mise en relation avec les résultats de Tenaud ([Ten10]), qui ont effectué une simulation LES pour la même configuration à un nombre de Reynolds plus modéré dans le cadre du projet DIB, et qui trouvent une longueur L_R également sous-estimée (alors qu'une série de mesure effectuée à l'institut PPRIME dans le cadre d'un stage effectué par Deliancourt ([Del11]) suggère l'indépendance de L_R vis-à-vis de Re pour la gamme concernée). Nous avons choisi de prolonger et de stocker le calcul DDES sur le maillage intermédiaire pour plusieurs raisons :

* D'abord, en adimensionnant les distances par L_R , l'allure des profils de vitesse et des contraintes turbulentes est la même à partir de $x \geq 0.5L_R$ pour les deux maillages les plus fins et comme il sera vu dans la suite, en relativement bon accord avec les résultats expérimentaux. Notons que l'intérêt de cet adimensionnement par L_R est également confirmé par la bibliographie et par les résultats de Tenaud et al. ([Ten10]).

** Dans le cadre du projet DIB, la base de données était destinée à être utilisée, pour les analyses de la dynamique de l'écoulement et pour l'étude des sources à l'origine des fluctuations de pression pariétale (de nature hydrodynamique) comme présenté dans les paragraphes suivants. Elle a également été constituée pour permettre l'étude des sources acoustiques, comme présenté dans le chapitre 1. Cette dernière étude nécessitait le stockage de tout le domaine de calcul avec une résolution temporelle très fine, et ceci représente une quantité de stockage importante

(environ 2 To). Ces considérations nous ont conduit à choisir le maillage intermédiaire de taille modérée (2.6 millions de mailles) pour la suite de l'étude.

3.2 Analyse statistique

Cette partie vise à une première évaluation de la base de données qui a été stockée, en confrontant simulation et expérience au moyen de l'analyse des moments statistiques (en un point et en deux points) et de l'analyse spectrale.

La simulation DDES (effectuée sur le maillage M présenté plus haut) a été effectuée pour une durée de 400 unités de temps (après un régime transitoire d'une durée de 100 unités de temps), ce qui correspond approximativement à 50 périodes du lâcher tourbillonnaire en aval du recollement moyen. Le champ complet (vitesse et pression) a été stocké tous les 20 pas de temps, ce qui correspond à une fréquence d'échantillonnage $f_s e/U_\infty = 50$ et conduit donc à 20×10^3 champs instantanés. La moyenne statistique est approchée en moyennant en temps et aussi dans la direction z , compte tenu de l'hypothèse d'homogénéité dans cette direction.

La base de données expérimentale (une description détaillée est fournie en annexe) est constituée principalement de mesures par PIV rapide dans la région du recollement (5 séries de 4274 champs à une fréquence d'acquisition de 2000Hz, qui correspond à une fréquence adimensionnée $f_s e/U_\infty = 1.5$), et est complétée par 1500 champs PIV basse cadence en amont du recollement, et des mesures de pression moyenne et de pression fluctuante sur la paroi de la plaque dans la région du recollement. Les mesures de pression fluctuante sont synchronisées avec les acquisitions PIV rapide.

Pour comparaison, les vitesses moyennes et contraintes turbulentes restituées par la simulation RANS sont également analysées.

Il est à noter que les moyennes sont calculées à partir des quantités instantanées mesurées dans l'expérience, ou calculées dans la simulation, sans tenir compte du fait que ces quantités sont des quantités filtrées. En effet, dans le cas de l'expérience, la PIV induit un filtrage sur les vitesses dont l'échelle est de l'ordre de la taille des mailles d'interrogation (de l'ordre de $0.055e$). Dans le cas de la DDES, les vitesses calculées correspondent également à des vitesses filtrées, la largeur du filtre étant à relier à la taille des mailles du calcul. En toute rigueur, on commet donc une erreur en comparant les moyennes de quantités différemment filtrées. Cependant, comme il est d'usage, à la fois dans le cas du calcul et de l'expérience, les tailles de mailles sont supposées suffisamment petites, pour que l'erreur commise sur l'évaluation des statistiques soient négligeables. Dans le cas de la simulation DDES, l'énergie résolue (énergie portée par les fluctuations du champ de vitesse) représente approximativement 90% de l'énergie totale (énergie résolue + énergie

modélisée) dans la région décollée où le modèle est en mode LES. Pour ce qui est de la comparaison des contraintes turbulentes, on ajoute classiquement dans le cas de la simulation DDES les contraintes résolues et modélisées.

La convergence des moyennes a été étudiée en suivant l'évolution des moyennes et contraintes en fonction du nombre d'instantanés pris dans la moyenne en différents points du domaine et l'incertitude liée à la convergence a été estimée de l'ordre de 0.05 sur les vitesses moyennes, et de 0.01 sur les contraintes turbulentes.

Comme expliqué plus haut, pour la comparaison, les coordonnées sont adimensionnées par la longueur de recollement en moyenne L_R et on note $y_p = y - e/2$ la distance à la paroi. Tous les vitesses sont adimensionnées par la vitesse de l'écoulement libre U_∞ , on note U, V, W les composantes de la vitesse instantanée, $\langle U \rangle, \langle V \rangle, \langle W \rangle$ leurs valeurs moyennes, et u, v, w les fluctuations de vitesse.

3.2.1 Moyennes de la vitesse et de la pression

Les champs de vitesse moyenne $\langle U \rangle$ et $\langle V \rangle$ sont représentés sur les figures 3.7 et 3.8 et comparés à l'expérience pour les simulations RANS et DDES, respectivement (la direction y est inversée pour la simulation de manière à représenter simulation et expérience sur une même figure). Un bon accord qualitatif est obtenu entre simulation et expérience. En ce qui concerne $\langle U \rangle$, on observe bien une région de survitesse du même ordre de grandeur ($\langle U \rangle \simeq 1.2$) au dessus de la bulle de recirculation et des vitesses négatives de l'ordre de ($\langle U \rangle \simeq -0.2$) dans la bulle. En aval du recollement la vitesse $\langle U \rangle$ semble nettement sous-estimée par la simulation RANS dans la région proche paroi, alors qu'un bon accord est trouvé avec l'expérience pour la DDES. L'examen des profils de vitesse présenté dans le paragraphe suivant confirmera que le modèle RANS tend à retarder le rétablissement de la couche limite en aval du recollement.

Les iso-contours des contraintes turbulentes $\langle u^2 \rangle, \langle v^2 \rangle$ et $\langle uv \rangle$ sont représentées sur les figures 3.9 et 3.10. En ce qui concerne l'expérience, on note la présence d'une région (pour $y_p/L_R \gtrsim 0.2$) où les mesures sont altérées du fait d'un défaut d'ensemencement dans la soufflerie. On observe que les extrema des contraintes sont localisés dans la couche cisailée, à $y_p/L_R \simeq 0.1$, légèrement en amont du point de recollement. On observe également une anisotropie assez marquée ($\langle u^2 \rangle \gg \langle v^2 \rangle$) renforcée par la présence de la paroi. La simulation RANS conduit à une importante sous estimation des contraintes dans la région du recollement, les valeurs extrémales se situant trop en amont et étant elle-même sous estimés. Comme attendu, on observe de plus une tendance à l'isotropie des contraintes $\langle u^2 \rangle$ et $\langle v^2 \rangle$ du fait de l'utilisation d'un modèle linéaire. En revanche, un bon accord qualitatif est observé entre la simulation DDES et l'expérience, les extrema des contraintes

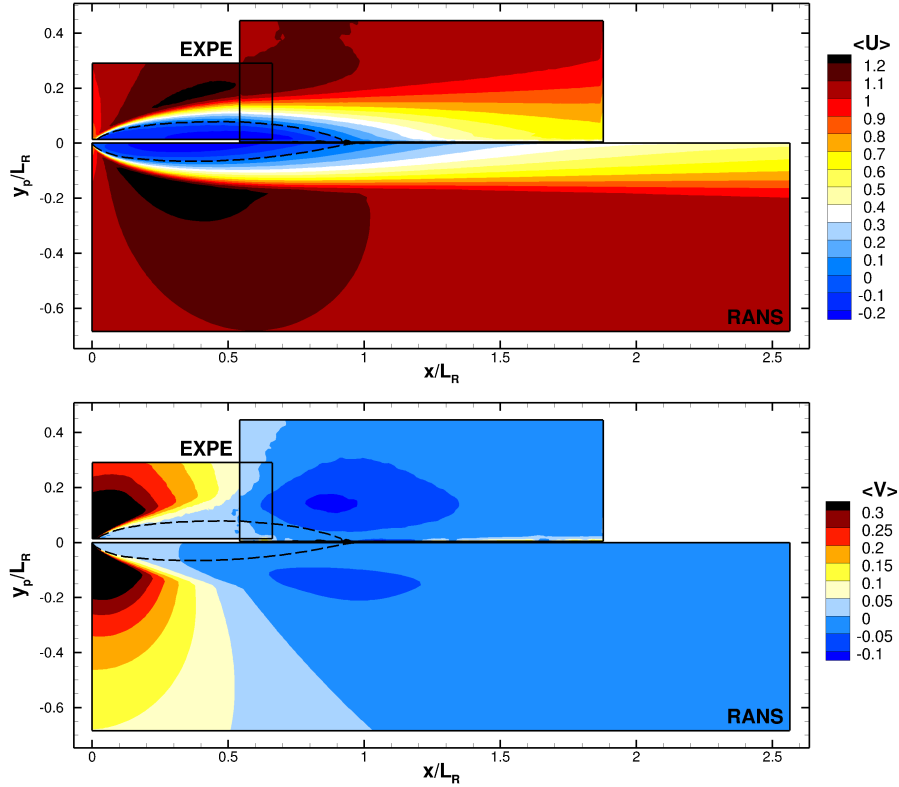


Figure 3.7 : Vitesses moyennes $\langle U \rangle$ (en haut) et $\langle V \rangle$ (en bas), issues de l'expérience ($y > 0$) et du calcul SST ($y < 0$)

étant bien localisés légèrement en amont du recollement. Pour ce qui est du niveau des contraintes, celles-ci sont généralement légèrement sur-estimées au niveau du recollement, et légèrement sous estimées en aval. Cette observation est confirmée par l'examen des profils dans le paragraphe suivant.

Des comparaisons plus quantitatives sont faites à partir des profils extraits entre $x/L_R = 0.5$ et $x/L_R = 1.75$, et représentés dans les figures 3.11 pour $\langle U \rangle$, 3.12 pour $\langle V \rangle$, 3.13 pour $\langle u^2 \rangle$, 3.14 pour $\langle v^2 \rangle$ et 3.15 pour $\langle uv \rangle$.

En ce qui concerne l'écoulement moyen, les profils expérimentaux mettent bien en évidence la zone de recirculation avant le recollement ($x/L_R = 0.5$) sous la couche cisailée. En aval du recollement, ce cisaillement est réduit dans la zone externe et l'on observe le début du rétablissement vers un profil de type couche limite, le développement de la zone interne en proche paroi étant toutefois difficilement visible sur les mesures. En ce qui concerne la simulation RANS, le défaut majeur observé est un rétablissement de la couche limite beaucoup trop lent en aval du recollement par rapport à l'expérience. En revanche, les profils issus de la simulation DDES et leur évolution avec x sont en bien meilleur accord avec les mesures, même si le rétablissement de la couche limite semble légèrement trop rapide.

L'évolution de ces profils est à mettre en relation avec les profils des contraintes turbulentes, où l'on observe une forte sous-estimation notamment de la contrainte

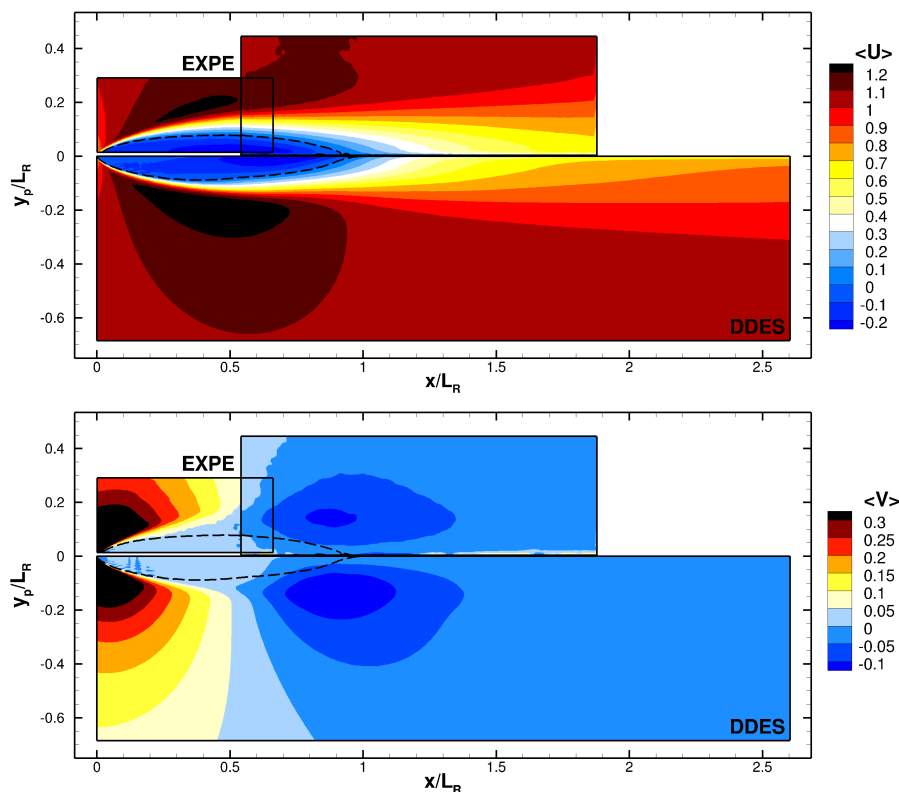


Figure 3.8 : Vitesses moyennes $\langle U \rangle$ (en haut) et $\langle V \rangle$ (en bas), issues de l'expérience ($y > 0$) et du calcul DDES ($y < 0$)

de cisaillement $\langle uv \rangle$ par le modèle RANS au niveau du recollement et en aval. Le modèle DDES, en revanche, restitue des niveaux de contraintes en meilleur accord avec l'expérience. On observe cependant que les contraintes sont légèrement sur-estimées au niveau du recollement pour être ensuite sous-estimées en aval. Cette sur-estimation au niveau du recollement est sans doute à l'origine du rétablissement de couche limite légèrement trop rapide observé sur les profils de $\langle U \rangle$. On observe également qu'à partir du recollement, les contraintes maximales semblent légèrement plus proches de la paroi dans le cas de la simulation. En dépit de cette évolution en x un peu trop rapide, l'allure des profils est cependant en bon accord avec les profils expérimentaux, notamment à l'approche de la paroi où l'on observe un second maximum de $\langle u^2 \rangle$ correspondant au développement de la zone interne.

Les profils du coefficient moyen de pression pariétale $C_p = \left\langle \frac{P - P_\infty}{\rho U_\infty^2 / 2} \right\rangle$ et de C'_p (valeur rms du coefficient de pression) sont représentés sur la figure 3.16 pour les simulations et l'expérience et sont comparés aux résultats issus de quelques références bibliographiques. En ce qui concerne le C_p moyen, les profils montrent une forte dépression dans la région amont de la bulle de recirculation, puis le gradient maximum est observé juste en amont du recollement moyen, avant de tendre progressivement vers une valeur nulle ou très faible en aval. La simulation

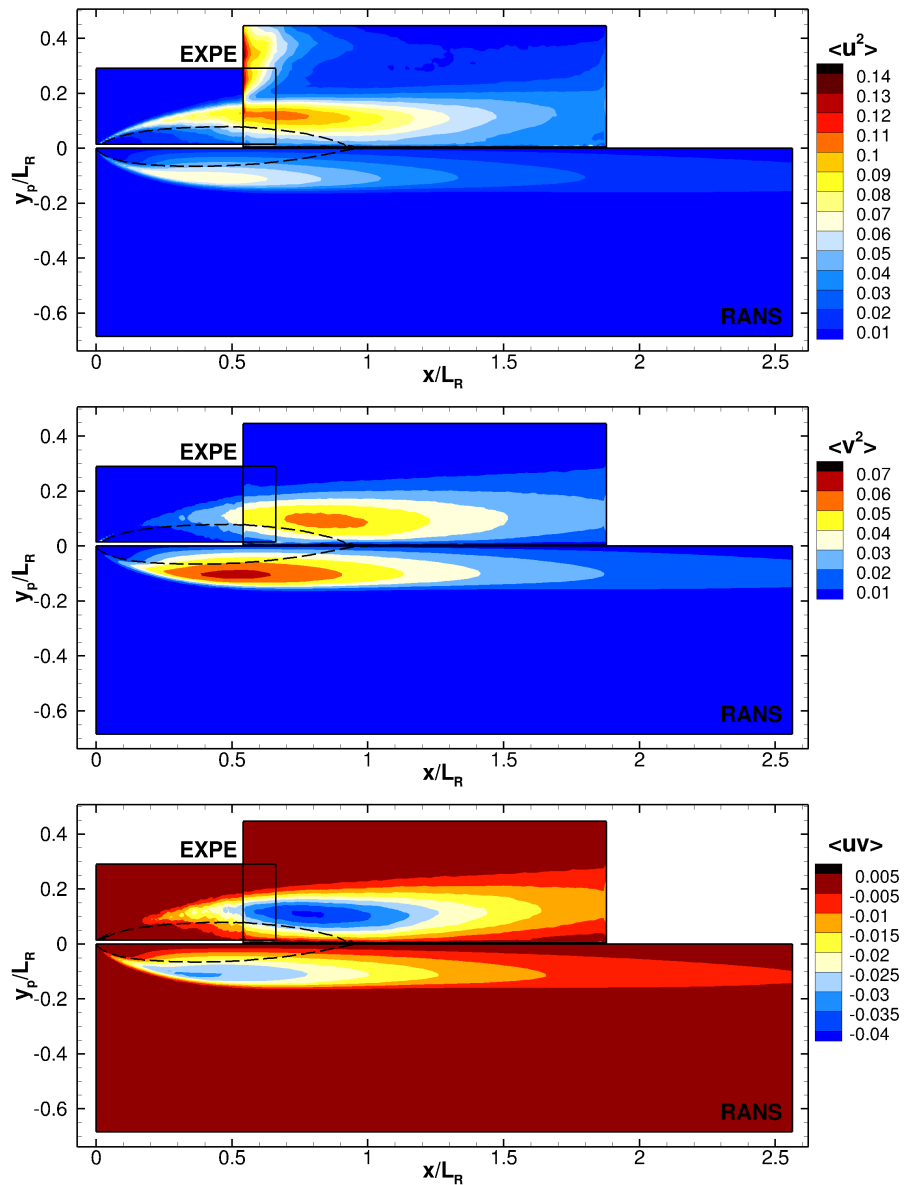


Figure 3.9 : Contraintes turbulentes $\langle u^2 \rangle$ (en haut), $\langle v^2 \rangle$ (au milieu) et $\langle uv \rangle$ (en bas) issues de l'expérience ($y > 0$) et du calcul SST ($y < 0$)

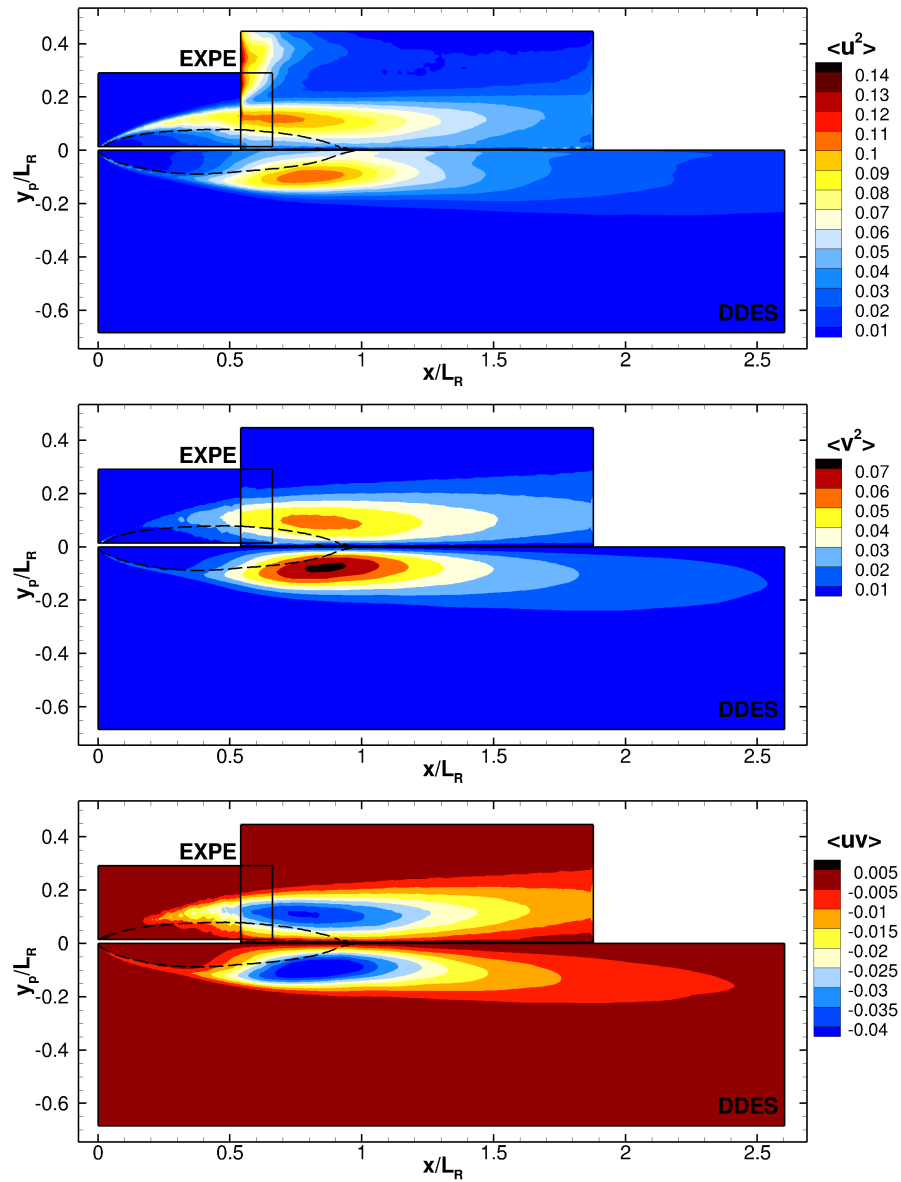


Figure 3.10 : Contraintes turbulentes $\langle u^2 \rangle$ (en haut), $\langle v^2 \rangle$ (au milieu) et $\langle uv \rangle$ (en bas) issues de l'expérience ($y > 0$) et du calcul DDES ($y < 0$)

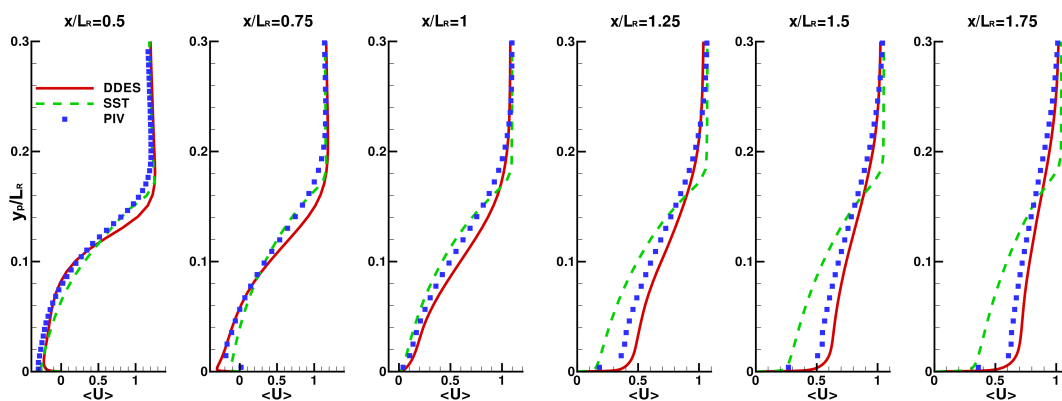


Figure 3.11 : Profils de $\langle U \rangle$ selon y_p/L_R en $x/L_R = 0.5; 0.75; 1; 1.25; 1.5; 1.75$

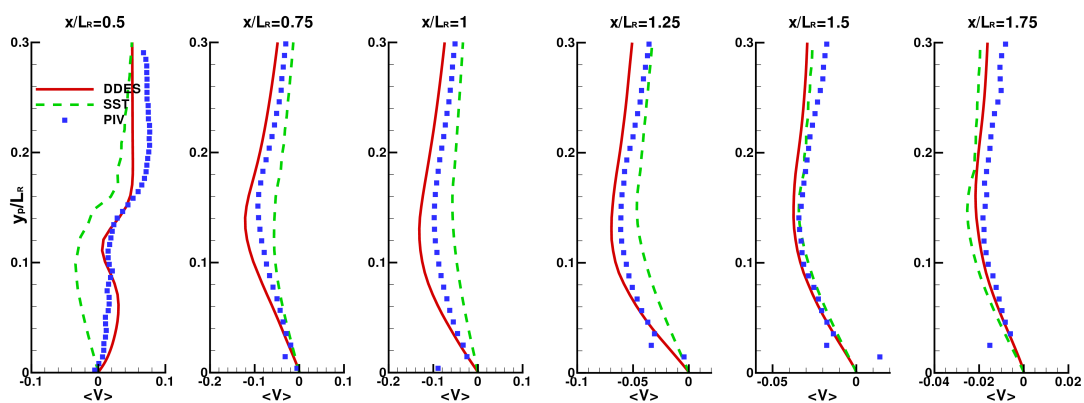


Figure 3.12 : Profils de $\langle V \rangle$ selon y_p/L_R en $x/L_R = 0.5; 0.75; 1; 1.25; 1.5; 1.75$

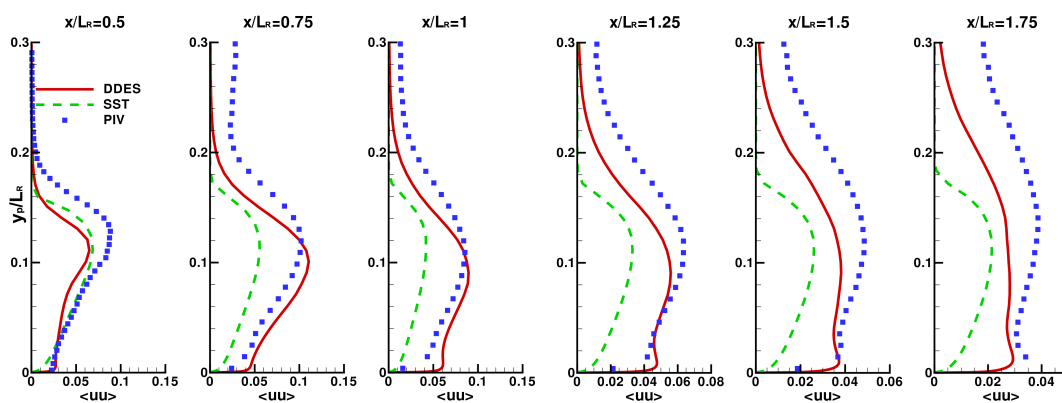


Figure 3.13 : Profils de $\langle u^2 \rangle$ selon y_p/L_R en $x/L_R = 0.5; 0.75; 1; 1.25; 1.5; 1.75$

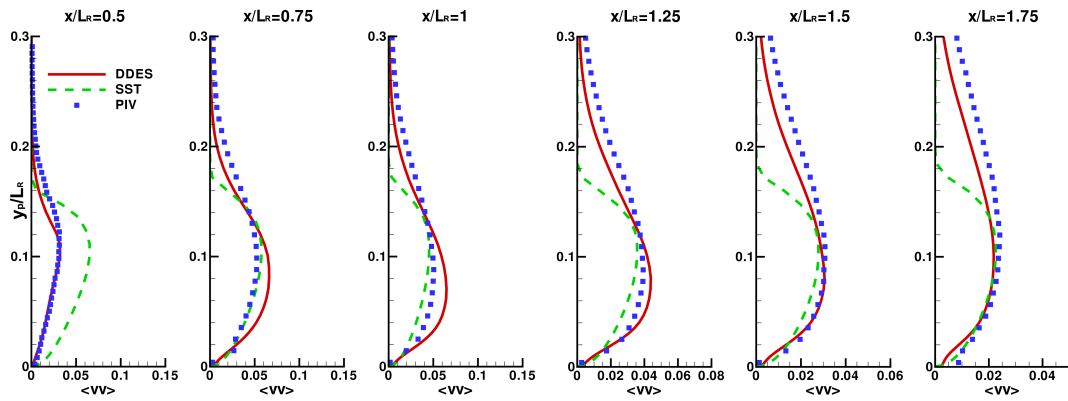


Figure 3.14 : Profils de $\langle v^2 \rangle$ selon y_p/L_R en $x/L_R = 0.5; 0.75; 1; 1.25; 1.5; 1.75$

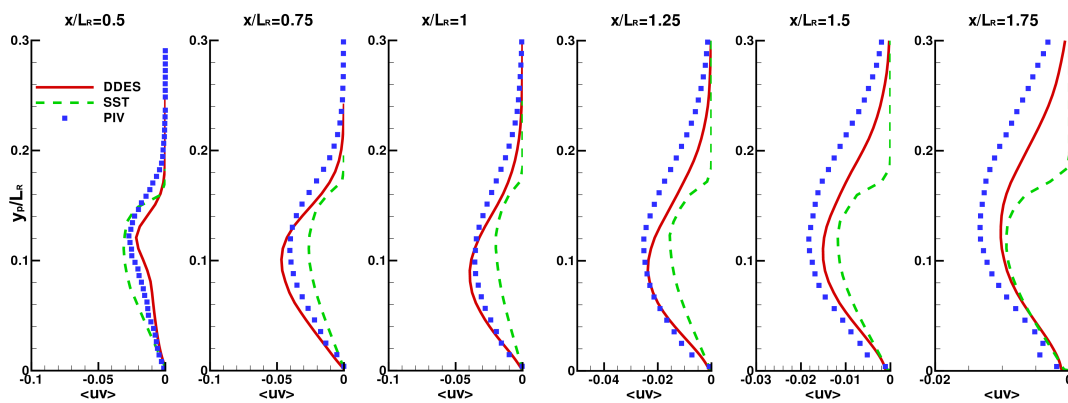


Figure 3.15 : Profils de $\langle uv \rangle$ selon y_p/L_R en $x/L_R = 0.5; 0.75; 1; 1.25; 1.5; 1.75$

DDES est en relativement bon accord avec l'expérience. Une différence significative est cependant notée sur le niveau du minimum de C_p mais la forte dispersion des résultats expérimentaux trouvés dans la littérature rend difficile l'analyse et l'interprétation de cet écart. Il est à noter également que, comme pour les vitesses moyennes, le modèle RANS conduit à un profil de pression pariétale assez éloigné du profil expérimental. En ce qui concerne le coefficient C'_p , le maximum est observé juste en amont du recollement moyen (à la même abscisse que celle où l'on observe les contraintes turbulentes extrêmes) et en accord avec la littérature, on observe une décroissance assez forte de ce coefficient en aval. La simulation restitue bien la position de ce maximum, même si ce maximum est surestimé. Une analyse détaillée des sources de pression fluctuante pariétale est présentée dans le chapitre 5.

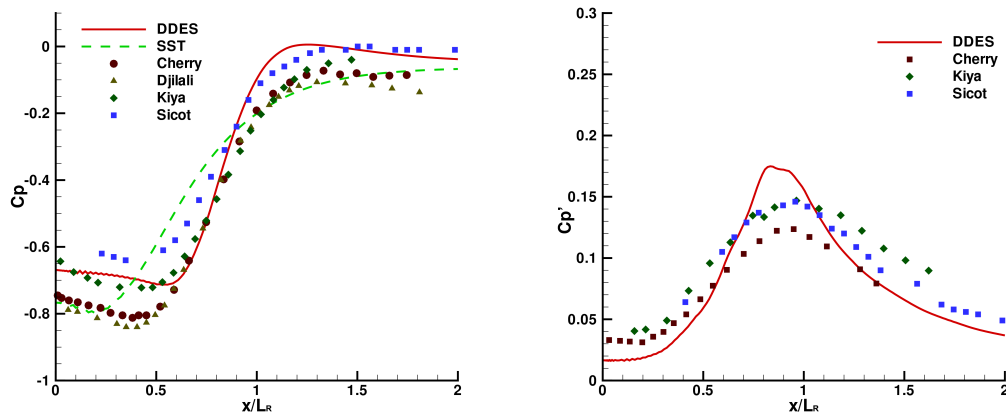


Figure 3.16 : Coefficient moyen de pression pariétale C_p (à gauche) et C'_p (à droite)

De façon générale, les vitesses moyennes, contraintes turbulentes, pression et pression fluctuante, présentent les mêmes caractéristiques et les mêmes évolutions selon x dans la simulation DDES et dans l'expérience. La suite de l'analyse est plus particulièrement dédiée à l'analyse des caractéristiques instationnaires de l'écoulement pour la simulation DDES et l'expérience.

3.2.2 Structures instantanées

Les structures tourbillonnaires d'un champ instantané issu de la simulation DDES sont montrées dans la figure 3.17 par une iso-surface du critère $Q = 3 U_\infty^2 / e^2$ (cette valeur est choisi arbitrairement pour visualiser les structures). En accord avec la littérature, on observe des structures tourbillonnaire assez 2D dans la couche cisailée en amont du recollement (structures de type Kelvin-Helmhotz) et une forte tridimensionnalisation au recollement et en aval. Dans cette région, on observe des structures de type "hairpin" ou "fer à cheval". Ces structures ne semblent pas

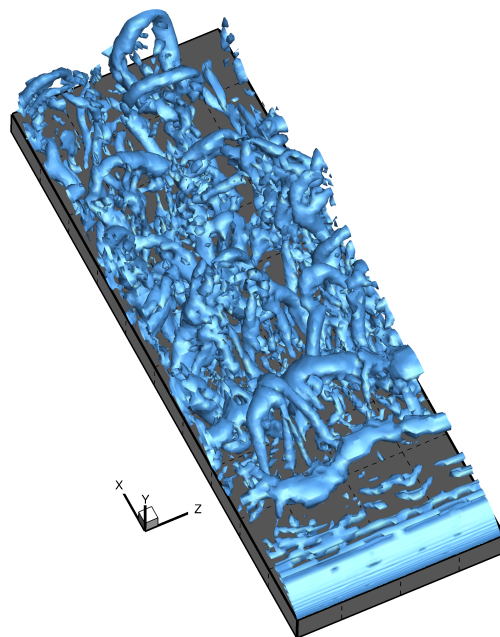


Figure 3.17 : Iso-surface $Q = 3 U_\infty^2 / e^2$ du crière Q tiré d'un champ instantané de la simulation de DDES

présenter d'organisation particulière, et semblent souvent dissymétriques. Afin de montrer l'évolution de structures plutôt bidimensionnelles en amont du recollement vers des structures de type hairpins et un écoulement fortement tridimensionnel en aval, nous avons représenté une série de champs instantanés sur la figure 3.18 (l'intervalle de temps entre deux images consécutives est $0.4e/U_\infty$). Ces observations qualitatives sont en bon accord avec les études numériques dans les figures 1.17 et 1.18 sur des configurations similaires d'écoulements présentant un décollement et un recollement.

3.2.3 Analyse spectrale

On analyse les fréquences caractéristiques de l'écoulement en estimant la densité spectrale de puissance (DSP) de signaux de vitesse ou de pression différents points de l'écoulement. Les DSP sont évaluées en utilisant la méthode du périodogramme moyenné de Welch ([Wel67]). La largeur de la fenêtre temporelle (rectangulaire) utilisée est la même pour la simulation et pour l'expérience de manière à ne pas biaiser la comparaison. Celle-ci est ajustée de manière à obtenir un compromis entre résolution spectrale et variance des DSP estimées. Ici, une fenêtre d'une durée de l'ordre de 20 périodes de lâchers tourbillonnaires est retenue. Dans le cas de la simulation, l'hypothèse d'homogénéité permet également de moyennner les périodogrammes selon la direction z .

La figure 3.19 montre les spectres de u et v au niveau du recollement moyen (en

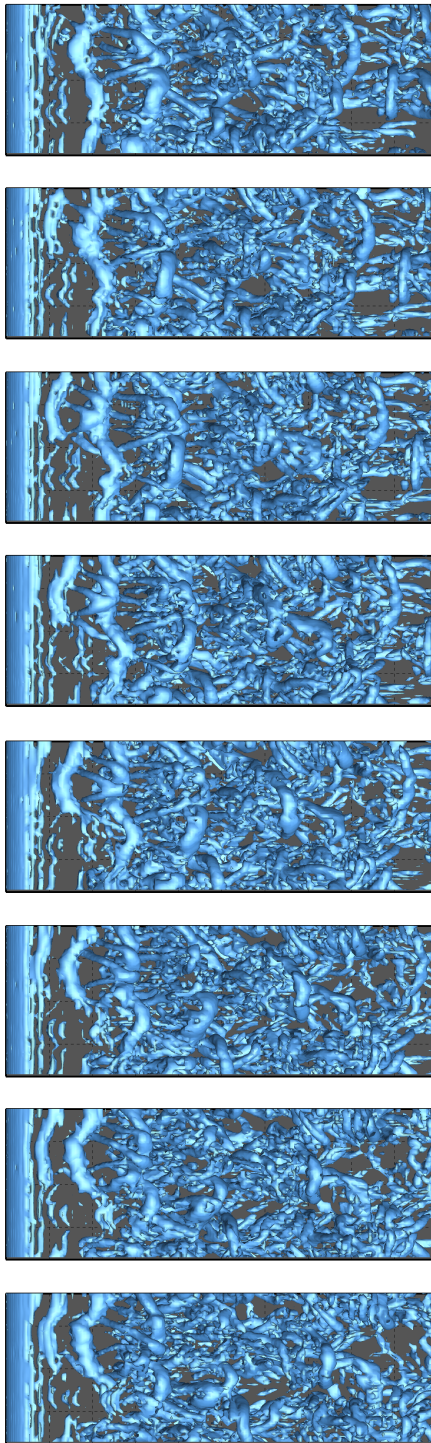


Figure 3.18 : Série de champs instantanés issus de la simulation de DDES, iso-surface $Q = 3 U_\infty^2 / e^2$, le décalage de temps entre deux images consécutives est $0.4e/U_\infty$. Le plan visualisé est (x, z)

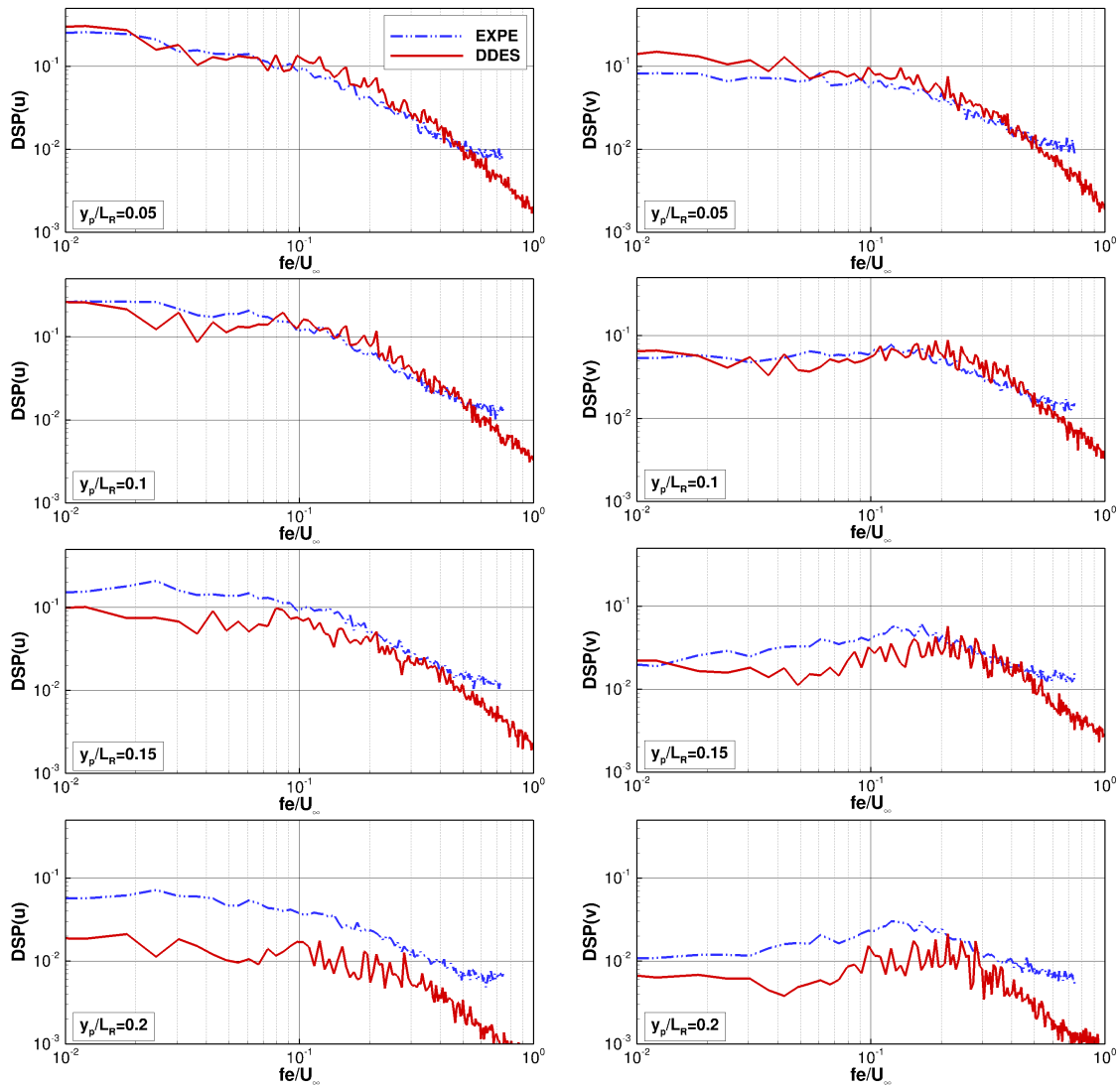


Figure 3.19 : Spectres de vitesse $DSP(u)$ (à gauche) et $DSP(v)$ (à droite) pour la simulation et l'expérience à $x/L_R = 1.0$ pour $y_p/L_R = 0.05; 0.1; 0.15; 0.2$ respectivement de haut en bas

$x = L_R$) dans différentes régions de l'écoulement : proche de la paroi en $y_p/L_R = 0.05$, dans la région cisailée où les contraintes sont maximales en $y_p/L_R = 0.1$, et au dessus de la région cisailée en $y_p/L_R = 0.15$ et $y_p/L_R = 0.2$. Les spectres de u sont dominés par une contribution basse fréquence et ne présentent pas de fréquence caractéristique particulière. En revanche, les spectres de v mettent en évidence une contribution large bande centrée sur $f e/U_\infty \simeq 0.12$ pour l'expérience, clairement identifiable à $y_p = 0.15$ et $y_p = 0.2$, au dessus de la zone cisailée. Cette fréquence, si elle est adimensionnée avec L_R , est de l'ordre de $f L_R/U_\infty \simeq 0.65$ et est caractéristique du lâcher tourbillonnaire en aval de la bulle de recirculation, en accord avec la littérature. A mesure que l'on se rapproche de la paroi, cette contribution est de moins en moins identifiable, comme on peut le voir sur les spectres de v en $y_p/L_R = 0.1$ et $y_p/L_R = 0.05$. Cet aspect est également reporté par les études de Kiya et al. ([Kiy83]), qui expliquent que les spectres sont plus largement influencés par la contribution du mouvement désorganisé. On obtient une comparaison satisfaisante des spectres issus de la simulation par rapport à l'expérience, tant au niveau de la dominance des basses fréquences pour la composante u , qu'au niveau de la contribution du lâcher tourbillonnaire sur les spectres de v , même si cette fréquence, que l'on observe plutôt dans la gamme de fréquence $f e/U_\infty \simeq 0.15 \div 0.2$ est surestimée par rapport à l'expérience. La différence de niveau sur les spectres au dessus de la zone cisailée est à relier à la position de celle-ci. En effet, il a été observé dans le paragraphe précédent que les extrema des contraintes se situent légèrement plus proche de la paroi dans le cas de la simulation. Les positions $y_p/L_R = 0.15$ et $y_p/L_R = 0.2$ se situent donc "plus en dehors" de la zone cisailée pour la simulation que pour l'expérience et ceci explique les niveaux plus faibles observés à un même point. L'évolution de l'allure des spectres est cependant en bon accord.

Afin d'analyser l'évolution des fréquences caractéristiques depuis le bord d'attaque, nous avons placé des sondes à différentes abscisses x dans la couche cisailée, en se basant sur les lieux où les contraintes turbulentes sont maximales. Les positions y_p des extrema des contraintes $\langle u^2 \rangle$, $\langle v^2 \rangle$ et $\langle uv \rangle$ sont tracées sur la figure 3.20. On voit que ces positions sont identiques pour la simulation et l'expérience jusqu'à la moitié de la bulle de recirculation et qu'en aval, la couche cisailée semble un peu plus proche de la paroi dans le cas de la simulation, comme cela a déjà été observé. Les lieux où $\langle u^2 \rangle$, $\langle v^2 \rangle$ et $\langle uv \rangle$ sont extrémales sont presque identiques.

La figure 3.21 montre l'évolution des spectres de u et v dans la couche cisailée entre le décollement au bord d'attaque et le recollement moyen. Ces spectres ne sont issus que de la simulation, car les données PIV dans cette région ne sont pas résolues en temps. Proche du bord d'attaque, les spectres semblent présenter deux gammes de fréquences particulières. Une contribution basse fréquence centrée

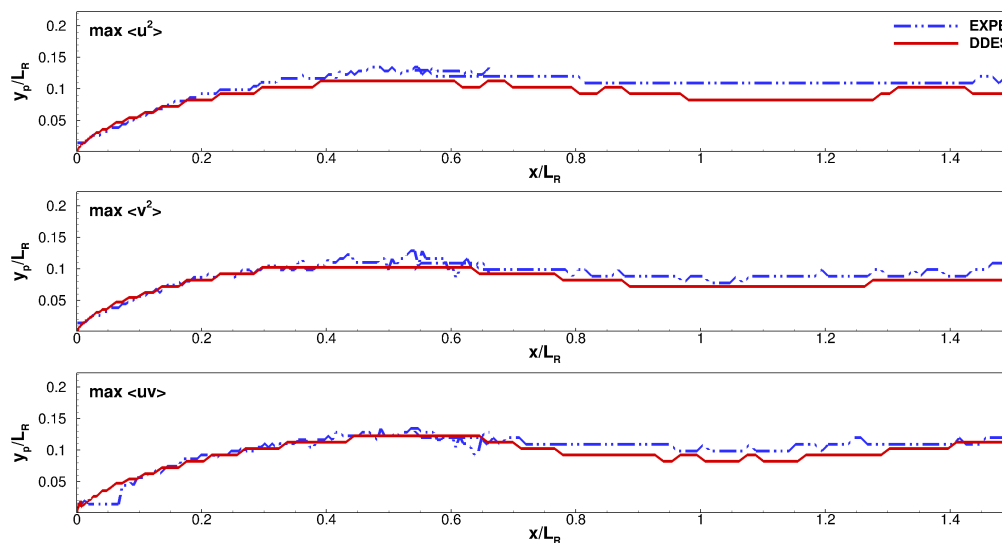


Figure 3.20 : Lieux des contraintes extrémales $\langle u^2 \rangle$, $\langle v^2 \rangle$, $\langle uv \rangle$ respectivement de haut en bas pour l'expérience et la simulation (les coordonnées sont adimensionnées par L_R)

sur $fe/U_\infty \simeq 0.025$ est d'abord observée. Cette basse fréquence est de l'ordre de $1/6$ de la fréquence du lâcher tourbillonnaire identifiée plus haut et semble correspondre à la fréquence de battement de la couche cisailée identifiée par Kiyama et al. ([Kiy83]). Cette fréquence ne dépend pas de x et n'est clairement identifiable que proche du bord d'attaque, en accord avec la littérature. On voit aussi une haute fréquence, qui elle, diminue quand on s'éloigne du bord d'attaque, jusqu'à la fréquence du lâcher tourbillonnaire au recollement. Ce résultat est en bon accord l'évolution des spectres de pression pariétale reportée par Cherry et al. ([Che84]). En suivant [Che84], cette fréquence résulte de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz et des appariements des tourbillons, lors du développement de la couche cisailée. Les niveaux énergétiques associés à cette fréquence augmentent avec x , conformément à l'accroissement des contraintes turbulentes jusqu'au recollement moyen.

La figure 3.22 compare les spectres de vitesse dans la région du recollement et en aval avec ceux issus de l'expérience. On observe d'abord l'influence de la paroi en aval du recollement, où la fréquence du lâcher tourbillonnaire n'évolue pas, l'amplitude des spectres, elle, diminuant sensiblement avec x , en accord avec la forte diminution des contraintes dans cette région. Comme déjà observé sur la figure 3.19, on retrouve un bon accord entre simulation et expérience.

Les mêmes caractéristiques sont observées sur les spectres de pression pariétale. On retrouve la même évolution en x sur la figure 3.23 qui montre les DSP de pression pariétale dans la zone de recirculation, avec notamment une forte contribution des basses fréquences proche du bord d'attaque, et une fréquence associée aux instabilités dans la couche cisailée qui diminue vers la fréquence du lâcher tourbillonnaire

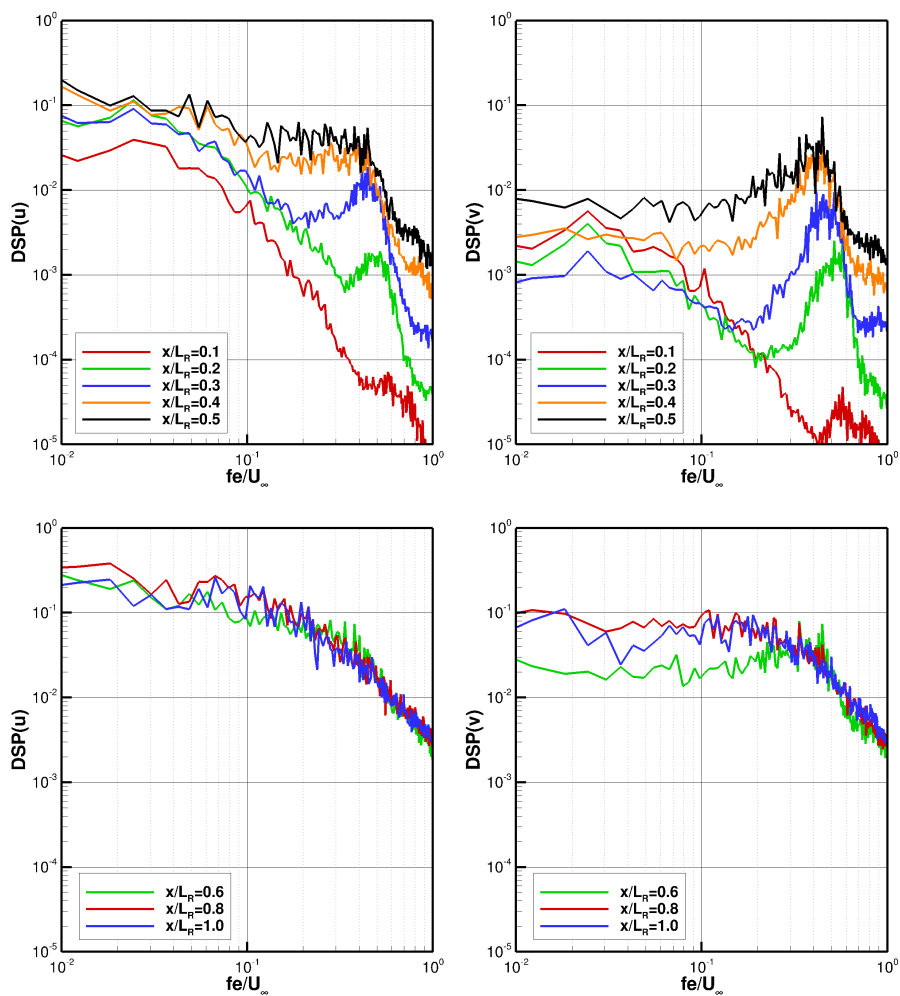


Figure 3.21 : Spectres de vitesse $DSP(u)$ (à gauche et $DSP(v)$ (à droite) pour la simulation à $x/L_R = 0.1 \div 1.0$ sur la ligne des contraintes extrêmes en amont du recollement moyen

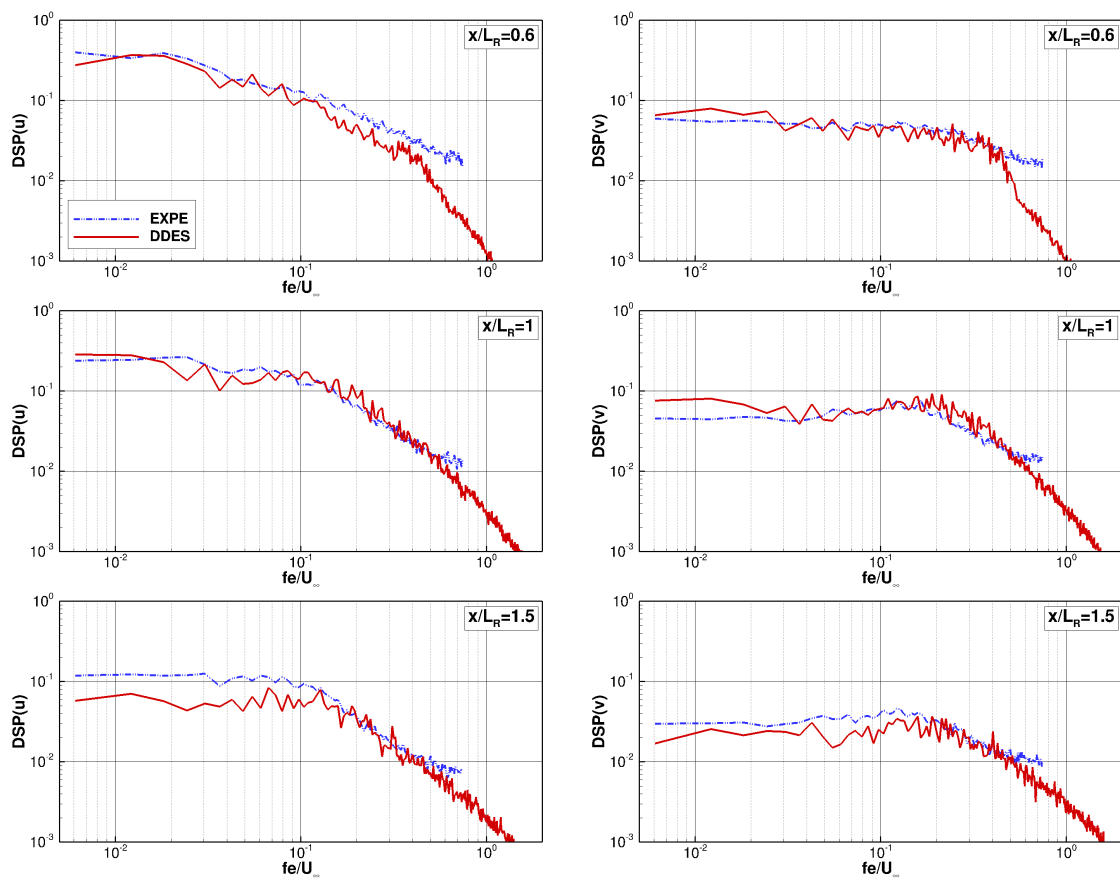


Figure 3.22 : Spectres de vitesse $DSP(u)$ (à gauche) et $DSP(v)$ (à droite) pour l'expérience et pour la simulation à $x/L_R = 0.6, 1.0$ et 1.5 respectivement de haut en bas sur la ligne des contraintes extrémales

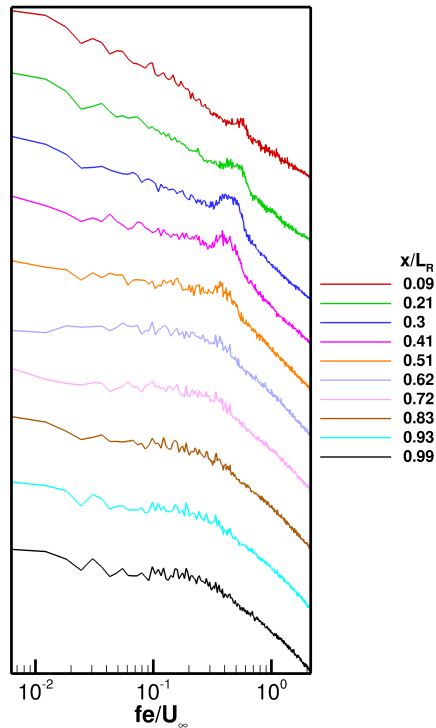


Figure 3.23 : Evolution depuis le bord d'attaque des spectres de pression pariétale pour la simulation selon x

vers le recollement, en accord par Cherry et al. ([Che84]) (voir 1.14).

La figure 3.24 représente les spectres de pression pariétale aux positions $x/L_R = 1, 1.25$ et 1.5 . Le niveau global des fluctuations diminue fortement en aval du recollement moyen, en accord avec les observations faites sur le coefficient C'_p . Pour l'expérience, on retrouve une contribution large bande centrée sur $fe/U_\infty \simeq 0.12$ que l'on identifie de plus en plus clairement à mesure que x augmente, et qui est à associer au lâcher tourbillonnaire. Cette fréquence n'évolue plus en aval du recollement. Pour la simulation, on retrouve la surestimation des fréquences du lâcher tourbillonnaire déjà observée sur les spectres de vitesse. On retrouve également la surestimation du niveau de C'_p observée dans le paragraphe précédent au niveau du recollement. En ce qui concerne l'évolution des spectres avec x , la même tendance que dans l'expérience est observée dans la simulation.

3.2.4 Cohérence et corrélations en deux points

On prolonge dans ce paragraphe l'analyse des caractéristiques de l'écoulement par une analyse statistique en deux points, afin d'identifier les mouvements cohérents, principalement dans la région juste en aval du recollement moyen, ainsi que leurs échelles caractéristiques.

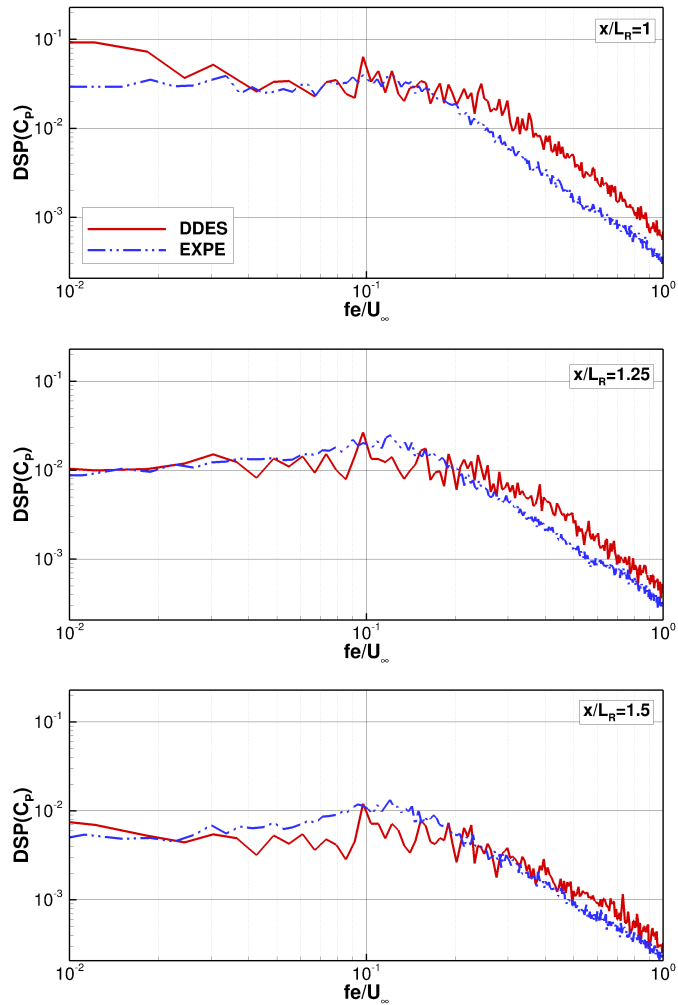


Figure 3.24 : Spectres de la pression pariétale pour la simulation et l'expérience à $x/L_R = 1; 1.25; 1.5$ respectivement de haut en bas

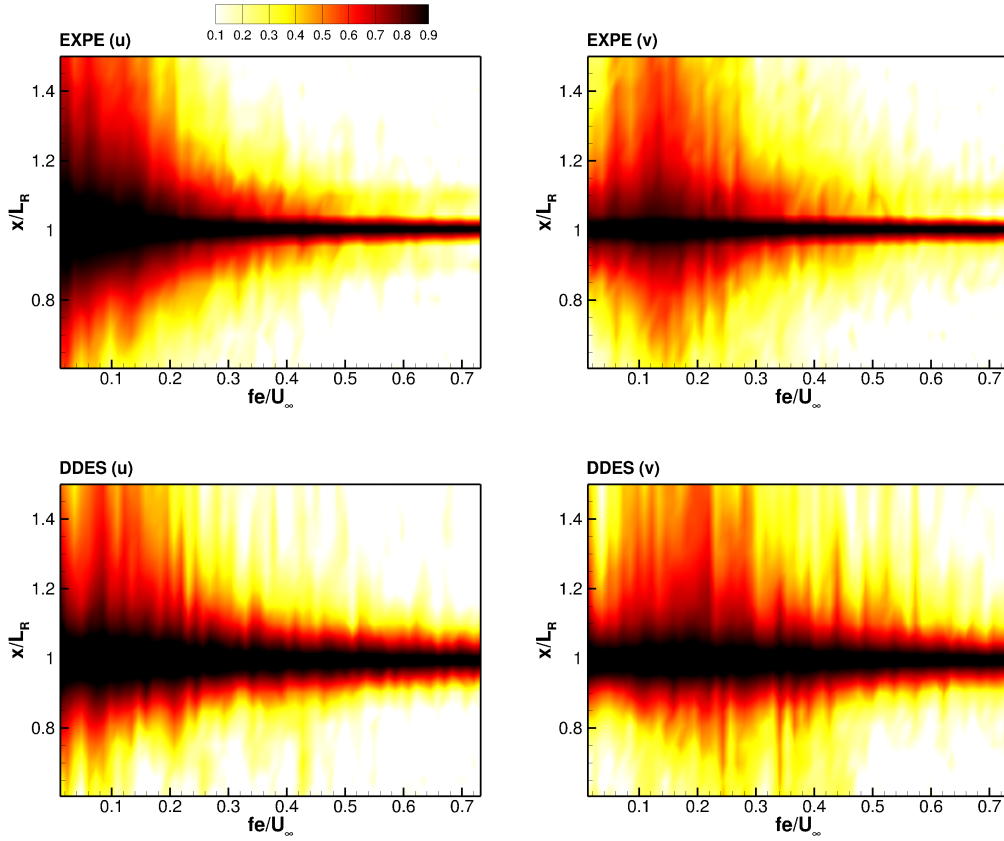


Figure 3.25 : *Fonction de cohérence sur la ligne de maximum de contraintes à $x/L_R = 1$ pour u (à gauche) et pour v (à droite) dans le cas de l'expérience (en haut) et de la simulation (en bas).*

Cohérence

Afin de compléter l'analyse spectrale présentée plus haut, nous avons évalué les fonctions de cohérence des signaux de vitesse et de pression prises en deux points distincts. Les fonctions de cohérence de deux signaux $g_1(t)$ et $g_2(t)$ sont classiquement évaluées comme la norme de l'interspectre des deux signaux normalisée par la racine du produit de leur DSP, les interspectres étant également évalués par la méthode du périodogramme moyenné. La largeur des fenêtres temporelles a été ici diminuée à une dizaine de période du lâcher tourbillonnaire, de manière à améliorer la convergence statistique.

Les fonctions de cohérence de la vitesse prise en deux points sur la ligne des contraintes extrémales sont représentées sur la figure 3.25. Sur ces figures, le point de référence est pris au recollement à $x = L_R$ et la cohérence est tracée comme une fonction de la fréquence et de Δx , l'écart entre deux points considérés. Dans le cas de la simulation, l'aspect bruité des fonctions de cohérence est lié au temps de simulation plus court, qui conduit à un moyennage avec moins de réalisations. On observe une cohérence importante de la composante u dans les basses fréquences et

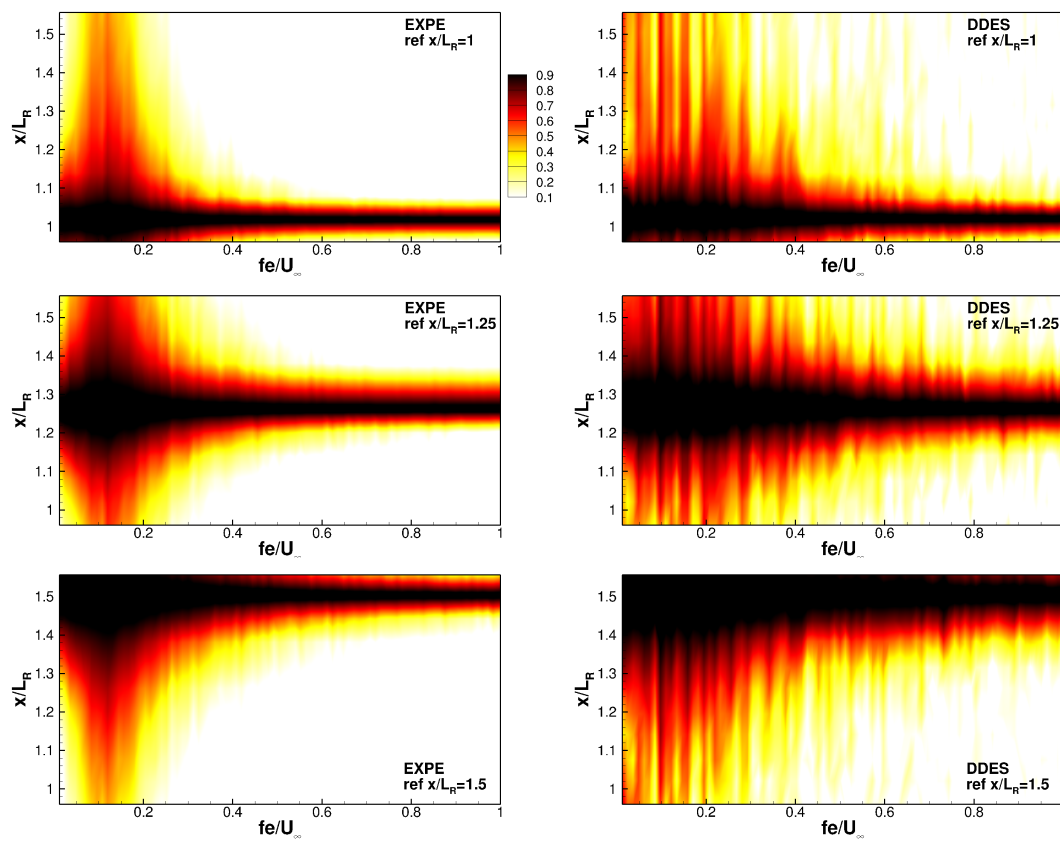


Figure 3.26 : Fonction de cohérence à $x/L_R = 1, 1.25$ et 1.5 respectivement de haut en bas pour c_p dans le cas de l'expérience (à gauche) et de la simulation (à droite)

on identifie clairement que la cohérence est la plus forte dans la gamme de fréquence associée au lâcher tourbillonnaire pour v . Cette cohérence est la plus importante en aval du recollement moyen, ce qui est en accord avec le caractère convectif du lâcher tourbillonnaire décrit dans la littérature. Ces résultats sont en accord avec l'analyse spectrale présentée plus haut, la signature du lâcher tourbillonnaire étant plus prononcée sur les fonctions de cohérence. On note également que le niveau de cohérence diminue significativement avec la distance en aval (le niveau est de $\simeq 0.4$ pour $\Delta x = 0.5e$) qui reflète un fort déclin des structures tourbillonnaires. Les mêmes constatations sont déduites des fonctions de cohérence de la pression pariétale représentées sur la figure 3.26 où la signature du lâcher tourbillonnaire est clairement observée. Cette cohérence observée en aval du recollement moyen à la fois sur la vitesse et sur la pression permet d'envisager l'extraction du mouvement cohérent par des méthodes de type POD ou estimations stochastiques. Ce point fera l'objet du chapitre suivant.

Corrélations en deux points

Les corrélations sont calculées pour estimer les caractéristiques temporelles et spatiales de l'écoulement. Une corrélation $R_{\alpha\beta}$ est définie comme suivant :

$$R_{\alpha\beta}(\underline{x}_0, \Delta\underline{x}, \tau) = \frac{\langle \alpha(\underline{x}_0, t) \beta(\underline{x}_0 + \Delta\underline{x}, t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle \alpha^2(\underline{x}_0, t) \rangle} \sqrt{\langle \beta^2(\underline{x}_0 + \Delta\underline{x}, t + \tau) \rangle}} \quad (3.1)$$

Ici α et β sont soit une composante de la vitesse soit la pression pariétale et $\Delta\underline{x}$ et τ sont les décalages en espace et en temps respectivement. La corrélation $R_{\alpha\beta}$ est déduite de la transformée de Fourier inverse du produit de la transformée de Fourier conjuguée de α et la transformée de Fourier de β . Comme précédemment, le moyennage est effectué selon le temps et selon la direction z pour la simulation. Pour des raisons d'économie de temps de calcul, ces corrélations ont été calculées en ne prenant qu'un point sur chaque intervalle $\delta x = 0.05L_R$ en espace.

L'inter-corrélation de la vitesse en temps et en espace (en direction x) avec une référence au droit du point de recollement $x/L_R = 1$ sur la ligne de maximum des contraintes $y_p/L_R \sim 0.1$ est tracée sur la figure 3.27. Les corrélations de vitesse (u et v) pour l'expérience et pour la simulation mettent clairement en évidence un phénomène de convection grâce aux valeurs maximales de corrélation centrées vers $(\tau; \Delta x/L_R) = (0; 0)$. La superposition des lignes de maximum de corrélation pour l'expérience et la simulation est tracée sur la figure 3.28 où l'on trouve un très bon accord. Sur ces lignes, à $\Delta x/L_R$ positif, c'est à dire pour un point en aval de la référence (le recollement), τ négatif montre un retard des signaux de la vitesse. Le rapport de Δx à ce retard donne une estimation de la vitesse de convection des structures à l'origine de cette corrélation. La pente absolue des lignes

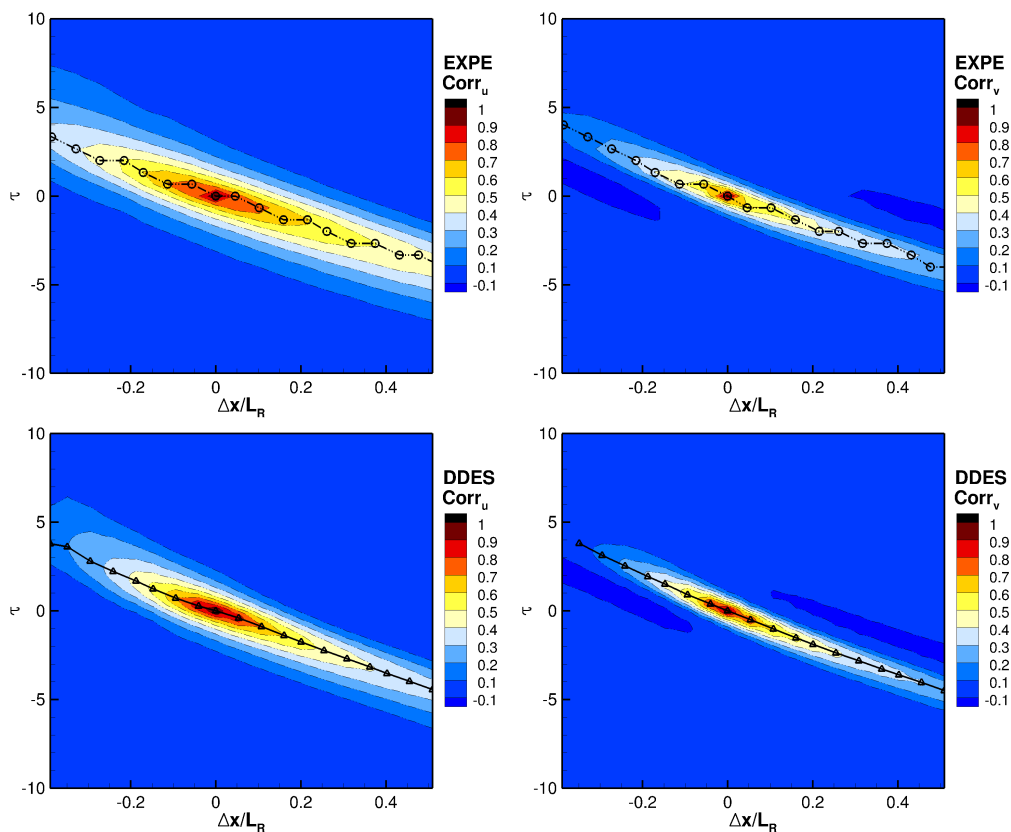


Figure 3.27 : *Corrélation en espace selon x et en temps de la vitesse (gauche pour u et droite pour v , en haut pour l'expérience et en bas pour DDES) avec la vitesse à $x = L_R$ et $y_p/L_R \sim 0.1$ sur la ligne de maximum négatif de $\langle uv \rangle$. Le temps de décalage τ est adimensionné par le temps de référence $\tau_\infty = e/U_\infty$*

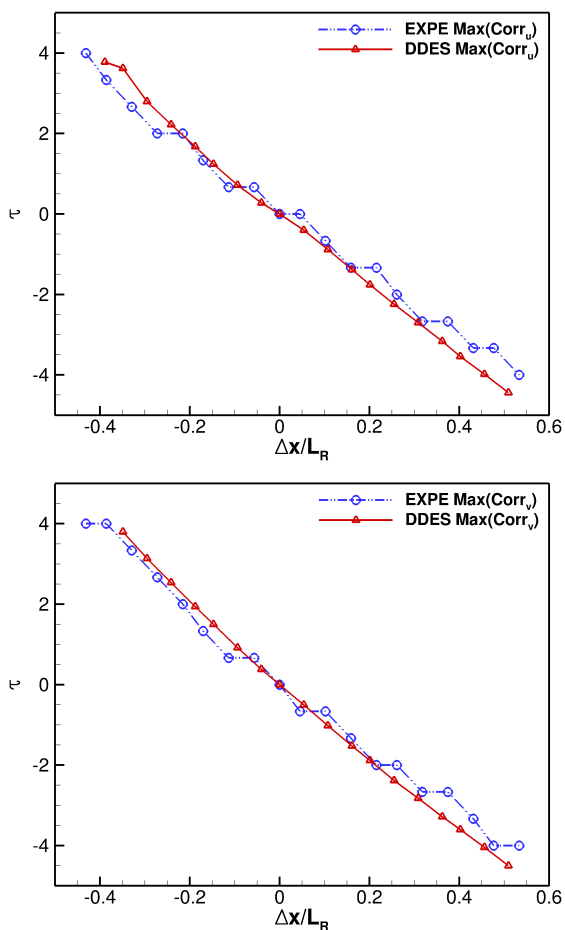


Figure 3.28 : *Superposition l'expérience/DDES des courbes de maximum de corrélation en espace selon x et en temps de la vitesse (en haut pour u et en bas pour v) avec la vitesse à $x = L_R$ et $y_p/L_R \sim 0.1$ sur la ligne de maximum négatif de $\langle uv \rangle$. Le temps de décalage τ est adimensionné par le temps de référence $\tau_\infty = e/U_\infty$*

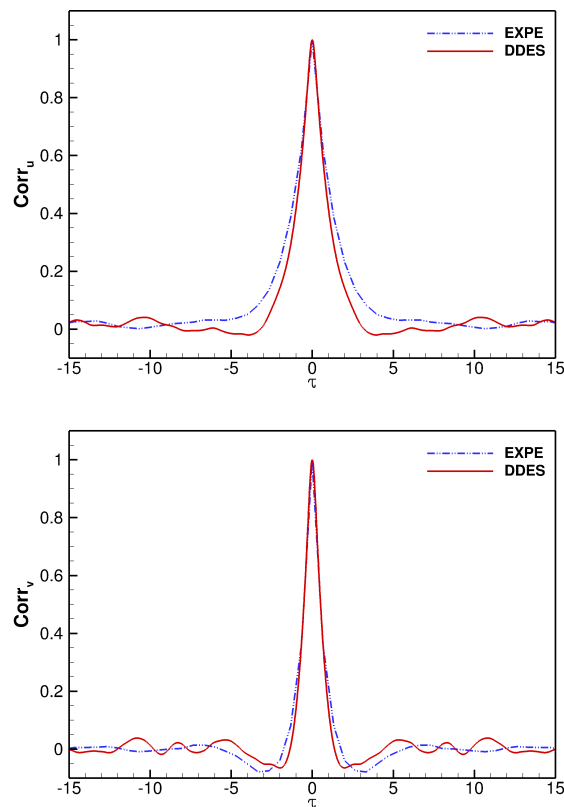


Figure 3.29 : *Corrélation en temps de la vitesse (en haut pour u et en bas pour v) à $x = L_R$ et $y_p/L_R \sim 0.1$ sur la ligne de maximum négatif de $\langle uv \rangle$. Le temps de décalage τ est adimensionné par le temps de référence $\tau_\infty = e/U_\infty$*

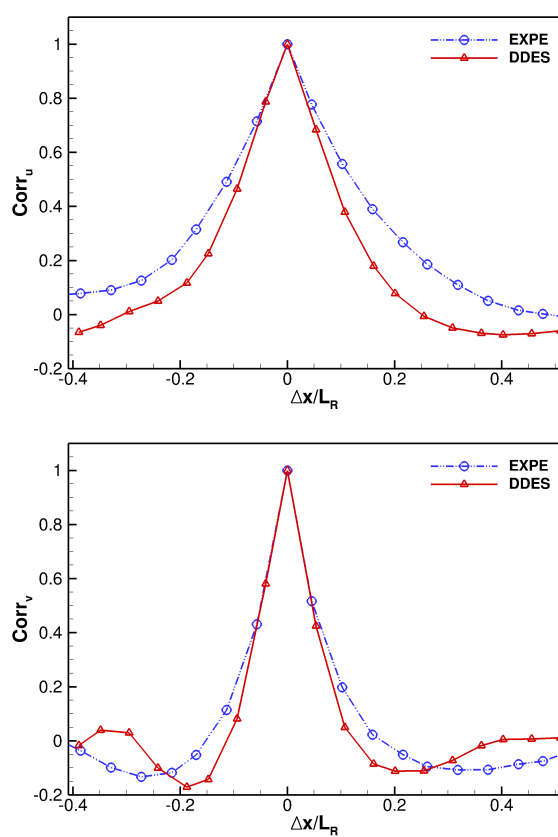


Figure 3.30 : *Corrélation en espace selon x de la vitesse (en haut pour u et en bas pour v) à $x = L_R$ et $y_p/L_R \sim 0.1$ sur la ligne de maximum négatif de $\langle uv \rangle$*

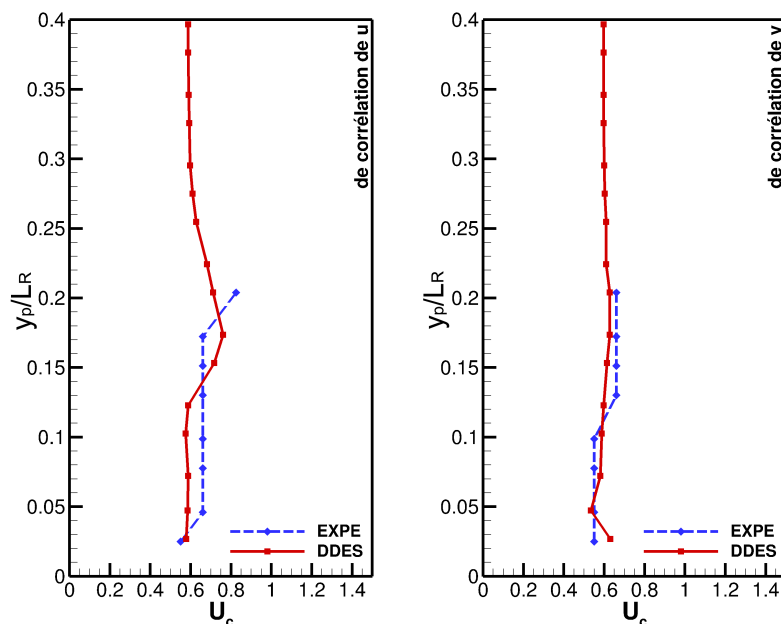


Figure 3.31 : Vitesse de convection (adimensionnée par la vitesse de référence U_∞) selon y estimée à partir de l'auto-corrélation de u (à gauche) et de v (à droite) en $x/L_R = 0.8$ et $x/L_R = 1.2$

de maximum de corrélation diminue légèrement quand x augmente, ce qui montre que la vitesse de convection augmente légèrement en aval. Des profils sont extraits et tracés dans les figures 3.29 et 3.30 qui représentent la corrélation en temps et en espace, respectivement. Ces figures montrent que les niveaux de corrélation sont légèrement plus élevés dans le cas de l'expérience que dans celui de la simulation, ce qui suggère que les échelles temporelles et spatiales sont légèrement sous-estimées par la simulation, en accord avec la surestimation de la gamme de fréquence associée au lâcher tourbillonnaire observée précédemment.

Une vitesse de convection U_c (dans la direction x) peut être déduite de ces corrélations en deux points, comme le rapport de la distance Δx de deux points proches et du retard τ_{\max} identifié par le maximum de corrélation de la vitesse en ces deux points. Cette vitesse de convection au recollement est estimée grâce à l'inter-corrélation de la vitesse en $x/L_R = 0.8$ et $x/L_R = 1.2$ et son évolution selon y est tracée dans la figure 3.31. La vitesse de convection estimée à partir de R_{vv} reste presque constante selon y avec $U_c/U_\infty \sim 0.6$. Celle estimée à partir de R_{uu} présente une augmentation vers $U_c/U_\infty \sim 0.8$ autour de $y_p/L_R \sim 0.15$. On trouve un très bon accord entre la simulation et l'expérience pour les vitesses de convection estimées à partir de R_{uu} et de R_{vv} (on rappelle que les données PIV sont altérées dans la région $y_p/L_R > 0.2$). Ces valeurs de U_c sont également en bon accord avec les valeurs reportées dans la littérature qui sont de l'ordre de $U_c/U_\infty = 0.5 \div 0.8$, comme présenté dans le chapitre 1 (voir en particulier la figure 1.15 où la vitesse

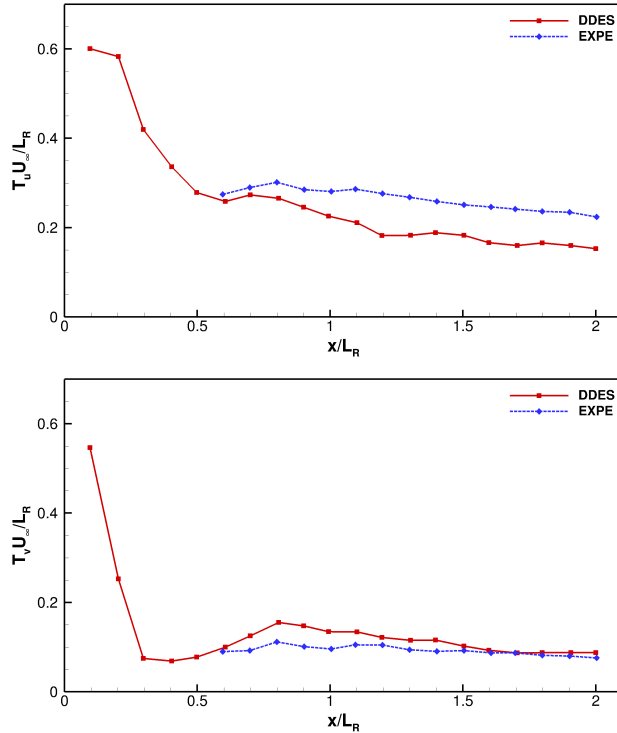


Figure 3.32 : Echelle intégrale de temps pour u (en haut) et v (en bas) sur la ligne de maximum de $-\langle uv \rangle$

de convection estimée à partir de l'inter-corrélation de u par Kiya et al. ([Kiy83] est présentée).

Les échelles intégrales temporelles sont également évaluées à partir des corrélations. Pratiquement, ces échelles de temps sont déduites de l'intégrale des inter-corrélations temporelles sur un intervalle de temps $0 \div \tau_i$

$$T_\alpha(\underline{x}) = \int_0^{\tau_i} R_{\alpha\alpha}(\underline{x}, \tau) d\tau \quad (3.2)$$

où τ_i est choisi assez grand pour avoir $R_{\alpha\alpha}$ très petit devant 1.

L'évolution spatiale de l'échelle intégrale de temps est tracée dans les figures 3.32 sur la ligne des contraintes extrémales et 3.33 en fonction de y au recollement, respectivement.

Sur la ligne des contraintes extrémales, on observe globalement une forte diminution des échelles de temps dans la région du bord d'attaque, suivie par une légère augmentation jusqu'à la position du maximum des contraintes, et une légère diminution en aval. Une interprétation possible est que ces échelles sont fortement influencées par le battement proche du bord d'attaque, ce qui conduit à des valeurs importantes de l'échelle temporelle dans cette région. Ensuite, l'augmentation des échelles peut être reliée à l'épaississement de la zone cisailée et aux appariements des tourbillons de Kelvin-Helmoltz. En aval du recollement, on peut lier la légère

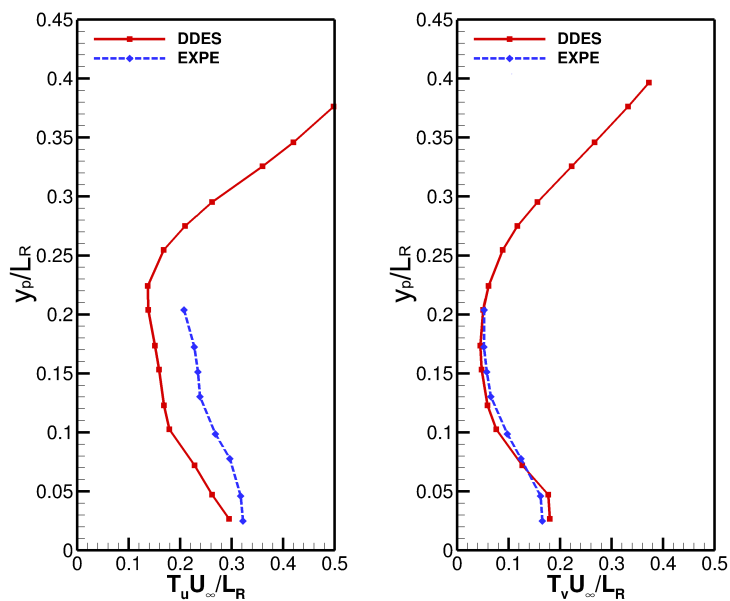


Figure 3.33 : Echelle intégrale de temps selon y pour u (à gauche) et v (à droite) au recollement

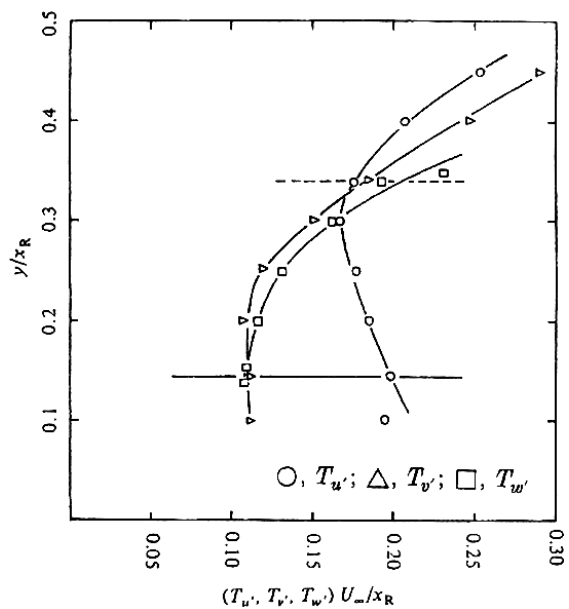


Figure 3.34 : Echelle intégrale de temps selon y au recollement après Kiyama et al. ([Kiy83])

diminution des échelles à la relaxation de la zone cisailé et à une décroissance des tourbillons lâchés dans cette zone externe. Les échelles intégrales temporelles basées sur v restituées par la simulation sont en bon accord avec l'expérience. Par contre, les échelles basées sur u sont sous-estimées. Cette sous-estimation est à rapprocher de la sous-estimation de la puissance spectrale de u dans la bande de très basse fréquence (figure 3.22). Néanmoins, on observe un bon accord de l'évolution selon x .

L'évolution de l'échelle intégrale de temps selon y dans la figure 3.33 montre comme précédemment un bon accord pour T_v et une sous-estimation pour T_u de la simulation par rapport à l'expérience. On observe aussi une valeur supérieure de T_u par rapport à T_v , en accord avec l'analyse spectrale des signaux de vitesse. T_u atteint son minimum vers $y_p/L_R \sim 0.25$ et celui de T_v est plus bas vers $y_p/L_R \sim 0.15$. On observe exactement la même évolution selon y de l'échelle intégrale de temps dans les études de Kiyama et al. [Kiy83] (voir figure 3.34), la diminution des échelles dans la région cisailée pouvant s'expliquer par les fluctuations turbulentes dans cette zone.

Les corrélations spatio-temporelles de la pression pariétale (selon x et t) sont représentées sur la figure 3.35 pour deux points de références en $x/L_R \sim 1$ et $x/L_R \sim 1.25$. Comme pour la vitesse, ces corrélations montrent très bien le phénomène de convection dans le signal de pression pariétale. Un très bon accord est observé entre simulation et expérience. Les maxima de corrélation en temps sont tracés sur la figure 3.36 et la pente de ces courbes permet d'estimer une vitesse de convection $U_c/U_\infty \approx 0.65$ qui reste presque constante en aval du recollement. Cette valeur est en accord avec la vitesse de convection déduite des corrélations de vitesse et avec celle mesurée dans les études de Kiyama et al. ([Kiy83]), $U_c/U_\infty = 0.63$. Les corrélations en x et en t respectivement sont extraites dans la figure 3.37 pour le point de référence à $x/L_R \sim 1.25$. Comme pour la vitesse, les corrélations de pression pariétale dans la simulation diminuent plus vite en s'éloignant du point de référence que dans l'expérience et confirme une légère sous-estimation des échelles temporelles et spatiales dans la simulation.

3.2.5 Synthèse de l'évaluation

Des simulations RANS et DDES ont été présentées, et une première analyse statistique de la base de données utilisée par la suite a été effectuée sur la base d'une comparaison avec une base de données expérimentales. L'analyse des moyennes et contraintes turbulentes a montré que le modèle RANS ($k - \omega$ SST) conduisait à un rétablissement de couche limite en aval du recollement fortement retardé et à une mauvaise prédiction des profils de vitesse et de pression, même si la longueur

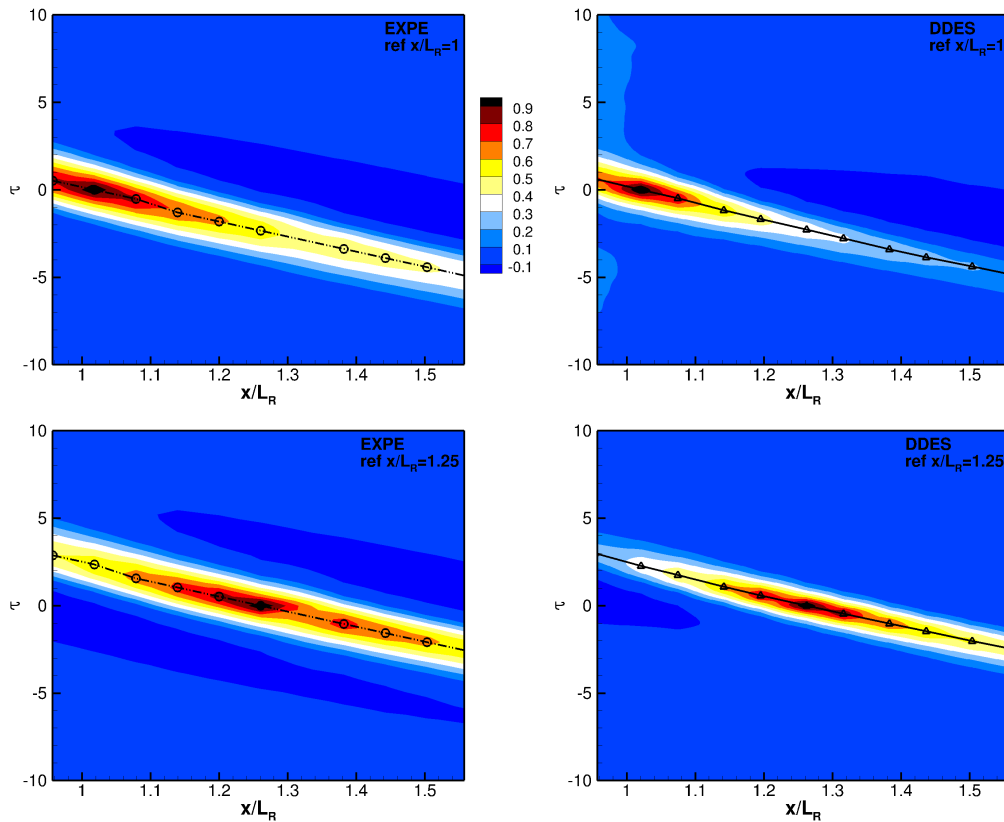


Figure 3.35 : *Corrélation en espace selon x et en temps de la pression pariétale pour l'expérience (à gauche) et pour la simulation (à droite), les positions de référence sont choisies à $x/L_R \sim 1$ (en haut) et $x/L_R \sim 1.25$ (en bas). Le temps de décalage τ est adimensionné par le temps de référence $\tau_\infty = e/U_\infty$*

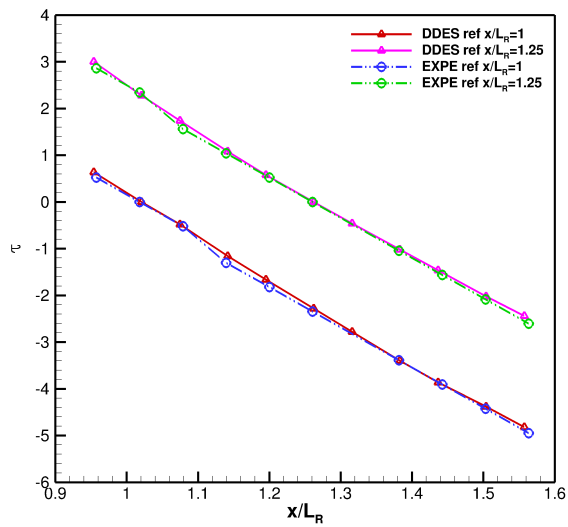


Figure 3.36 : *Superposition l'expérience/la simulation des courbes de maximum de corrélation en espace selon x et en temps de la pression pariétale pour l'expérience (à gauche) et pour la simulation (à droite), les positions de référence sont choisies à $x/L_R \sim 1$ et $x/L_R \sim 1.25$. Le temps de décalage τ est adimensionné par le temps de référence $\tau_\infty = e/U_\infty$*

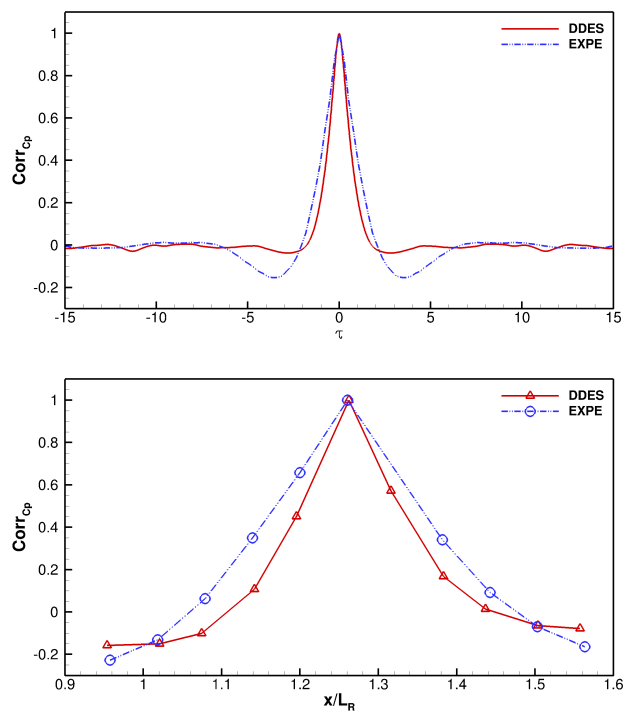


Figure 3.37 : *Corrélation en temps (en haut) et en espace (en bas) de la pression pariétale pour l'expérience et pour la simulation, la position de référence est à $x/L_R = 1.25$. Le temps de décalage τ est adimensionné par le temps de référence $\tau_\infty = e/U_\infty$*

de recollement est en bon accord avec l'expérience.

En revanche, la simulation DDES conduit à une bien meilleure prédiction même si une forte sensibilité au maillage a été identifiée dans la zone proche du décollement. De manière générale, le défaut majeur de la simulation semble être une surestimation des contraintes turbulentes dans la région de développement de la couche cisailée, qui conduit à une évolution légèrement trop rapide selon x des caractéristique de l'écoulement (rétablissement de la couche limite anticipé, légère sous-estimation des contraintes turbulentes et des échelles temporelles et spatiales en aval). L'analyse des différentes quantités statistiques étudiées suggèrent néanmoins que les phénomènes physiques reportés dans la littérature et décrit dans le chapitre 1 sont bien reproduit et en bon accord avec l'expérience.

L'analyse de la cohérence spatio-temporelle a mis en évidence une forte signature du lâcher tourbillonnaire dans la région juste en aval du recollement sur des signaux de vitesse et de pression. Cette cohérence est utilisée dans les chapitres suivants afin d'étudier plus en détails la dynamique et notamment le déclin de ces structures tourbillonnaires associés à une forte tridimensionnalisation de l'écoulement en aval du recollement.

Chapitre 4

Comparaison calcul/expérience pour les structures de grandes échelles instationnaires. Lien pression/vitesse

Sommaire

4.1	Extraction des structures à grande échelle	96
4.2	Estimation des structures à grande échelle à partir de la pression pariétale	104
4.2.1	Lien pression pariétale/structure proche paroi	104
4.2.2	Structures de grandes échelles estimées par la pression pariétale	112
4.2.3	Structures de grandes échelles estimées par la vitesse . .	137
4.3	Synthèse du chapitre	144

Dans ce chapitre, on analyse le comportement instationnaire des tourbillons à grande échelle pour la simulation et pour l'expérience dans la zone du lâcher tourbillonnaire. Pour l'expérience, les données sont mesurées dans un plan 2D de PIV, donc les tourbillons considérés dans ce chapitre sont vus dans l'aspect 2D, afin de pouvoir confronter simulation et expérience. Les grandes échelles de l'écoulement sont filtrées par la POD ou la mSSA (ces méthodes sont introduites dans le chapitre 2).

D'abord, les structures de grandes échelles de l'écoulement sont filtrées par POD pour les composantes de vitesse dans la zone du lâcher tourbillonnaire. Les structures sont comparées entre la simulation avec le modèle DDES et l'expérience.

Les tourbillons interagissent avec la paroi, et donc ont un lien avec le signal de pression pariétale. On essaie donc d'utiliser des signaux de pression pariétale pour estimer des structures tourbillonnaires de grande échelle. Les structures estimées sont comparées aussi dans le cas de l'expérience et celui de la simulation avec le modèle DDES.

A la fin du chapitre, on étudie l'instationnarité de l'écoulement en effectuant des statistiques portant sur les caractéristiques des tourbillons à grande échelle.

4.1 Extraction des structures à grande échelle dans le plan 2D

On utilise le critère Q pour détecter les structures tourbillonnaires. Un champs instantané est montré dans la figure 4.1 pour l'expérience et 4.2 pour la simulation DDES. Dans les deux cas, les champs sont très turbulents et le critère Q ne fait apparaitre que des petites structures.

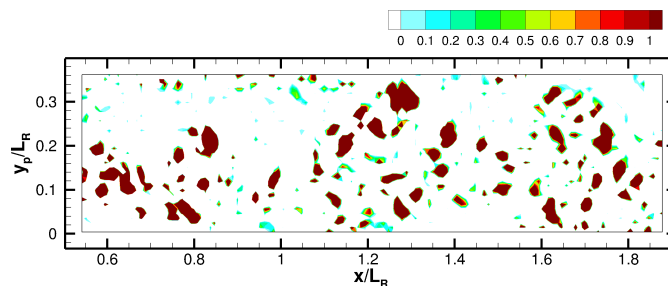


Figure 4.1 : Champs instantané de critère Q pour l'expérience. Q est adimensionné par U_∞^2/e^2

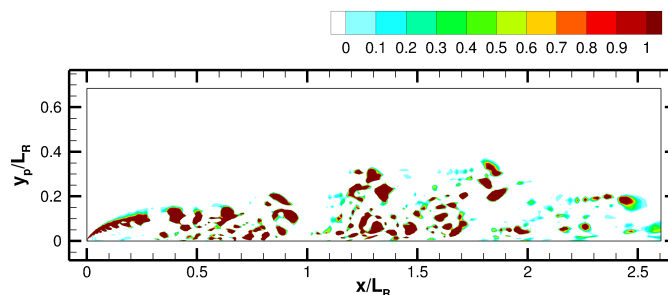


Figure 4.2 : Champs instantané de critère Q pour la simulation de DDES. Q est adimensionné par U_∞^2/e^2

L'analyse des instationnarités à grande échelle étant très difficile à partir des champs instantanés, on essaie de décomposer l'écoulement en utilisant la méthode POD (Décomposition en modes propres orthogonaux). Cette méthode, présentée dans le chapitre 2, conduit à reconstruire les champs de vitesse par un ensemble des modes les plus énergétiques. En utilisant la POD, on décompose tous les champs de l'expérience et de la simulation de DDES en modes $\phi_i(x, y)$ orthogonaux avec leurs coefficients aléatoires $a_i(t)$ qui portent des niveaux d'énergie λ_i . On limite le domaine spatial du calcul POD au plan PIV de l'expérience. Pour alléger ce calcul, on n'utilise pas la vitesse (u, v) en tous les points du maillage mais on ne prend que la moitié du nombre de points pour chaque direction (donc 4 fois moins de mailles). Ceci nous conduit à $N_p = 1152$ points pour l'expérience et $N_p = 1200$ points pour la simulation. La méthode POD directe est appliquée, donc pour l'expérience on obtient $N_m = N_{p(u)} + N_{p(v)} = 2304$ modes et $N_m = 2400$ modes pour la simulation. La matrice de corrélation est calculée en moyennant 4 séries de 4274 champs expérimentaux. Pour la simulation, on utilise l'hypothèse de l'homogénéité en z , donc cette matrice est calculée en moyennant 58 séries (car 58 mailles en z) de 20×10^3 champs.

Le niveau d'énergie des modes est tracé dans la figure 4.3. On trouve un assez bon accord entre les spectres d'énergie issus de l'expérience et de la simulation. L'énergie décroît selon les modes mais cette décroissance n'est pas rapide. Cela démontre que la structure de ce type d'écoulement est assez complexe, et se compose de beaucoup d'échelles. Pour obtenir plus de 50% d'énergie, l'expérience a besoin d'au moins 20 modes et la simulation en a besoin d'au moins 15. Le niveau d'énergie des premiers modes de la simulation est un peu plus faible que pour l'expérience. La raison est que les contraintes normales résolues dans la simulation sont légèrement plus faibles que celles dans l'expérience sur le domaine du calcul POD considéré ici. Par contre, les pourcentages d'énergie associée à chaque mode et d'énergie cumulée montrent un très bon accord pour les 6 premiers modes les plus énergétiques.

Les modes $[\phi_{ui}(x, y), \phi_{vi}(x, y)]$ contiennent les caractéristiques spatiales de l'écoulement. Les 6 premiers modes sont tracés dans la figure 4.4. Le niveau de couleur montre la norme des composantes $(\phi_{ui}^2 + \phi_{vi}^2)^{\frac{1}{2}}$ et on superpose les lignes de courant basées sur les composantes. On trouve un bon accord des 4 premiers modes pour l'expérience et pour la simulation. Le mode 5 de l'expérience est affecté par la zone où les données expérimentales sont altérées par un défaut d'ensemencement (voir chapitre 2) et on ne cherche donc pas un mode correspondant dans la simulation. Le mode 6 de l'expérience ressemble au mode 5 de la simulation. Les structures des modes semblent plus petites dans le cas de la simulation, ce qui correspond bien aux échelles intégrales (spatiale et temporelle) plus petites tirée de la corrélation de la vitesse et de la pression. Pour les premiers modes, on trouve que les modes

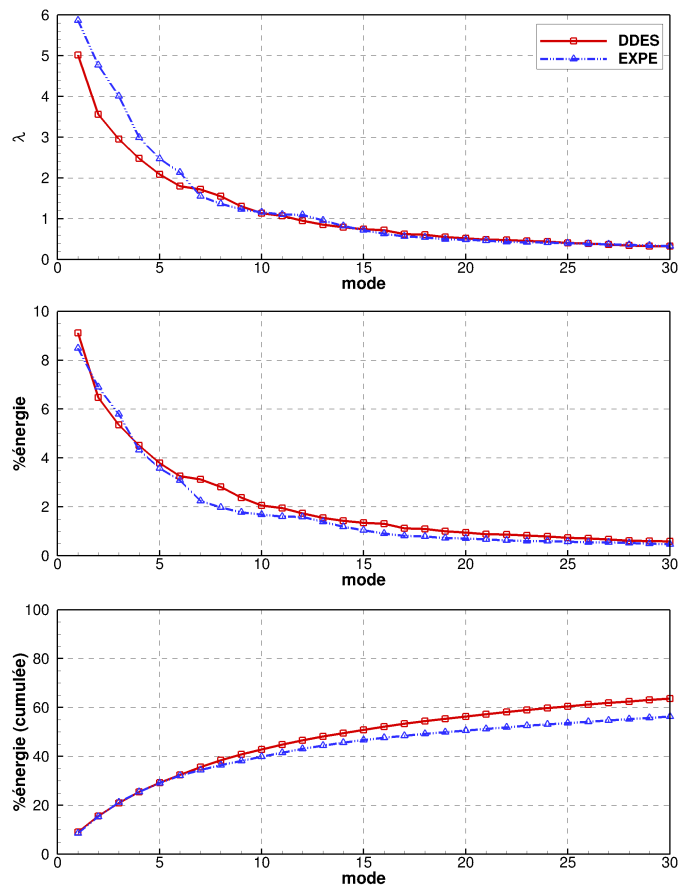


Figure 4.3 : Spectre énergie du calcul de POD de la vitesse pour l'expérience et la simulation de DDES

qui portent le plus d'énergie ont une échelle spatiale plus grande.

Pour avoir une comparaison quantitative des modes entre la simulation et l'expérience, et également chercher si on trouve des modes de la simulation correspondant le mieux possible aux modes de l'expérience, on calcule la corrélation spatiale entre les modes. Cette corrélation est montrée dans la figure 4.5. Dans le cas optimal où les modes seraient identiques, on aurait une corrélation maximale sur la diagonale. On constate que ça n'est pas vraiment le cas ici, mais cela vient principalement du fait que les structures sont plus petites dans le cas de la simulation.

On réorganise ensuite l'ordre des modes pour mieux comparer les coefficients aléatoires tirés de la simulation et de l'expérience. Ces coefficients $a_i(t)$ portent les caractéristiques temporelles et donc fréquentielles de l'écoulement. Les DSP des coefficients aléatoires des premiers modes de la simulation et des modes associées de l'expérience sont montrées dans la figure 4.6. L'évolution de la DSP en fonction du mode considéré montre bien la décroissance du niveau d'énergie quand N augmente. Chaque mode porte une caractéristique fréquentielle différente et on n'identifie pas de modes pouvant être associés par paire, comme on pourrait s'y attendre pour un simple phénomène de convection. Ceci est expliqué par le fait que le lâcher

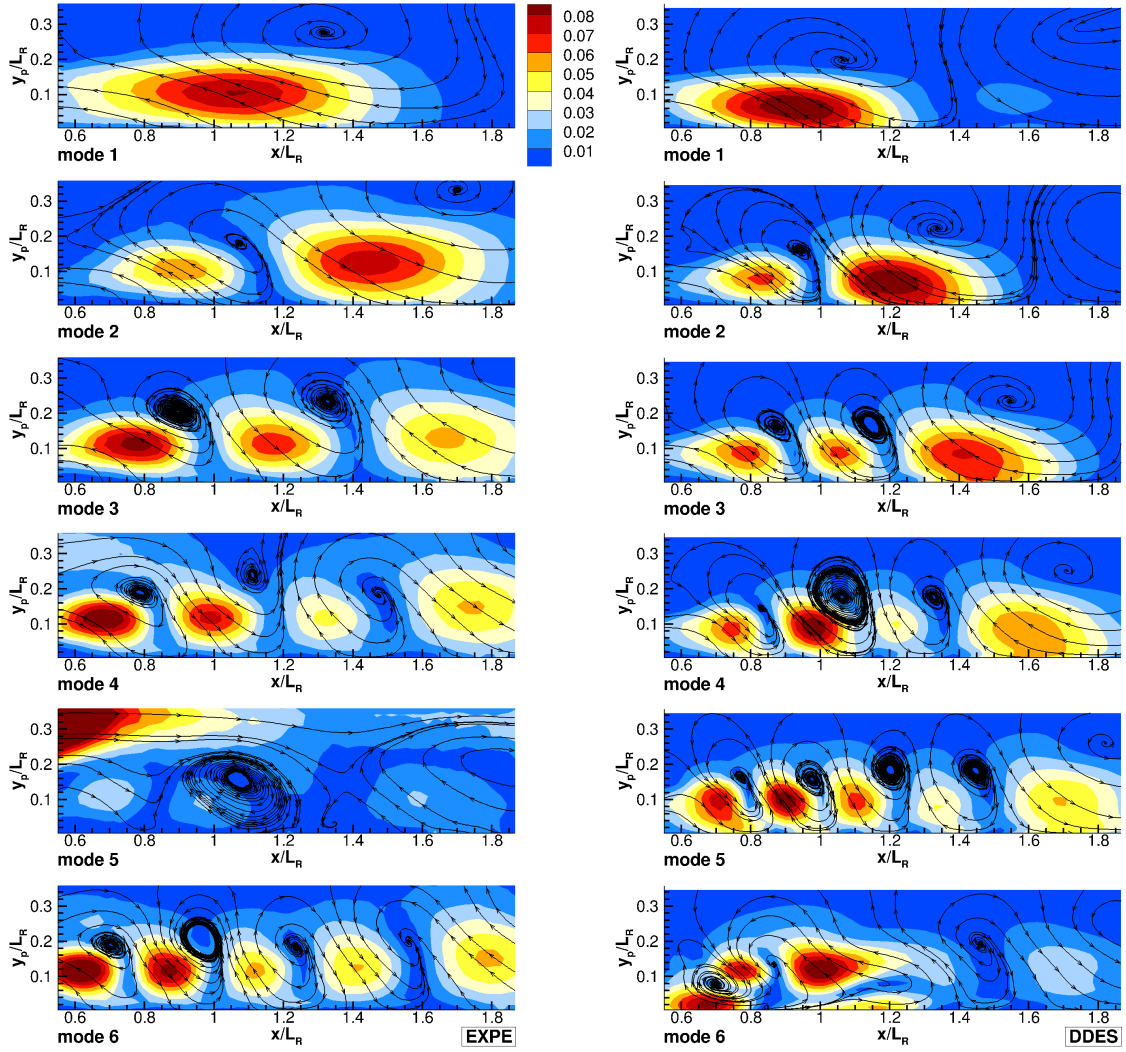


Figure 4.4 : Des modes du calcul de POD de la vitesse pour l'expérience et la simulation de DDES. Niveau de couleur montre la norme de (ϕ_u, ϕ_v)

tourbillonnaire ne se traduit pas au niveau des spectres par un pic prononcé à une certaine fréquence, mais plutôt par contribution large bande (voir chapitre 3). Ceci traduit une certaine irrégularité du lâcher tourbillonnaire.

Pour les premiers modes, on trouve que la fréquence caractéristique du coefficient associé augmente avec N . Ceci est lié à une décroissance de l'échelle de temps, les modes d'ordre élevés présentant des structures de plus petite échelle. A la fois du point de vue fréquentiel et du point de vue spatial, on confirme donc que les modes les plus énergétiques sont associés à des structures de plus grandes échelles (temporelles et spatiales). Les spectres des premiers modes sont en très bon accord entre la simulation et l'expérience, ce qui semble indiquer que les grandes échelles de l'écoulement sont bien reproduites dans la simulation. On retrouve également une légère sur-estimation de la fréquence du lâcher tourbillonnaire dans le cas de simulation.

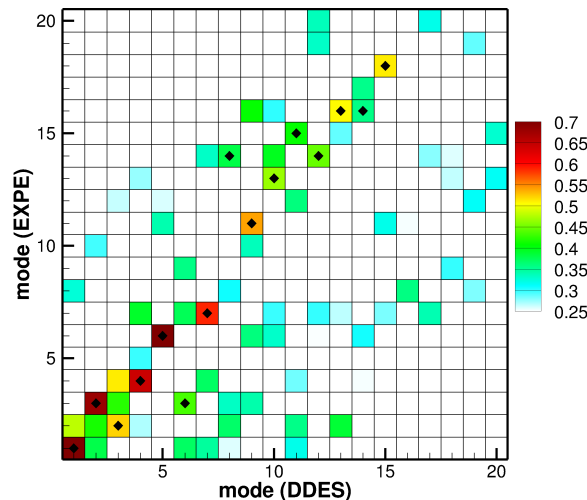


Figure 4.5 : *Corrélation croisée des modes de la POD pour l’expérience et pour la simulation de DDES. Les diamants montrent les modes de l’expérience les plus corrélés aux modes de la simulation*

On reconstruit le champs original par un ensemble de modes les plus énergétiques pour obtenir un champs filtré pour les grandes échelles qui dominant le comportement de l’écoulement. Une question posée est celle du nombre de modes nécessaires pour la reconstruction. Il est très difficile de choisir le nombre de modes N_m puisque le spectre d’énergie de POD ne montre pas une séparation claire des modes dominants. On n’identifie pas non plus de séparation claire au niveau des spectres des coefficients aléatoires. N’ayant pas de critère objectif pour ce choix, on montre ici une reconstruction pour avoir une vue qualitative de l’allure des structures à grande échelle. 20 et 15 modes sont utilisés pour la reconstruction respectivement pour l’expérience et pour la simulation de manière à obtenir plus de 50% d’énergie cumulée dans le spectre d’énergie de la POD. La reconstruction d’un instantané est tracée dans la figure 4.7 pour l’expérience et 4.8 pour la simulation DDES. Ces instants sont choisis qualitativement à une même phase du lâcher tourbillonnaire entre l’expérience et la simulation. Dans ces figures, le champs de critère Q original est en haut et celui calculé à partir de la reconstruction est en bas. Le contour est choisi $Q = 0.01U_\infty^2/e^2$ pour la reconstruction ($Q > 0$ est un critère de détection de tourbillon). On observe que la POD extrait bien des structures de grandes échelles, ces structures semblant correspondre avec un “paquet” des petites structures sur les champs instantanés.

On observe qualitativement un tourbillon à $x/L_R \sim 1.2$, la distance de ce tourbillon (on estime le centre du tourbillon à l’aide du barycentre de Q) à la paroi est $y_p/L_R \sim 0.15$ dans le cas de l’expérience et la simulation ; cette hauteur est de

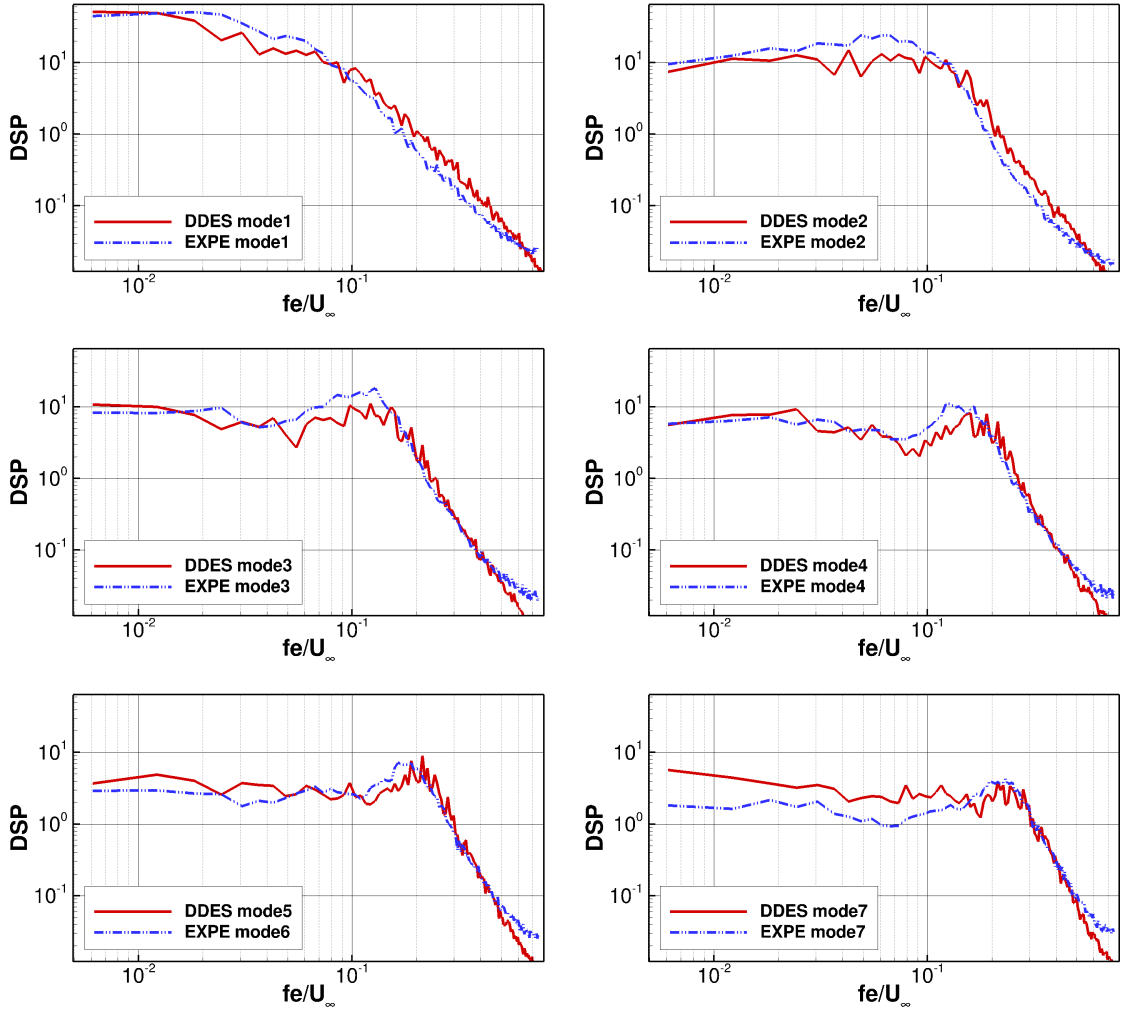


Figure 4.6 : DSP des coefficients aléatoires du calcul de POD de la vitesse pour l'expérience et la simulation de DDES

l'ordre de celle indiquée dans l'étude d'un tourbillon moyen de Kiya et al. citée dans le chapitre 1 où $y_p/L_R \sim 0.18$. On observe aussi l'évolution des tourbillons lors de leur convection vers l'aval. Leur taille semble croître avec x (voir les tourbillons à $x/L_R \sim 0.9$ et à $x/L_R \sim 1.2$), ce qui est en accord avec l'étude des échelles intégrales à partir des corrélations. L'intensité des tourbillons (grandeur de Q) décroît durant son transport vers l'aval.

Des spectres de vitesse issus des champs filtrés sont superposés aux spectres de vitesse non filtrée dans les figures 4.9 pour l'expérience et 4.10 pour la simulation, au niveau du recollement moyen et sur la ligne de l'extremum de contrainte cisailée. Dans les deux cas, on trouve que la reconstruction reproduit bien les bandes des fréquences caractéristiques (la bande de basse fréquence pour u et celle du lâcher tourbillonnaire pour v). Les petites échelles qui portent des hautes fréquences sont éliminées dans ces spectres de vitesse reconstruite.

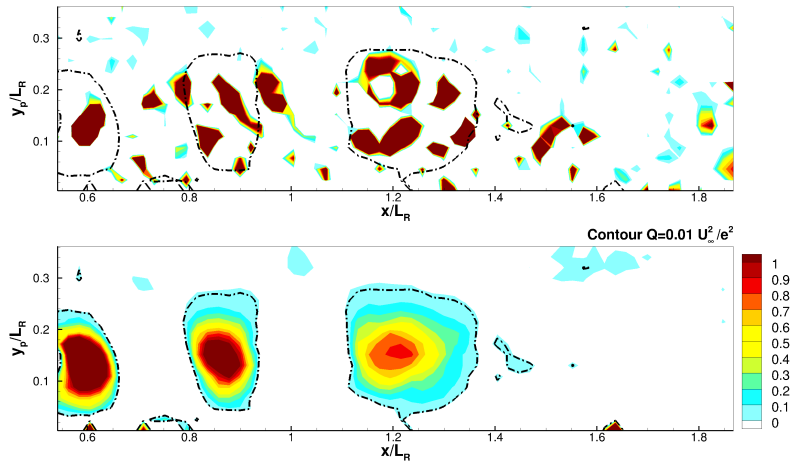


Figure 4.7 : Un instant original (en haut) et sa reconstruction (en bas) par 20 modes du calcul de POD de la vitesse pour l'expérience. Le niveau de couleur montre le critère Q adimensionné par U_∞^2/e^2 , le contour $Q = 0.01U_\infty^2/e^2$ pour le champs de reconstruction

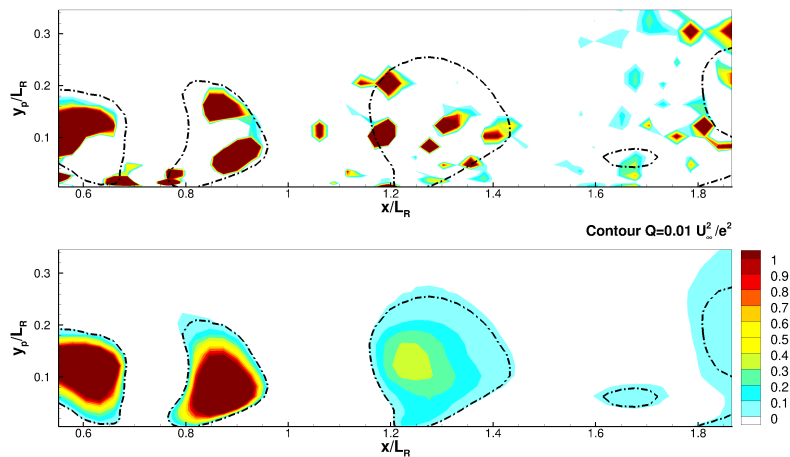


Figure 4.8 : Un instant original (en haut) et sa reconstruction (en bas) par 15 modes du calcul de POD de la vitesse pour la simulation de DDES. Le niveau de couleur montre le critère Q adimensionné par U_∞^2/e^2 , le contour $Q = 0.01U_\infty^2/e^2$ pour le champs de reconstruction

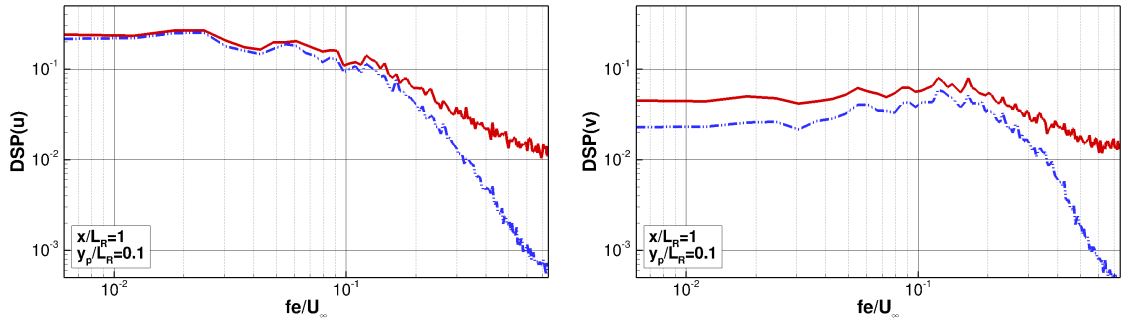


Figure 4.9 : *DSP de la vitesse (prise à $x/L_R = 1$ et $y_p/L_R = 0.1$) de reconstruction par 20 modes du calcul de POD de la vitesse pour l'expérience. DSP pour u à gauche et pour v à droite*

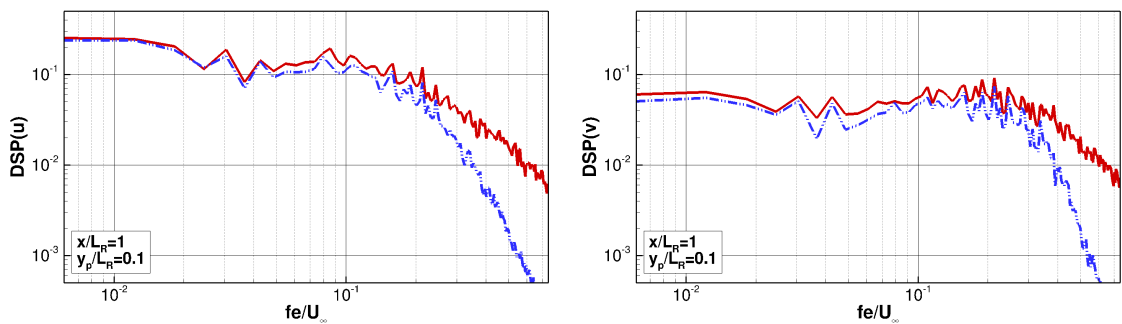


Figure 4.10 : *DSP de la vitesse (prise à $x/L_R = 1$ et $y_p/L_R = 0.1$) de reconstruction par 15 modes du calcul de POD de la vitesse pour la simulation de DDES. DSP pour u à gauche et pour v à droite*

4.2 Estimation des structures à grande échelle à partir de la pression pariétale

On sait que les structures d'écoulement ont un lien avec la pression. La pression est influencée par l'ensemble du champ de vitesse, le champ proche ayant une contribution prépondérante (voir le prochain chapitre). Dans notre cas, les tourbillons lâchés interagissent avec la paroi et causent un lien avec la pression pariétale. Comme expliqué dans le chapitre 1, Kiya et al. ([Kiy85]) ont montré qu'une dépression en un point de la paroi est associée à tourbillon qui passe au dessus de ce point grâce à la moyenne conditionnée par cette dépression. Dans cette section, on commence par vérifier le lien de la pression pariétale à la structure de l'écoulement au dessus pour l'expérience et pour notre simulation. Ensuite, on essaie d'estimer les tourbillons à grande échelle à partir de la pression pariétale sur une région plus large.

4.2.1 Lien pression pariétale/structure proche paroi

Corrélation pression pariétale/vitesse

Pour analyser le lien entre la pression pariétale et la structure d'écoulement proche paroi, on observe d'abord la corrélation de pression pariétale avec la vitesse au dessus. Cette corrélation est tracée sur la figure 4.11 où la pression est prise pour trois positions sur la paroi $x/L_R \sim 1; 1.25; 1.5$. Les deux composantes (R_{pu}, R_{pv}) sont utilisées pour tracer des lignes de courant. On se réfère aussi à la figure 1.9 issue de l'étude de Kiya et al. ([Kiy83]) pour une même configuration. Dans cette étude, les auteurs ont inversé le signe de C_p pour orienter les lignes de courant. La pression pariétale est prise à $x/L_R = 1$ (recollement moyen), la vitesse est mesurées à différentes hauteurs au recollement et la vitesse selon x est déduite de la vitesse de convection par $\underline{U}(\underline{X}_0 + \underline{U}_c \Delta t, t_0) = \underline{U}(\underline{X}_0, t_0 - \Delta t)$.

Les lignes de courant formées à partir des corrélations mettent en évidence une grande "structure" au dessus du point où est prise la pression. Au recollement, la forme de ces "structures" est en bon accord avec l'étude de Kiya et al. ([Kiy83]). Cette structure est centrée à une hauteur $y_p/L_R \sim 0.18$ et ses axes majeurs sont inclinés par rapport à l'axe vertical d'environ 45° .

La comparaison du niveau des corrélations est montrée quantitativement dans la figure 4.12 où les profils à $x/L_R = 1$ de R_{pu} et R_{pv} sont tracés (corrélations entre la pression au recollement et la vitesse). Les données de l'expérience ne sont pas fiables au dessus de $y_p/L_R \sim 0.2$ (zone de mauvais ensemencement) donc on ne compare pas la corrélation dans cette région. Une étude similaire des profils de

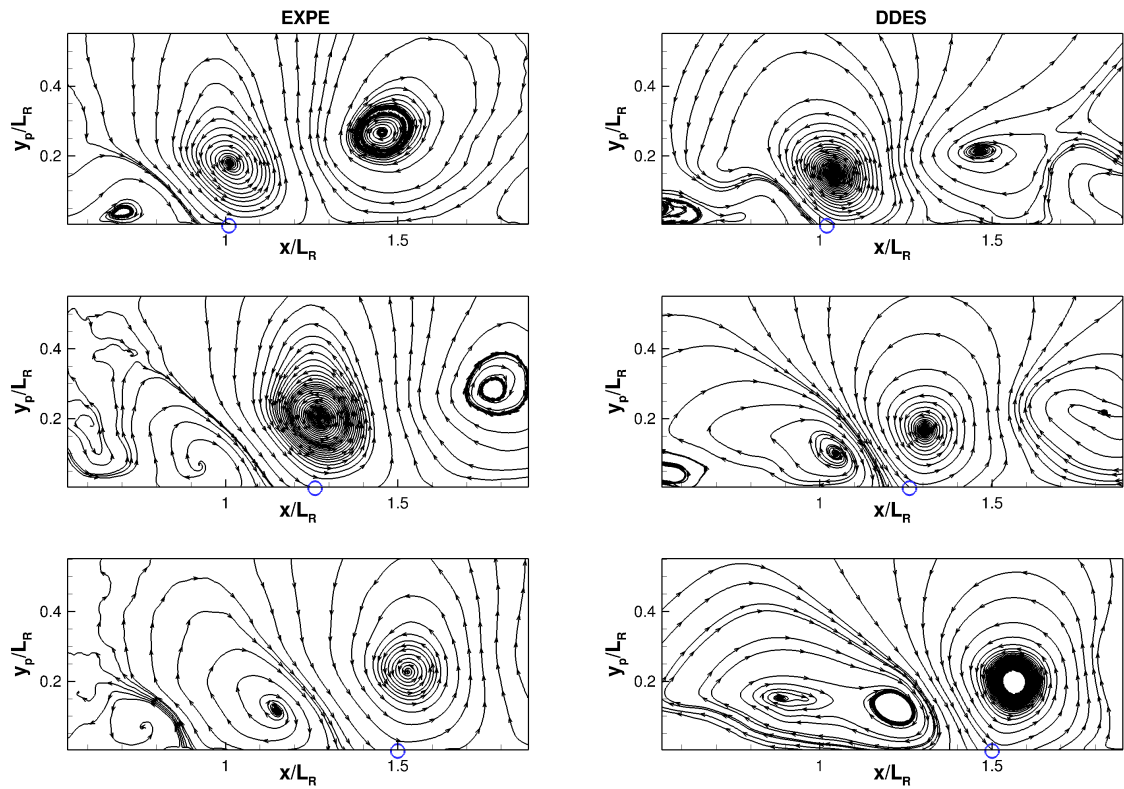


Figure 4.11 : *Corrélation de la pression pariétale (à $x/L_R \sim 1; 1.25; 1.5$ respectivement de haut en bas) et la vitesse pour l'expérience (à gauche) et la simulation de DDES (à droite). Les lignes de courant basés sur les composantes ($R_{pu}, R_{p,v}$). Les petits cercles sont les points de référence de la pression pariétale*

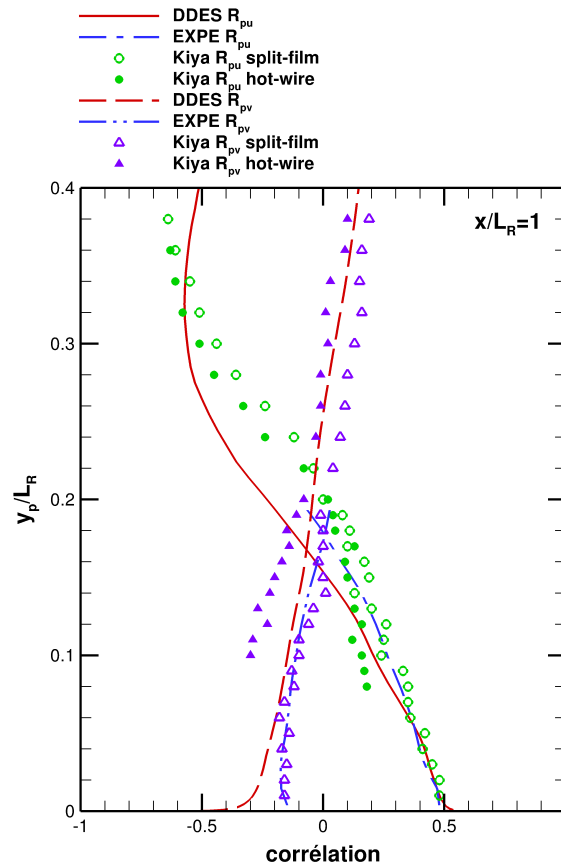


Figure 4.12 : Profil à $x = L_R$ de corrélation de la pression pariétale (à $x/L_R \sim 1$ et la vitesse pour l'expérience et la simulation de DDES avec les résultats de Kiya et al. ([Kiy83]) où la vitesse mesurée par des fils chauds et split-films

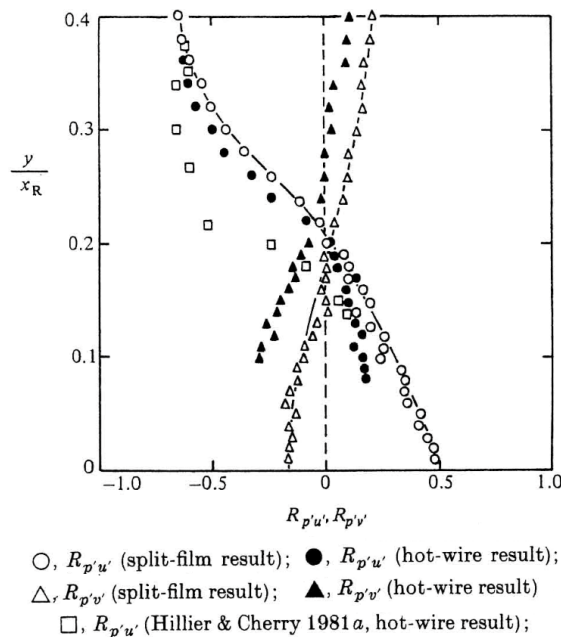


Figure 4.13 : Profil à $x = L_R$ de corrélation de la pression pariétale (à $x/L_R = 1$ et la vitesse (d'après Kiya et al. [Kiy83])

corrélation est faite par Kiya et al. ([Kiy83]) et est montrée dans la figure 4.13. (Nous avons aussi retracée les valeurs de Kiya et al. [Kiy83] dans la figure 4.12). Un bon accord est trouvé entre la simulation, l'expérience et les résultats de Kiya et al. Les corrélations R_{pu} et R_{pv} se croisent en $y_p/L_R \sim 0.18$ où ces deux corrélations deviennent nulles. R_{pu} a le signe inverse de R_{pv} selon y et en valeur absolue, R_{pu} est de l'ordre de deux fois plus grande que R_{pv} .

Moyenne conditionnelle

Les études de Kiya et al. ([Kiy85]) ont montré le lien entre les tourbillons à grande échelle et la pression pariétale en utilisant la moyenne conditionnelle (revoir la figure 1.19). Cette moyenne conditionnelle est évaluée en moyennant les événements où la pression pariétale fluctuante au recollement atteint un minimum inférieur à $H = 1.8$ fois l'écart-type (la condition s'écrit $C'_p(t) < -H \langle C_p'^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$). Ce seuil n'est pas clairement justifié dans leur étude. On applique ce calcul de moyenne conditionnelle dans notre cas pour la simulation et pour l'expérience. D'abord, on fait varier le seuil $H = 0 \div 4$ afin de vérifier la sensibilité de la moyenne à ce seuil. Les événements de "vallée" de pression pariétale fluctuante sont pris au recollement. Les valeurs de $\langle U \rangle / U_\infty$ en quelques points sont montrés dans la figure 4.14 pour l'expérience. Les cinq points sont choisis en $x/L_R = 0.75, 1, 1.25$ et $y_p/L_R = 0.02, 0.1, 0.2$ (respectivement en proche paroi, en région de grand cisaillement, limite supérieur de la zone cisillée). Le nombre d'événements détectés est aussi intégré dans cette figure. On trouve que la moyenne varie peu pour $H \leq 2.5$ où le nombre d'événements est assez grand. Pour $H > 2.5$, le nombre d'événement diminue et la moyenne n'est pas convergée. Les profils à $x/L_R = 1$ de cette vitesse moyenne conditionnelle sont aussi montrés dans la figure 4.15 pour différentes valeurs du seuil H . Avec $H \geq 3$, les profils sont très éloignés des profils où $H < 3$. Avec $H < 3$, les profils gardent une forme identique. On préfère choisir une valeur $H \leq 2.5$ de manière à assurer l'indépendance de la moyenne vis-à-vis du seuil. Dans la suite, nous avons choisit $H = 1$ de manière à avoir un grand nombre d'événements.

Le calcul de la moyenne conditionnée à la dépression pariétale avec le seuil de $H = 1$ est appliqué pour la simulation de DDES et l'expérience pour différentes positions de capteurs de pression pariétale. Afin de voir l'évolution en temps de la structure de moyenne conditionnelle, on introduit également un décalage en temps Δt . On peut donc écrire la moyenne calculée comme $\langle \underline{U}(\underline{X}, t - \Delta t) | c_p^{\min}(\underline{X}_0, t) \rangle$. Cette moyenne conditionnée à la dépression au recollement avec un temps de décalage positif et négatif est montrée dans la figure 4.16.

Dans le cas où $\Delta t = 0$ on trouve une structure tourbillonnaire (détectée par le critère Q) juste au dessus du point de référence où est pris la condition. Ceci est obtenu pour l'expérience et la simulation, et en bon accord avec les études de

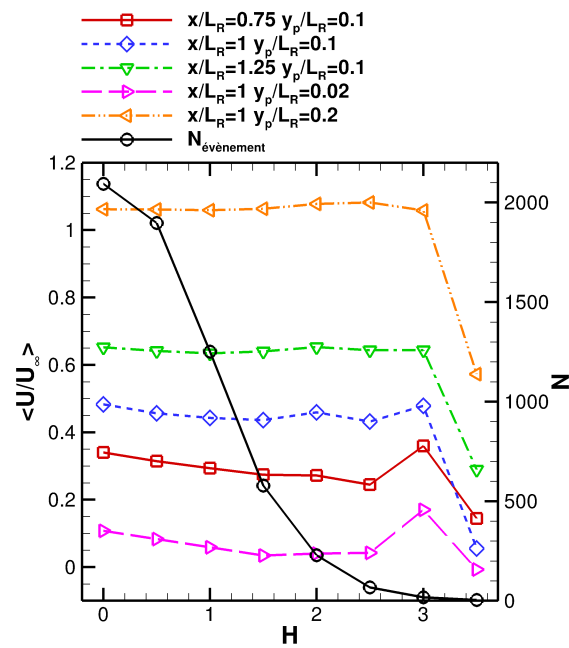


Figure 4.14 : Vitesse $\langle U/U_\infty \rangle$ de moyenne conditionnée à la dépression pariétale au recollement pour l'expérience avec le seuil H varié; 5 points choisis en $x/L_R = 0.75, 1, 1.25$ et y varie pour être en proche paroi $y_p/L_R = 0.02$, en région de grande cisaillement $y_p/L_R = 0.1$, au limite de couche limite $y_p/L_R = 0.2$

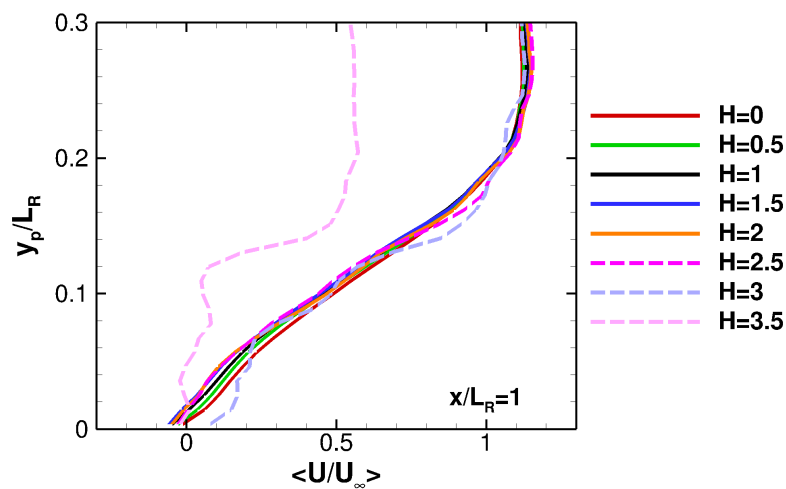


Figure 4.15 : Profils de $\langle U/U_\infty \rangle$ à $x/L_R = 1$ de moyenne conditionnée à la dépression pariétale au recollement pour l'expérience avec le seuil H varié

Kiya et al. En variant le temps de décalage, on observe l'évolution de ce tourbillon. Une fois lâché, ce tourbillon est convecté en aval du recollement moyen. Durant son transport vers l'aval, l'intensité de ce tourbillon diminue et sa taille augmente.

On cherche à évaluer de manière quantitative l'évolution des tourbillons en moyenne conditionnelle selon le temps de décalage. En définissant une limite du tourbillon conditionnel avec un contour de $Q = Q_{\text{lim}}$, on peut trouver la surface A et la valeur Q_{max} au sein de cette région. L'aire ainsi définie est sensible au choix de Q_{lim} . La valeur $Q_{\text{lim}} = 0$, qui devrait être utilisée d'après la définition du critère Q ([Hun88]) conduit à des contours mal définis du fait des erreurs de convergence de la moyenne ou des erreurs de mesure dans l'expérience. En pratique, on choisit donc une valeur faible $Q_{\text{lim}} = 0.01U_\infty^2/e^2$. On doit cependant considérer l'aire déduite avec ce seuil avec précaution. En effet, si l'intensité du tourbillon décroît selon x , la limite du tourbillon varie aussi selon x . Pour cette raison, le terme d'aire doit ici être plutôt compris comme un paramètre de comparaison entre la simulation et l'expérience. Le centre $\underline{X}_c = (x_c, y_c)$ du tourbillon est évalué avec le barycentre de critère Q . Pour caractériser une structure on définit aussi l'intégrale QA du critère Q sur sa surface. Les différentes quantités sont ainsi calculées comme :

$$\begin{aligned} \underline{X}_c &= \frac{\sum_{(\Omega_i^Q \subset \Omega^Q)} [\underline{X}_i Q_i \Omega_i^Q]}{\sum_{(\Omega_i^Q \subset \Omega^Q)} [Q_i \Omega_i^Q]} \\ A &= \sum_{(\Omega_i^Q \subset \Omega^Q)} [\Omega_i^Q] \\ QA &= \sum_{(\Omega_i^Q \subset \Omega^Q)} [Q_i \Omega_i^Q] \end{aligned} \tag{4.1}$$

Ici les Ω_i^Q sont les surfaces des mailles à l'intérieur du domaine Ω^Q limité par le critère $Q > Q_{\text{lim}}$. En repérant les positions successives du centre des structures ainsi définies à différents temps de décalage, on estime aussi la vitesse de convection U_c par dérivation, avec un simple schéma centré.

La comparaison de l'évolution des caractéristiques du tourbillon conditionnel issu de la simulation et de l'expérience est montrée dans la figure 4.17. Les positions des tourbillons détectés sont très similaires dans les deux cas, et donc la vitesse de convection U_c sont en bon accord. Quand x augmente, le barycentre du tourbillon monte légèrement en aval du recollement, et la vitesse de convection augmente un peu. La vitesse de convection du tourbillon est estimée de l'ordre $U_c/U_\infty \sim 0.6$, qui est du même ordre de grandeur que la vitesse de convection déduite de la corrélation de vitesse dans le chapitre 3. La décroissance de l'intensité de tourbillon conditionnel est bien montrée dans les courbes de valeur Q_{max} et

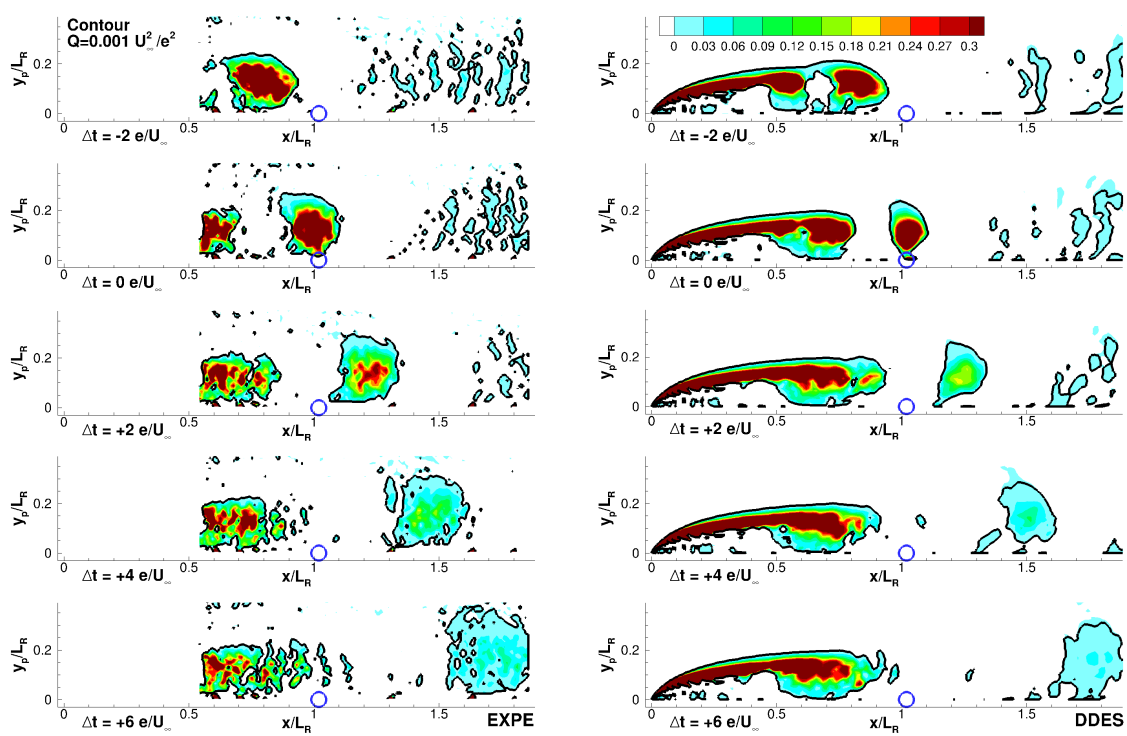


Figure 4.16 : Moyenne conditionnée à la dépression pariétale à $x/L_R \sim 1$ avec un seuil $H = 1$ fois valeur de l'écart-type pour l'expérience (à gauche) et la simulation de DDES (à droite). Le temps décalé de l'évènement de dépression $\Delta t U_\infty/e = -2; 0; +2; +4; +6$ respectivement de haut en bas

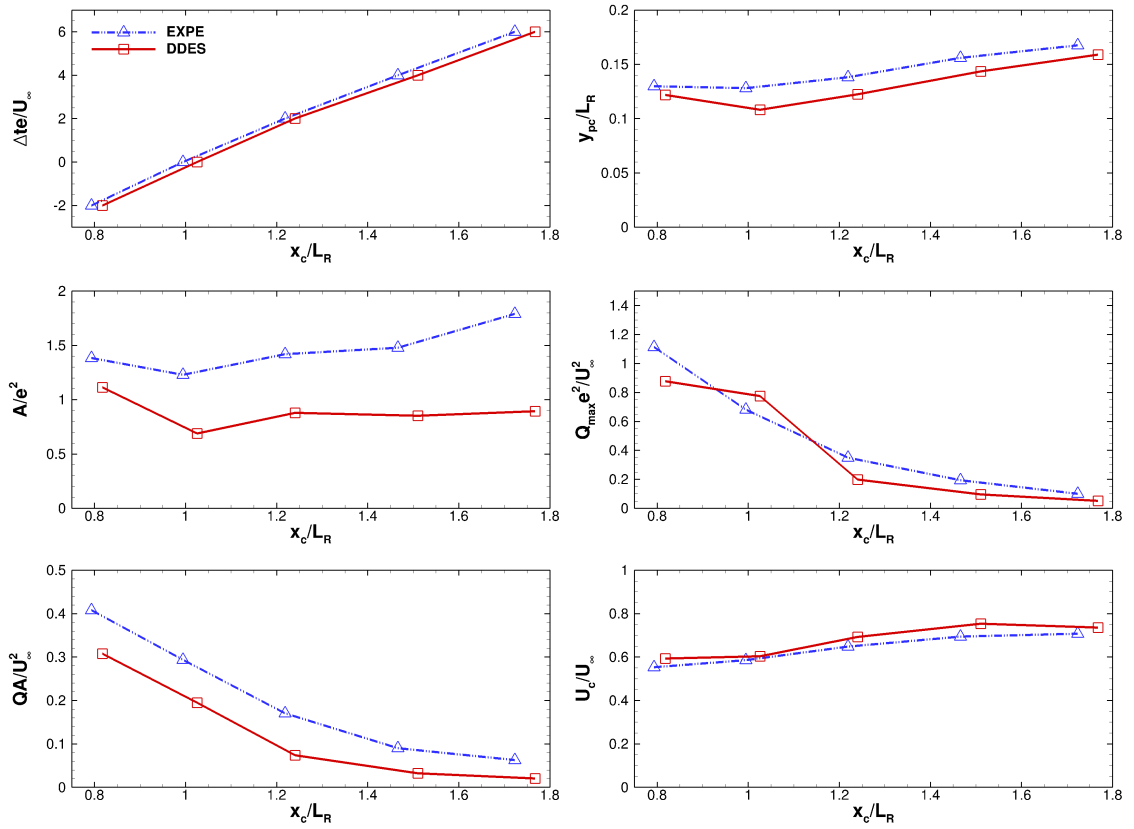


Figure 4.17 : Caractéristiques de tourbillons de moyenne conditionnelle de la dépression pariétale à $x/L_R \sim 1$ pour l'expérience et la simulation de DDES avec un seuil $H = 1$

celles de l'intégrale QA . La simulation sous-estime l'aire et l'intégrale QA , ce qui indique que les tourbillons dans le cas de l'expérience sont plus grands que dans la simulation. Ceci est lié à la sous-estimation des échelles intégrales temporelles et spatiales dans la simulation DDES. On trouve cependant un bon accord quant à l'évolution de ce paramètre de l'aire qui augmente selon x en aval du recollement.

Cette étude donne une première évaluation de l'évolution des tourbillons lâchés. On doit cependant noter que l'introduction du temps de décalage pour la moyenne conditionnelle conduit à une perte de corrélation entre le signal de référence (pression) et les quantités moyennées (vitesse). La décroissance observée de l'intensité du tourbillon conditionnel est donc influencée par cet effet. De plus, la moyenne conditionnelle ainsi effectuée est uniquement basée sur la condition d'un minimum de pression. Même avec l'usage d'un seuil, ceci n'assure pas que tous les événements participant à cette moyenne sont de même nature. Dans la suite, on essaie de pallier ces défauts par l'utilisation d'une estimation stochastique multi-points, multi-temps.

4.2.2 Structures de grandes échelles estimées par la pression pariétale

On a montré un lien entre pression pariétale et structures d'écoulement au dessus dans la dernière section. Dans cette section on essaie d'estimer la vitesse dans la zone du lâcher tourbillonnaire en utilisant la pression pariétale en plusieurs points. Il n'est pas possible d'évaluer en pratique une moyenne conditionnelle quand le nombre de conditions est trop élevé (dans notre cas, il s'agirait d'évaluer la moyenne de la vitesse dans l'écoulement sachant la pression en plusieurs points sur la paroi). Une technique largement utilisée est l'estimation stochastique qui a été présentée dans le chapitre 2. En effet, l'estimation stochastique linéaire (LSE) donne un développement au premier ordre de la moyenne conditionnelle une fois que l'on impose les valeurs de condition de pression pariétale. C'est cette technique qui est utilisée dans ce paragraphe. Dans l'expérience, des mesures de pression pariétale ont été effectués à l'aide de 10 capteurs placés à $x/L_R = 0.96; 1.02; 1.08; 1.14; 1.2; 1.26; 1.38; 1.44; 1.5; 1.56$ (il y a un "trou" entre eux à $x/L_R = 1.32$). Ces mesures de pression étaient synchronisées avec les mesures PIV. Pour la simulation DDES, on va également utiliser ces 11 positions pour l'estimation (sans trou).

L'approche LSE multi-temps (tLSE) est une amélioration de la LSE classique qui utilise les données de référence sur une fenêtre de temps. Cette technique a été appliquée par Perrin et al. ([Per08]) dans le cas de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire, et aussi par Ruiz et al. ([Rui10]) pour un sillage d'un disque rond proche d'une paroi. Ruiz et al. ont montré que la LSE multi-temps améliore la pré-

diction de l'énergie cinétique (l'énergie cinétique de l'estimation est effectivement supérieure) et aussi les propriétés spectrales de la vitesse fluctuante estimée à partir de la pression pariétale fluctuante (multi-points). De plus, Sicot et al. ([Sic11]) l'ont appliqué pour la configuration de la plaque épaisse expérimentale. Dans la figure 4.18 (à gauche) de l'étude de Sicot et al., on observe le champs de l'énergie cinétique de la vitesse fluctuante ($\langle u^2 + v^2 \rangle / 2$) des champs estimés par la LSE classique. On voit clairement que l'énergie est essentiellement concentré juste au dessus de la zone des capteurs de pression pariétale et décroît fortement en amont et en aval de cette zone. La tLSE qui utilise une corrélation avec une fenêtre de temps ajoutée lève ce problème grâce à la nature convective de l'écoulement. Néanmoins l'augmentation de la fenêtre de temps fait augmenter beaucoup le nombre de variables indépendantes utilisée comme référence dans l'estimation. D'après Hekmati et al. ([Hek11]), Nguyen et al. ([Ngu10]), cette augmentation peut causer une bonne estimation artificielle des champs de la vitesse. L'erreur quadratique entre les champs originaux et ceux estimés en fonction de la fenêtre de temps est tracée à droite de la figure 4.18 d'après Sicot et al. ([Sic11]). Si on utilise le même ensemble de données pour calculer les coefficients de l'estimation et estimer le champs de vitesse, l'erreur décroît lorsque l'on agrandit la fenêtre de temps. Au contraire, si on utilise un autre ensemble de données que celui qui a été utilisé pour calculer les coefficients de l'estimation, on voit que l'erreur augmente fortement à partir d'une certaine valeur optimale de la fenêtre de temps.

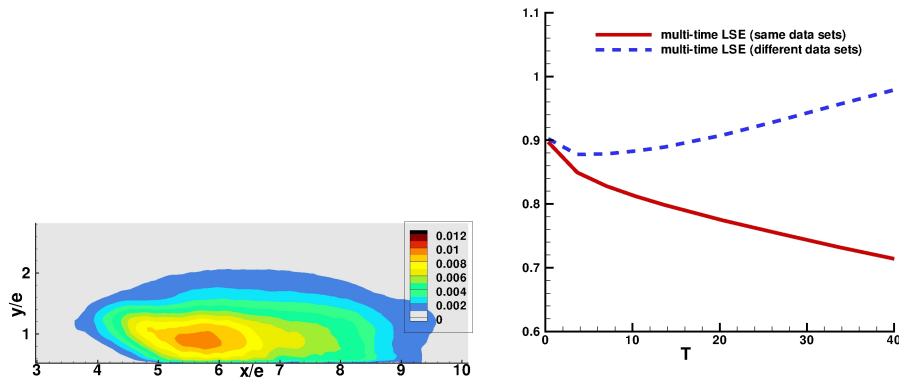


Figure 4.18 : *Vitesse fluctuante estimée par la pression pariétale. A gauche : Energie cinétique estimée par la LSE classique. A droite : Erreur quadratique entre les champs originaux et les champs estimés en fonction de la fenêtre de temps (T) de la tLSE (d'après Sicot et al. [Sic11])*

De manière à atténuer ce problème, la technique POD utilisée dans la section précédente pour filtrer les grandes échelles est associée à la LSE. La technique EPOD introduite par Borée ([Bor03]) consiste à filtrer par POD les données de référence (pression, dans notre cas) en amont de l'estimation. En pratique, cela consiste à étendre les modes POD, comme décrit dans le chapitre 2, de manière à

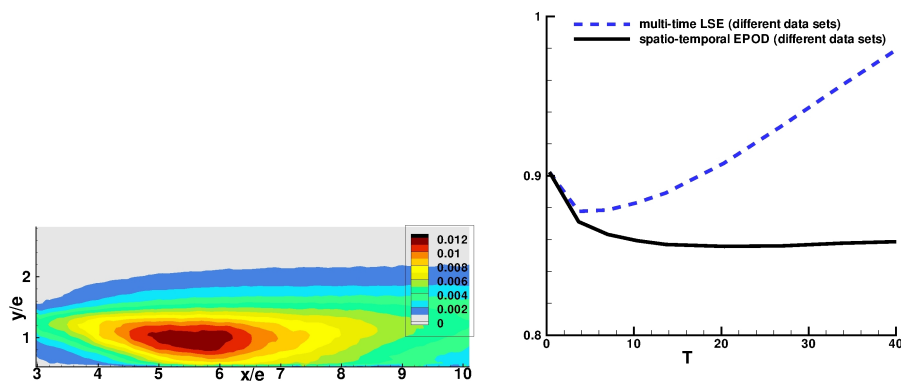


Figure 4.19 : Vitesse fluctuante estimée par la pression pariétale. A gauche : Energie cinétique estimée par la tEPOD. A droite : Erreur quadratique entre les champs originaux et les champs estimés en fonction de la fenêtre de temps (T) de la tLSE et de la tEPOD (d'après Sicot et al. [Sic11])

obtenir des modes de la variable à estimer (vitesse, dans notre cas). Une reconstruction avec tous les modes POD est identique à celle avec la LSE. De façon similaire, on introduit l'EPOD multi-temps (dénommée ensuite tEPOD) comme décrit dans le chapitre 2. L'idée est d'ajouter une direction de temps (τ) pour avoir des modes spatio-temporels. La figure 4.19 montre les analyses similaires à la figure 4.18 de l'étude de Sicot et al. ([Sic11]) où l'estimation est effectuée par l'approche tEPOD. Pour chaque fenêtre de temps, un nombre optimal de modes tEPOD est déterminé (voir plus bas). Sur la figure 4.19, l'erreur quadratique entre les champs originaux et ceux estimés par la tEPOD avec ce nombre de modes optimal est tracée en fonction de la largeur de la fenêtre de temps. On trouve que l'erreur de l'estimation par la tEPOD est inférieure que celle par la LSE. La fenêtre de temps optimale dans cette étude de Sicot et al. est $20e/U_\infty$. Avec une fenêtre de temps plus large que celle optimale, l'erreur augmente faiblement. Dans cette figure (à gauche), on observe aussi que l'énergie cinétique des champs de l'estimation par la tEPOD est plus élevée que celle par la LSE, notamment en amont et en aval de la région des capteurs. Comme expliqué plus haut, cette amélioration est due à l'utilisation d'une technique multi-temps, qui tire bénéfice de la nature convective de l'écoulement.

La technique tEPOD est appliquée dans notre cas pour l'estimation des champs de vitesse fluctuante à partir de la pression pariétale. Le processus de calcul de la tEPOD est le suivant. On cherche les modes spatio-temporels $\phi_{pi}(\underline{X}_p, \tau)$ avec leurs coefficients aléatoires $a_i(t)$. Ensuite, pour estimer des champs instantanés, on calcule des modes étendus spatiaux $[\phi_{ui}(\underline{X}), \phi_{vi}(\underline{X})]$. L'instant dans la fenêtre de temps τ pour calculer les modes étendus est mieux choisi au centre de cette fenêtre. Cette démonstration sera étudiée dans l'étape suivante. Un choix optimal de τ et N_m de reconstruction dans notre cas est fait comme dans l'étude de Sicot et al. ([Sic11]). Ces paramètres optimaux sont choisis de manière à minimiser l'erreur

quadratique entre champs de vitesse estimée et originale ; les coefficients intervenant dans l'estimation étant calculés avec un premier ensemble de données et l'erreur quadratique étant calculée avec un second ensemble de données.

Une fois obtenus les modes étendus par la tEPOD avec leurs coefficients, on peut reconstruire des champs de vitesse. Les tourbillons de grandes échelles sont ensuite détectés dans ces champs et suivis pour observer leurs évolutions.

Paramètre de la fenêtre de temps pour la tEPOD

Le premier test est fait pour choisir l'instant où l'on calcule les modes étendus par rapport à la fenêtre de temps τ . Ce test est effectué pour la tEPOD à partir de la pression pariétale (11 positions comme les capteurs de l'expérience) de la simulation DDES. La figure 4.20 montre le rapport d'énergie reconstruite ($\langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle$) $|\underline{X}, t$ avec l'énergie des champs originaux. Ce rapport est tracé comme une fonction de l'instant dans la fenêtre de temps et du nombre de modes utilisés pour la reconstruction. L'énergie cinétique est intégrée pour tout le domaine $x/L_R \sim 0 \div 1.8$, $y_p/L_R \sim 0 \div 0.3$. La fenêtre τ est choisie de $8e/U_\infty$ qui est l'optimum justifié dans le paragraphe suivant. La tLSE est utilisée pour avoir la reconstruction par tous les modes de tEPOD (220 modes). On observe que l'énergie du champ reconstruit augmente avec le nombre de modes utilisés pour la reconstruction. On voit que l'instant dans la fenêtre qui permet de maximiser l'énergie reconstruite est au milieu de la fenêtre τ .

Le champ d'énergie reconstruite par tous les modes de tEPOD (ou la reconstruction par la tLSE) ($\langle u^2(\underline{X}) \rangle + \langle v^2(\underline{X}) \rangle$) est montré dans la figure 4.21 où l'instant de calcul des modes étendus est choisi pour 0%, 25%, 50%, 75% et 100% dans la fenêtre de temps τ . On trouve que l'instant choisi au milieu de la fenêtre reconstruit plus d'énergie par rapport aux autres instants et l'énergie est reconstruite dans une large région. L'instant 0% τ améliore la reconstruction dans la région plus proche du bord d'attaque et l'instant 100% τ reconstruit plutôt la région plus en aval. Ce phénomène est liée à la corrélation $\langle u(\underline{X}, t) p(\underline{X}, t - \tau/2 + \alpha\tau) \rangle$ (où $\alpha = 0 \div 1$, $\Delta t = -\tau/2 + \alpha\tau$). Si α approche 0, la pression est plus corrélée à la vitesse en amont dans la direction de convection (ici plus vers le bord d'attaque). Au contraire, si α tend vers 1, la pression est plus corrélée à la vitesse en aval dans la direction de convection. L'instant au milieu de la fenêtre est utilisé pour toutes les études suivantes puisqu'il permet de maximiser l'énergie reconstruite sur l'ensemble du domaine.

Un autre test est fait pour choisir la largeur de fenêtre de temps τ . D'abord la tEPOD est appliquée pour les 10^4 premiers champs de la simulation DDES pour obtenir une base de modes étendus et leurs coefficients aléatoires associés. Cette base est utilisée pour estimer ces mêmes 10^4 premiers champs et ensuite

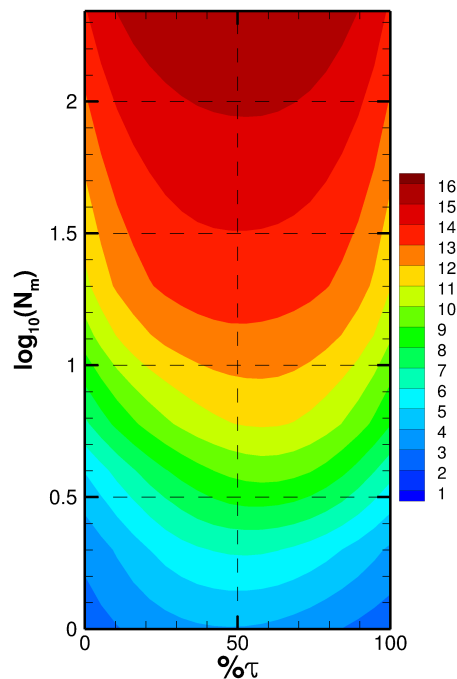


Figure 4.20 : Pourcentage de l'énergie de reconstruction par la tEPOD de la pression pariétale (la fenêtre de temps $\tau = 8e/U_\infty$) selon l'instant de calcul des modes étendus dans la fenêtre de temps et selon nombre de modes de reconstruction N_m

pour estimer les 10^4 derniers champs. L'erreur quadratique entre champs estimés et champs originaux est montré dans la figure 4.22 pour les deux cas de l'estimation. Cette erreur est étudiée en fonction de la largeur de fenêtre de temps de tEPOD $\tau U_\infty/e$ et du nombre de modes utilisés pour la reconstruction du champs de vitesse N_m . Dans l'image en haut de la figure, l'erreur est calculée sur les 10^4 premiers champs (qui sont également utilisés pour le calcul des coefficients de l'estimation). On trouve que l'erreur décroît en augmentant le nombre de modes étendus et en augmentant la largeur de la fenêtre de temps. Dans l'image en bas de la figure, l'erreur est calculée sur les 10^4 derniers champs (qui ne sont pas utilisés pour le calcul des coefficients de l'estimation). On voit que dans ce cas, l'erreur diminue quand on augmente τ pour $\tau \leq 8e/U_\infty$ et augmente avec τ pour $\tau \geq 8e/U_\infty$. De même, lorsque l'on augmente le nombre de modes étendus l'erreur décroît jusqu'à un certain nombre N_m , et augmente ensuite si N_m est trop grand. On détecte un optimum à $\tau = 8e/U_\infty$ (de l'ordre de la période du lâcher tourbillonnaire) et $N_m = 13$ (en augmentant τ , le nombre de modes optimum augmente; par exemple l'optimum pour $\tau = 20e/U_\infty$ est à $N_m = 30$.) Dans les études suivantes, l'optimum $\tau = 8e/U_\infty$, $N_m = 13$ est utilisé. On essaie aussi une fenêtre de temps plus large $\tau = 20e/U_\infty$ (de l'ordre de $2 \div 3$ fois de la période des lâchers tourbillonnaires) qui est l'optimum observé dans l'étude de Sicot et al. ([Sic11]).

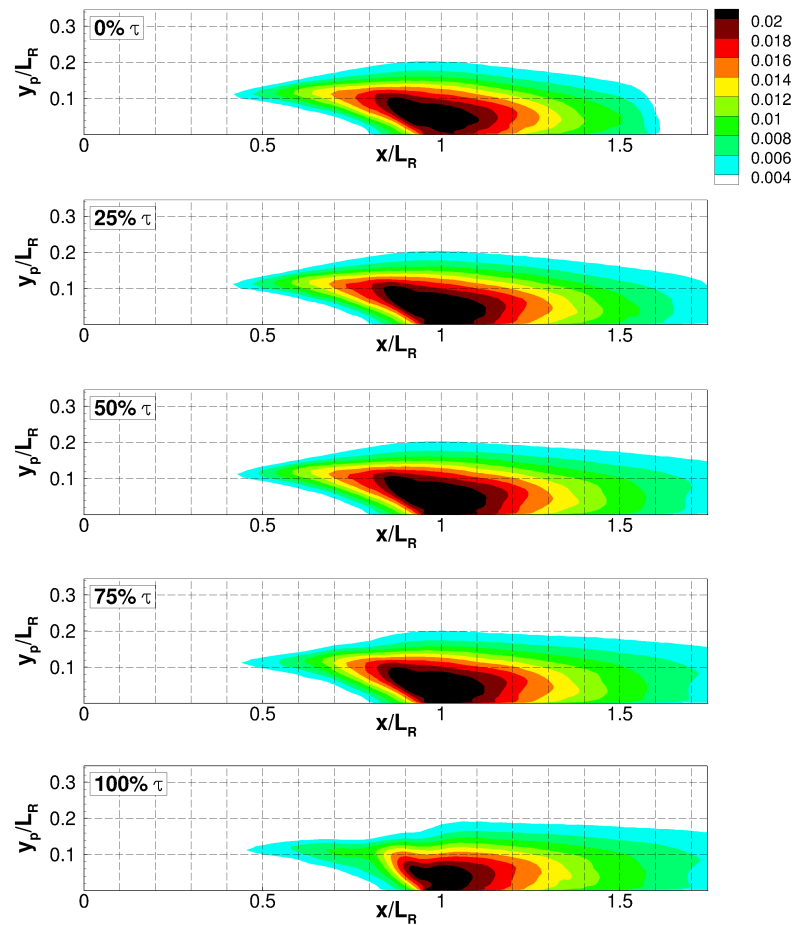


Figure 4.21 : Champs d'énergie de reconstruction $\langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle$ avec tous les modes de la tEPOD pour la pression pariétale selon l'instant de calcul des modes étendus dans la fenêtre de temps (la fenêtre de temps $\tau = 8e/U_\infty$)

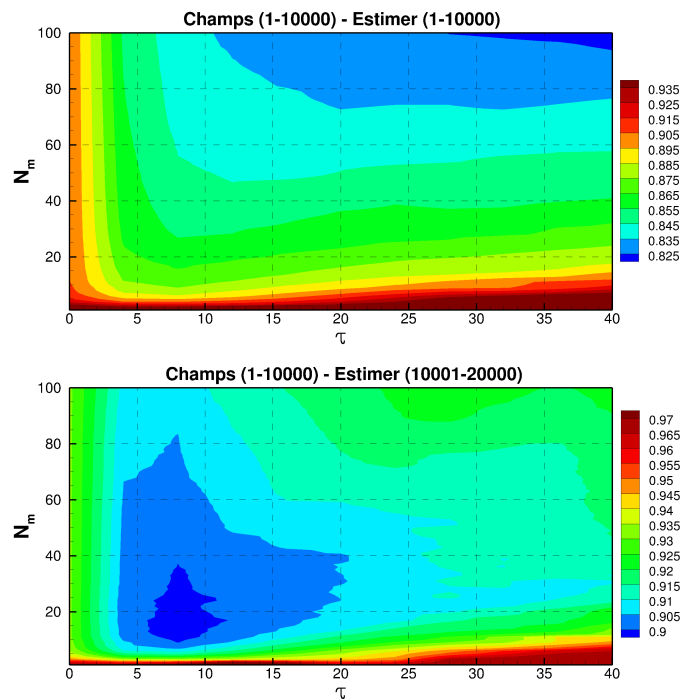


Figure 4.22 : Erreur quadratique entre l'original et la reconstruction par la tEPOD pour la pression pariétale selon la largeur de fenêtre de temps τ (adimensionné par e/U_∞) et nombre de modes de reconstruction. En haut, les 10^4 premiers champs sont utilisés pour estimer les 10^4 premiers champs. En bas, les 10^4 premiers champs sont utilisés pour estimer les 10^4 derniers champs

La tEPOD pour estimer les structures de grandes échelles à partir de la pression pariétale

Pour ce calcul de la tEPOD pour la simulation de DDES, on utilise la fenêtre de temps $\tau = 8e/U_\infty$, la reconstruction sera faite par $N_m = 13$ premiers modes. 11 positions de la pression pariétale (tenir compte du trou dans les chaines de capteurs de l'expérience) sont prises pour l'estimation. Pour la simulation on sous-échantillonne les données pour $f_\tau = 2.5U_\infty/e$ (s'approche celle de l'expérience). Donc on obtient en tout $N_m = 220$ modes (POD directe). Le calcul de la tLSE est aussi appliqué pour l'expérience, τ et N_m prennent les mêmes valeurs de la simulation. Par contre sa fréquence d'échantillon est toujours $f_\tau = 1.5U_\infty/e$. Au total pour l'expérience, on va obtenir $N_m = 130$ modes.

L'énergie contenue dans les modes est montrée dans la figure 4.23. La décroissance lente montre encore la physique complexe avec beaucoup d'échelles différentes qui interviennent dans l'écoulement. Les premiers modes ne sont pas largement dominants, le premier mode n'emporte que 15% environ d'énergie totale. On trouve que le pourcentage d'énergie dans les premiers modes de la simulation est plus bas que celui de l'expérience. Cette sous-estimation est associée à la sous-estimation de $\langle c_p^2 \rangle$ en aval du recollement moyen dans le cas de la simulation. Avec $N_m = 13$, l'énergie cumulée dans le cas de la simulation est environs 60% , et environ 70% dans le cas de l'expérience.

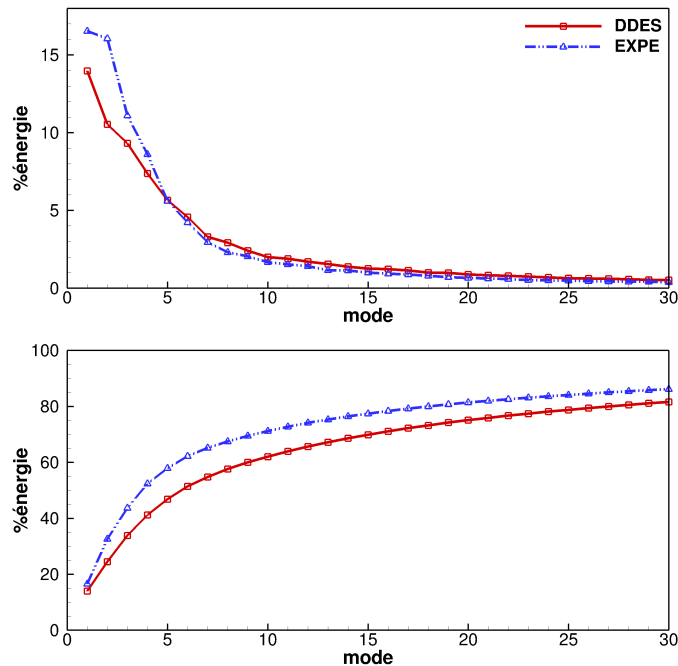


Figure 4.23 : Pourcentage d'énergie et énergie cumulée selon mode de tEPOD pour la pression pariétale avec $\tau = 8e/U_\infty$ pour l'expérience et pour la simulation de DDES

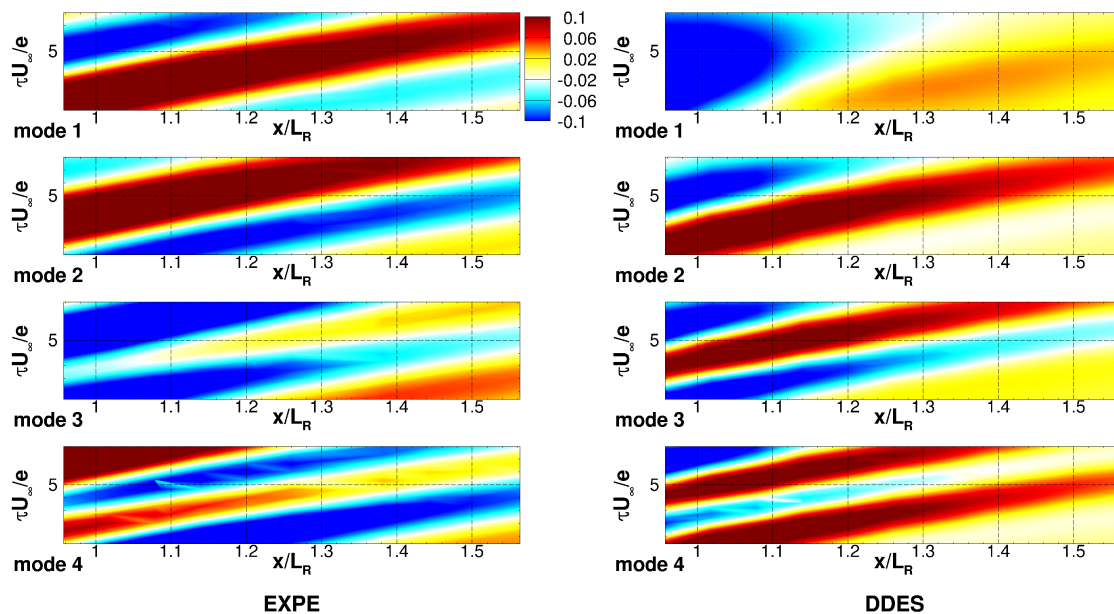


Figure 4.24 : Des modes du calcul de tEPOD pour la pression pariétale avec $\tau = 8e/U_\infty$ pour l'expérience (à gauche) et pour la simulation de DDES (à droite)

Les premiers modes spatio-temporels sont montrés dans la figure 4.24. Tous les modes montrent très bien l'aspect de convection, les crêtes de grande valeur montrent bien l'ordre de vitesse de convection de $0.6U_\infty$. La périodicité dans l'image de chaque mode est en bon accord avec la caractéristique fréquentielle des coefficients associés à ces modes qui est montrée dans la figure 4.25 où sont tracés les spectres des coefficients aléatoires. On voit que le premier mode issu de la simulation est un mode associé à une basse fréquence. Cette basse fréquence est plutôt présente dans le mode 3 de l'expérience. Cette différence entre les modes (ou plutôt l'ordre des modes) est à relier à la surestimation de la contribution basse fréquence aux spectres de pression au niveau du recollement, comme présenté dans le chapitre précédent.

Les premiers modes étendus sont tracés dans la figure 4.26. Les lignes de courant sont basées sur les composantes (ϕ_u, ϕ_v) . L'image de ces lignes de courant donne une vue des différentes échelles estimées par la pression pariétale en plusieurs positions. On trouve une similitude de ces modes étendus de la simulation avec les modes POD classique présenté dans le paragraphe précédent (revoir la figure 4.4).

Un champs instantané estimé par 13 modes, ainsi que le champ original est montré dans les figures 4.27 pour l'expérience et 4.28 pour la simulation où le critère Q est utilisé pour détecter les tourbillons. Les contours $Q = 0.01U_\infty^2/e^2$ ($Q > 0$ pour un tourbillon) montrent les tourbillons estimés. On trouve que la tEPOD estime bien des structures de grandes échelles. Ces structures sont bien similaires entre l'expérience et la simulation. La pression pariétale fluctuante est également

4.2. Estimation des structures à grande échelle à partir de la pression pariétale

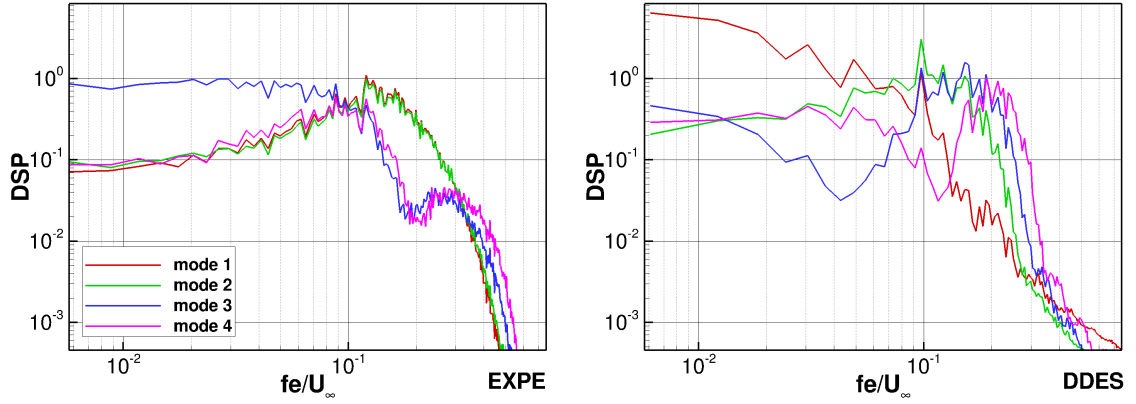


Figure 4.25 : DSP des coefficients aléatoires du calcul de tEPOD pour la pression pariétale avec $\tau = 8e/U_\infty$ pour l'expérience (à gauche) et pour la simulation de DDES (à droite)

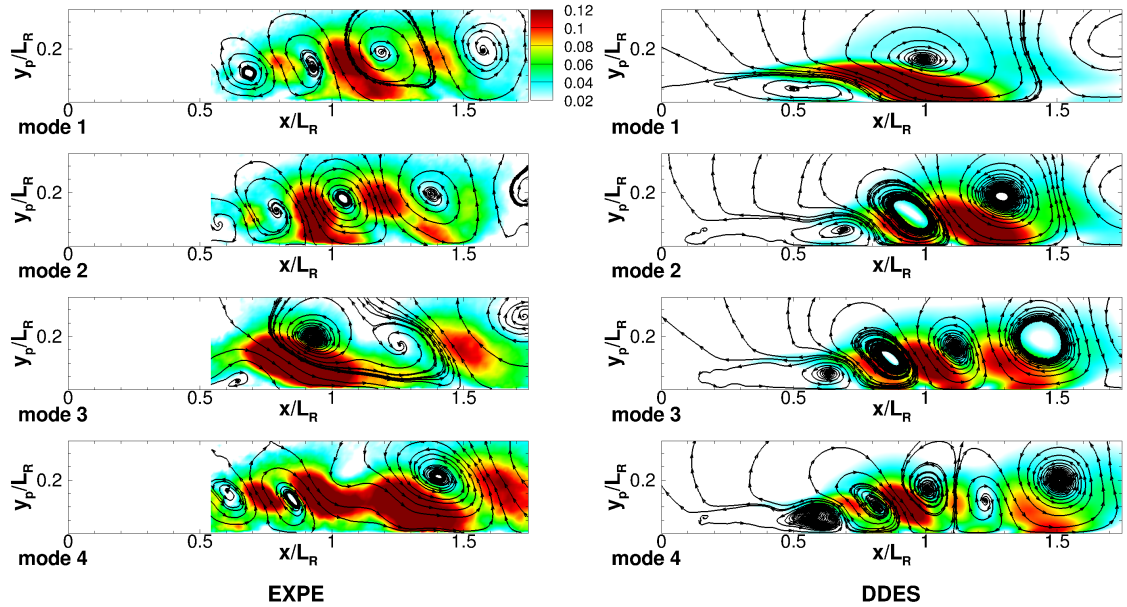


Figure 4.26 : Des modes étendus du calcul de tEPOD pour la pression pariétale avec $\tau = 8e/U_\infty$ pour l'expérience (à gauche) et pour la simulation de DDES (à droite). Le niveau de couleur montre la norme de (ϕ_u, ϕ_v) et les lignes de courant sont basées sur ces deux composantes

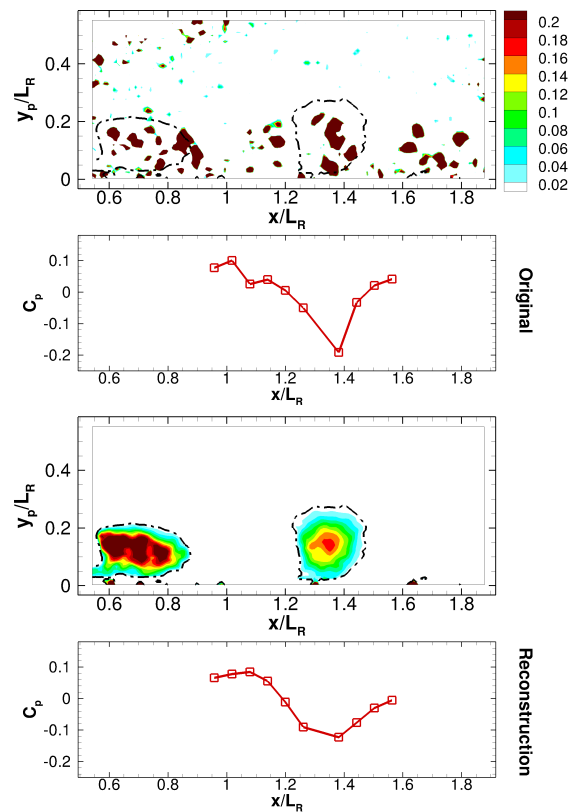


Figure 4.27 : Un champ instantané original de l'expérience (en haut) et ce champs estimé par 13 modes la tEPOD de la pression pariétale avec $\tau = 8e/U_\infty$ (en bas) avec leur pression pariétale fluctuante associée. Le niveau de couleur montre le critère Q , le contour $Q = 0.01U_\infty^2/e^2$ pour le champs de l'estimation

montrée dans ces figures. On voit que la pression reconstruite ne présente que des grandes échelles. On observe bien qu'il y a un tourbillon associé à la dépression pariétale.

Avant d'analyser l'évolution de tourbillons de grandes échelles, on s'intéresse à la qualité de champs instationnaires reconstruits via les spectres de vitesse estimée. Dans les figures 4.29 à 4.31, on trace respectivement la DSP de u , v pour l'expérience et de u , v pour la simulation en 9 positions différentes. Les positions sont choisies proche paroi ($y_p/L_R = 0.02$), sur la ligne de maximum des contraintes ($y_p/L_R = 0.1$) et au dessus de la zone cisailée $y_p/L_R = 0.2$. Pour chaque hauteur y_p , on observe le signal de vitesse à $x/L_R = 1, 1.25$ et 1.5 . Pour chaque position, on superpose le spectre de vitesse originale et celui de vitesse estimée par 13 modes. Dans tous les spectres, on trouve que l'estimation par 13 modes filtre les bandes de fréquence caractéristique à étudier, elle coupe les très hautes fréquences. En comparant avec le spectre de vitesse originale, l'estimation dans le cas de la simulation montre que l'évolution du spectre et des fréquences caractéristiques sont bien repro-

4.2. Estimation des structures à grande échelle à partir de la pression pariétale

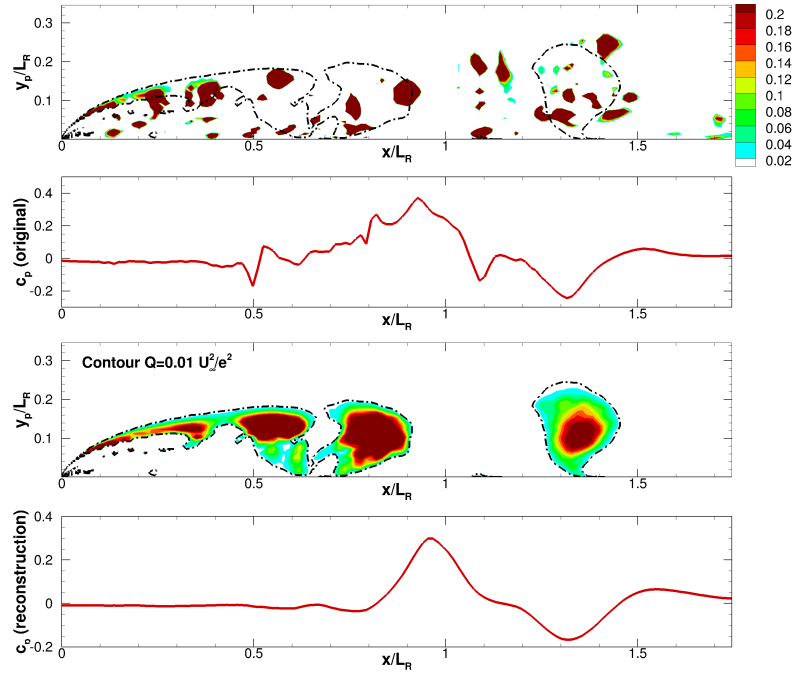


Figure 4.28 : Un champ instantané original de la simulation de DDES (en haut) et ce champs estimé par 13 modes la tEPOD de la pression pariétale avec $\tau = 8e/U_\infty$ (en bas) avec leur pression pariétale fluctuante associée. Le niveau de couleur montre le critère Q , le contour $Q = 0.01U_\infty^2/e^2$ pour le champs de l'estimation

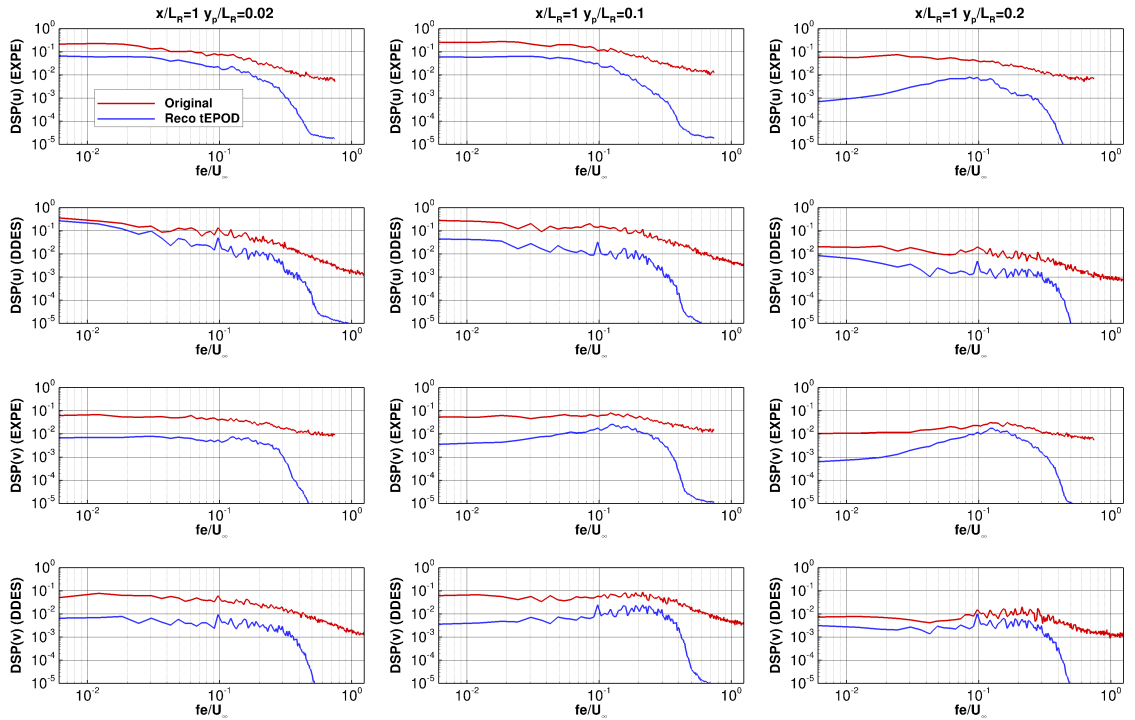


Figure 4.29 : DSP de u et v de reconstruction par 13 modes de tEPOD pour la pression pariétale avec $\tau = 8e/U_\infty$ aux $x/L_R = 1$, $y_p/L_R = 0.01; 0.1; 0.2$ (respectivement de gauche à droite) pour l'expérience et pour la simulation

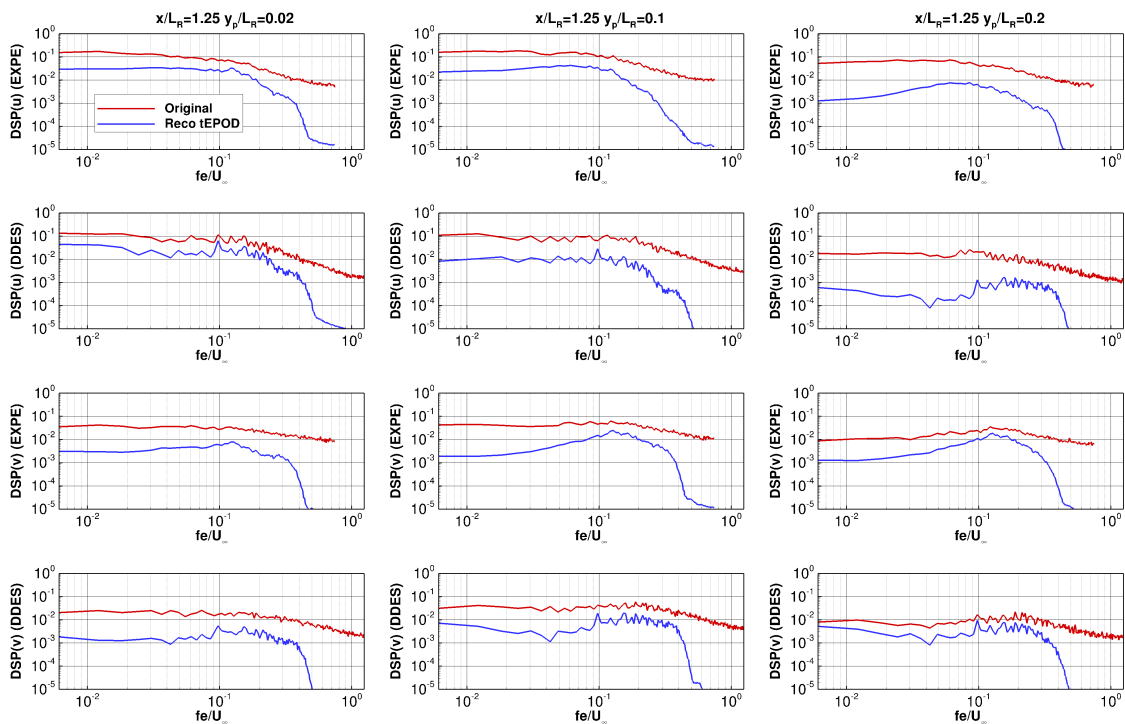


Figure 4.30 : DSP de u et v de reconstruction par 13 modes de $tEPOD$ pour la pression pariétale avec $\tau = 8e/U_\infty$ aux $x/L_R = 1.25$, $y_p/L_R = 0.01; 0.1; 0.2$ (respectivement de gauche à droite) pour l'expérience et pour la simulation

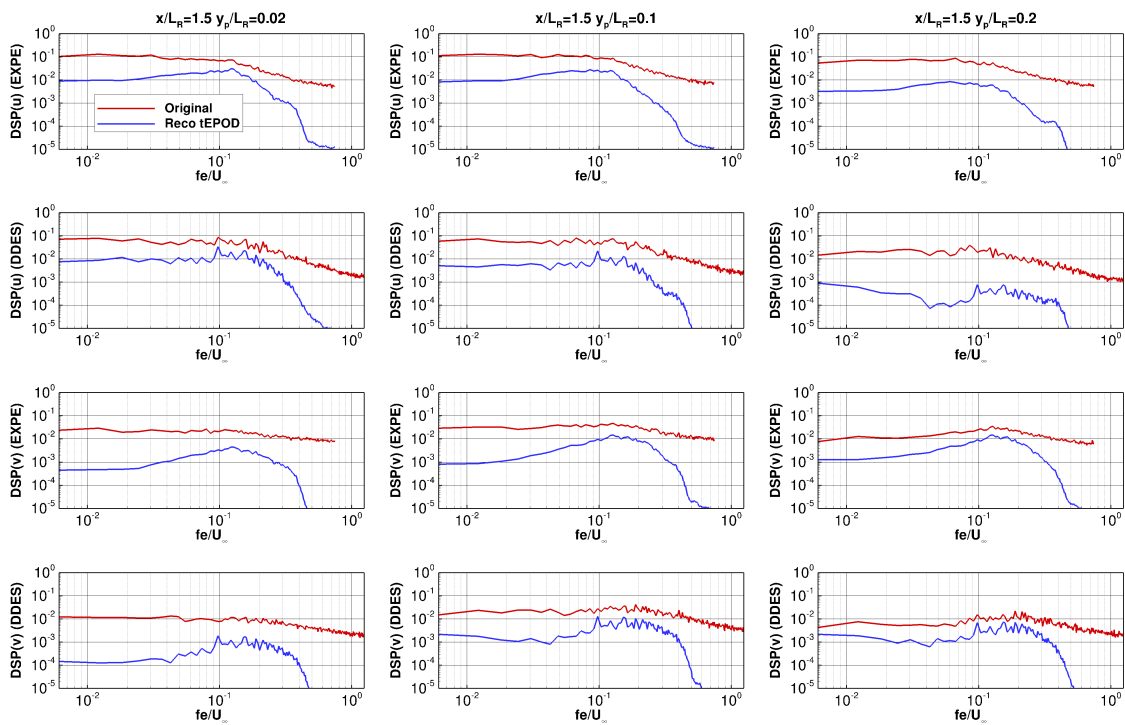


Figure 4.31 : DSP de u et v de reconstruction par 13 modes de $tEPOD$ pour la pression pariétale avec $\tau = 8e/U_\infty$ aux $x/L_R = 1.5$, $y_p/L_R = 0.01; 0.1; 0.2$ (respectivement de gauche à droite) pour l'expérience et pour la simulation

duites. Par contre, dans le cas de l'expérience, l'estimation sous-estime légèrement la bande de basse fréquence surtout dans le spectre de u . On revient à la figure 3.24 de comparaison de spectre de l'expérience et de celui de la simulation où la simulation sur-estime légèrement la bande de basse fréquence. Cette sous-estimation de la basse fréquence a été observée dans le spectre des coefficients aléatoires et les modes (spatio-temporels et étendus). Dans tous les cas, on trouve que l'énergie de l'estimation est faible devant celle originale (montré dans la grandeur de la DSP).

On a étudié la tEPOD pour la pression pariétale avec la fenêtre de temps $\tau = 8e/U_\infty$ et le nombre de modes utilisés pour reconstruction $N_m = 13$ comme l'optimum pour la simulation. L'étude sur les données expérimentales (Sicot et al. ([Sic11])) a montré un optimum différent vers $\tau = 20e/U_\infty$. Comme discuté précédemment, l'erreur quadratique de prédiction de vitesse de cette fenêtre de temps d'environ 2.5 fois de la période des lâchers tourbillonnaires n'est que légèrement plus grande que celle de l'optimum de notre simulation. Afin d'avoir une comparaison plus détaillée avec l'expérience, le calcul de la tEPOD est aussi fait pour la fenêtre $\tau = 20e/U_\infty$ où le nombre de mode $N_m = 30$ minimise l'erreur quadratique. Les étapes du calcul pour obtenir le spectre d'énergie, les coefficients aléatoires ou les modes spatio-temporels et étendus sont les mêmes dans le cas $\tau = 8e/U_\infty$ et ne sont pas montrées ici. On s'intéresse plus à la reconstruction pour les structures de grandes échelles. Le même champs instantané que dans le cas de $\tau = 8e/U_\infty$ est tracé dans les figures 4.32 (expérience) et 4.33 (simulation) pour l'estimation par 30 modes de tEPOD pour la pression pariétale avec $\tau = 20e/U_\infty$. On voit un résultat presque identique de l'estimation entre les deux cas de τ où les structures tourbillonnaires de grandes échelles sont bien détectées de mêmes formes (avec la dépression pariétale associée). L'évolution des tourbillons de grandes échelles dans les deux cas de fenêtre de temps est aussi comparée dans la section suivante.

Analyse statistique de l'évolution des tourbillons à grande échelle estimés par la pression pariétale

Les tourbillons de grandes échelles sont déduits de l'estimation par la tEPOD et détectés par le critère Q . Dans la suite, on utilisera le mot "tourbillon" pour désigner ces structures à grande échelle. Il ne faut toutefois pas oublier qu'il s'agit de structures estimées à partir d'information dans un plan. Chaque tourbillon se détache de la zone de fort cisaillement et est convecté en aval. Comme pour les moyennes conditionnelles, pour chaque tourbillon détecté, on déduit son centre (barycentre), la valeur Q_{\max} à l'intérieur, sa surface A et l'intégrale QA . Dans ce paragraphe, des statistiques de ces quantités sont calculées pour différentes positions x en aval du recollement moyen, de manière à étudier l'évolution des structures.

Un tourbillon est détecté par le critère Q où $Q > 0$. Néanmoins, la limite de

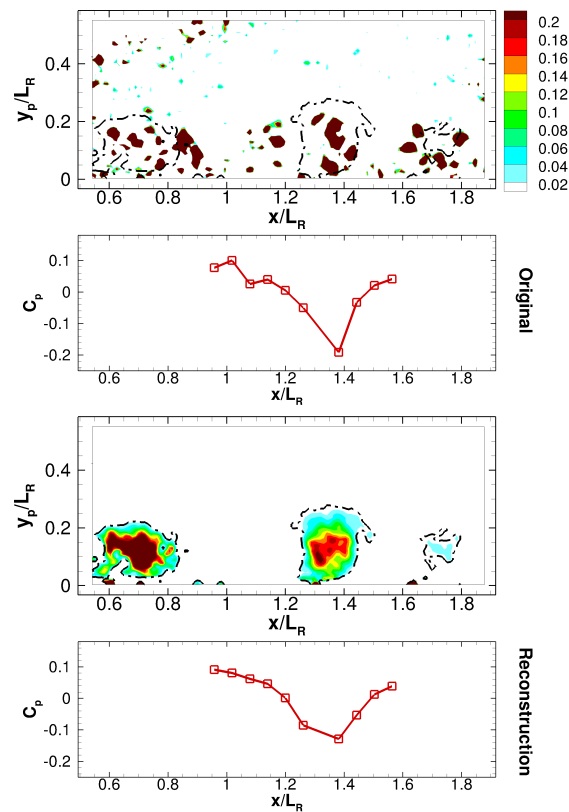


Figure 4.32 : Un champ instantané original de l'expérience (en haut) et ce champs estimé par 30 modes la tEPOD de la pression pariétale avec $\tau = 20e/U_\infty$ (en bas) avec leur pression pariétale fluctuante associée. Le niveau de couleur montre le critère Q , le contour $Q = 0.01U_\infty^2/e^2$ pour le champs de l'estimation

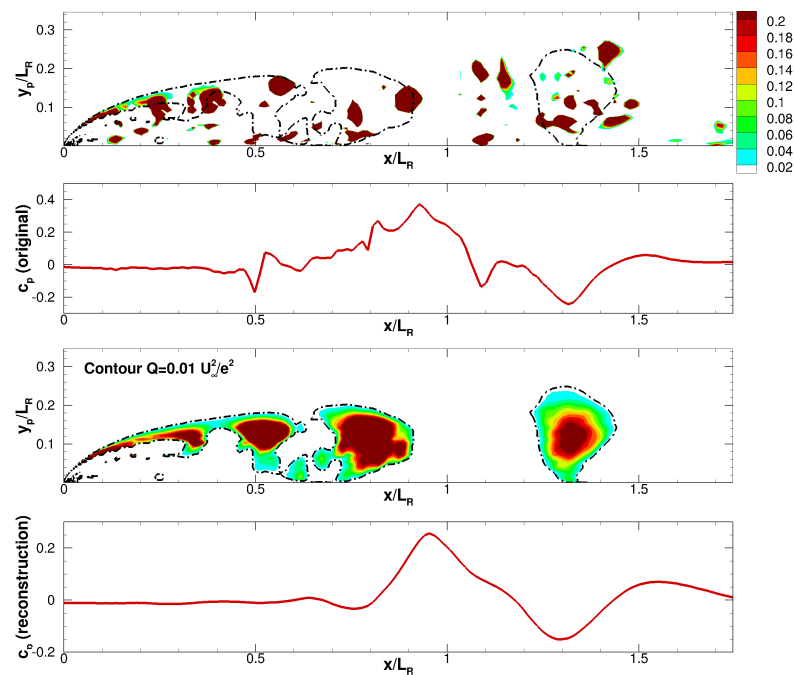


Figure 4.33 : Un champ instantané original de la simulation de DDES (en haut) et ce champs estimé par 30 modes la $tEPOD$ de la pression pariétale avec $\tau = 20e/U_\infty$ (en bas) avec leur pression pariétale fluctuante associée. Le niveau de couleur montre le critère Q , le contour $Q = 0.01U_\infty^2/e^2$ pour le champs de l'estimation

$Q = 0$ est sensible donc on préfère utiliser une valeur positive pour Q . Dans les champs instantanés estimés dans les sections précédentes, on trouve que le seuil de $Q = 0.01U_\infty^2/e^2$ est une bonne valeur pour observer une structure tourbillonnaire estimée. Donc dans la suite, on considère que la zone à l'intérieur du contour de $Q = 0.01U_\infty^2/e^2$ est un tourbillon. On observe ces tourbillons dans le domaine PIV ($x/L_R \sim 0.5 \div 1.8$), par contre des tourbillons en certains moments entrent et sortent du domaine donc on ne les voit pas complètement. Seuls les tourbillons complets sont pris en compte pour les analyses suivantes, donc on ne considère que les tourbillons dont le centre se situe entre $x/L_R \sim 0.8 \div 1.4$.

Un tourbillon est convecté dans la direction de l'écoulement. On sait que sa vitesse de convection U_c est l'ordre de $0.6U_\infty$ et $V_c \sim 0$. Afin d'obtenir une valeur de cette vitesse de convection basée directement sur les structures, nous avons cherché à suivre en temps chaque tourbillon. La trajectoire d'un tourbillon est construite progressivement en cherchant, à partir d'un tourbillon situé en (x_0, y_0) au moment t_0 , la position (x'_0, y'_0) de ce tourbillon au pas de temps suivant $t_0 + \delta t$. A l'instant $t_0 + \delta t$, il peut exister plus d'un tourbillon détecté dans le domaine considéré. Le suivi du tourbillon est fait de manière assez simple : le tourbillon à l'instant $t_0 + \delta t$ associé au tourbillon considéré à l'instant t_0 est choisi tel que (x'_0, y'_0) soit le plus proche de $(x_0 + U_c\delta t, y_0 + V_c\delta t)$ où $U_c = 0.6U_\infty$ et $V_c = 0$ sont les vitesses estimées. Une condition imposée en plus est que $x'_0 \in (x_0; x_0 + 2U_c\delta t)$ et $y'_0 \in (y_0 - U_c\delta t; y_0 + U_c\delta t)$. Cette condition assure que le tourbillon suivant ne se situe pas en une position irrégulière et permet également de détecter la sortie du domaine étudié quand aucune position acceptable au temps suivant n'est trouvée. Des exemples de trajectoire sont montrés dans la figure 4.36. Ici les tourbillons sont déduits de la tEPOD avec la fenêtre de temps $\tau U_\infty/e = 8$ ($N_m = 13$) et aussi 20 ($N_m = 30$). On trouve que les trajets sont presque identiques dans les deux cas de la fenêtre de temps. La vitesse de convection pour chaque tourbillon est calculée par un schéma centré de deuxième ordre, c'est-à-dire

$$\underline{U}_c [\underline{X}_{\text{tourb}}(t_0)] = \frac{\underline{X}_{\text{tourb}}(t_0 + \delta t) - \underline{X}_{\text{tourb}}(t_0 - \delta t)}{2\delta t} \quad (4.2)$$

(un schéma décentré est utilisé au début et la fin d'une trajectoire)

On connaît une trajectoire ainsi calculée par la donnée de positions discrètes. Toutes les quantités relatives à ce tourbillon (hauteur y_{pc} , Q_{\max} , QA , A , U_c , V_c) sont ensuite interpolées linéairement de manière à obtenir des valeurs pour un x_0 donné. Le temps t_0 de passage en x_0 de ce tourbillon est également déterminé. Le tourbillon suivant qui passe en x_0 à un moment t_1 , permet de définir un inter-temps entre deux tourbillons consécutifs $\Delta t_0 = t_1 - t_0$. Des statistiques sur cet inter-temps entre deux tourbillons à une position x_0 donnée seront également calculées.

Dans les champs estimés, on observe des petites structures qui s'apparentent

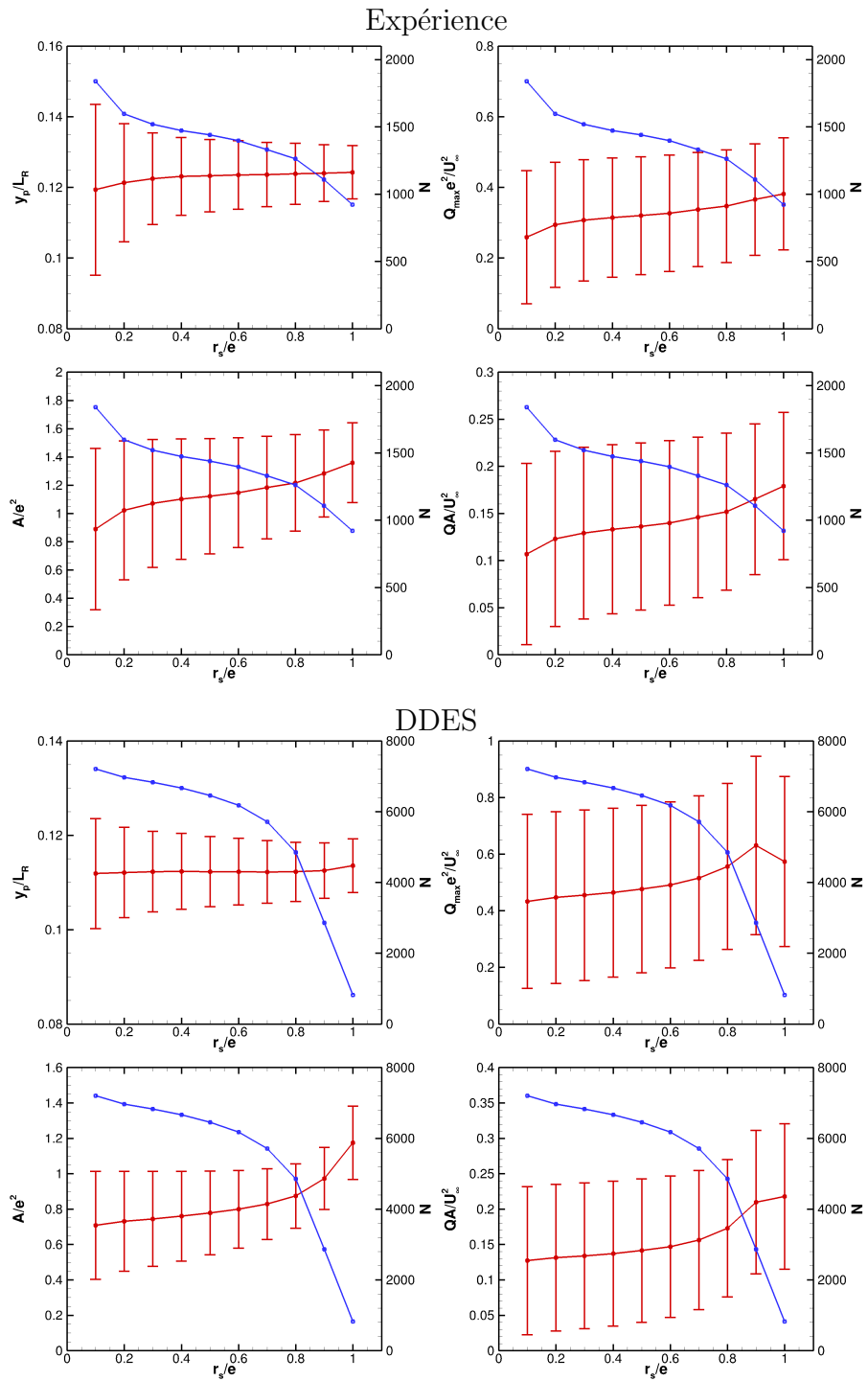


Figure 4.34 : Evolution de la moyenne des caractéristiques de tourbillons (se situent entre $x/L_R = 0.95 \div 1.05$) selon le seuil de l'aire r_s/e pour l'expérience (en haut) et pour la simulation de DDES (en bas)

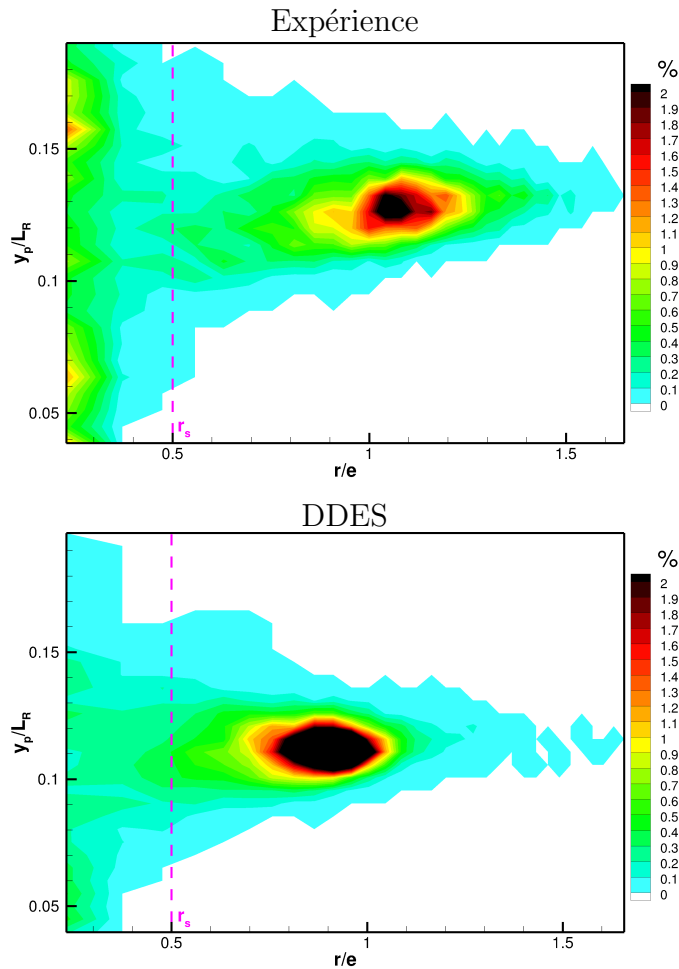


Figure 4.35 : Distribution de tourbillons (se situent entre $x/L_R = 0.95 \div 1.05$) selon la hauteur (y_p/L_R) et la racine de l'aire (r/e) pour l'expérience (en haut) et pour la simulation de DDES (en bas). Les tourbillons sont estimés par 13 modes de *tEPOD* pour la pression pariétale avec $\tau = 8e/U_\infty$

plutôt à du bruit qu'aux structures que l'on souhaite étudier. De même, on observe des structures qui ne sont détectées que sur un temps T assez restreint. Evidemment, ceci n'est pas physique et on rappelle que l'on appelle ici "tourbillon" les structures estimées.

Afin de ne pas prendre en compte ces petites structures dans les statistiques que l'on souhaite étudier, on utilise un seuil sur l'aire de tourbillon A_s , ainsi qu'un seuil T_s sur le temps pendant lequel un tourbillon est suivi.

L'influence du seuil A_s sur les statistiques est d'abord étudiée. Les tourbillons estimés à partir de la tEPOD pour la pression pariétale avec $\tau = 8e/U_\infty$ sont utilisés pour justifier les seuils. Entre $x/L_R = 0.95 \div 1.05$ autour du recollement moyen, on détecte N tourbillons qui satisfont un certain seuil. La figure 4.34 montre les moyennes de la hauteur, de Q_{\max} , de A et QA de ces tourbillons selon la valeur du seuil. Pour plus de clarté, on utilise $r_s = \sqrt{A_s}$. L'écart-type du calcul de la moyenne est aussi intégré dans cette figure (barres verticales). Dans les deux cas de l'expérience et de la simulation, l'aire moyenne, Q_{\max} moyen et QA moyen augmentent quand on augmente le seuil sur l'aire r_s . La raison est que l'intensité des petites structures est généralement plus faible que les grandes structures. L'augmentation est légère pour $r_s < 0.8e$ où le nombre de tourbillons détectés est assez grand et décroît légèrement selon le seuil. Pour $r_s > 0.8e$, le nombre de tourbillons détectés décroît très vite et les moyennes deviennent non régulières. On ne voit pas de changement de la hauteur moyenne du centre dans le cas de la simulation mais dans l'expérience elle augmente selon le seuil de l'aire pour obtenir un plateau à partir de $r_s = 0.4e$. Pour expliquer ce phénomène, on étudie la distribution de ces tourbillons selon l'aire et la hauteur ; cette étude est montrée dans la figure 4.35. On observe que la plupart des tourbillons ont la racine de l'aire $r/e = \sqrt{A/e^2} \sim 1$ et se situent vers $y_p/L_R \sim 0.12$. Les petits tourbillons apparaissent à des hauteurs y_p très diverses et leur nombre est faible. On écarte donc ces petites structures en imposant un seuil $r_s = 0.5e$ pour éliminer la distribution non-régulière des petits tourbillons (ou bruits).

On fait également de varier le seuil T_s sur le temps pendant lequel est suivi un tourbillon pour observer son influence sur les statistiques. Les tourbillons détectés au recollement et ayant un "temps de vie" $T > T_s$ sont pris pour calculer la moyenne des caractéristiques de tourbillons. Pour effectuer ces statistiques montrées dans la figure 4.37, les tourbillons sont détectés par le contour $Q = 0.01U_\infty^2/e^2$ et satisfont le seuil de l'aire $r_s = 0.5e$. On trouve que le seuil T_s ne change pas la hauteur moyenne du centre des tourbillons, et ne modifie que légèrement $\langle A \rangle$, $\langle Q_{\max} \rangle$ et $\langle QA \rangle$ tant que $T_s \lesssim 10e/U_\infty$ où le nombre de tourbillons n'est plus assez grand pour assurer la convergence de la moyenne. La raison est que le seuil sur l'aire a déjà bien éliminé les structures considérées comme du bruit, la plupart des tourbillons

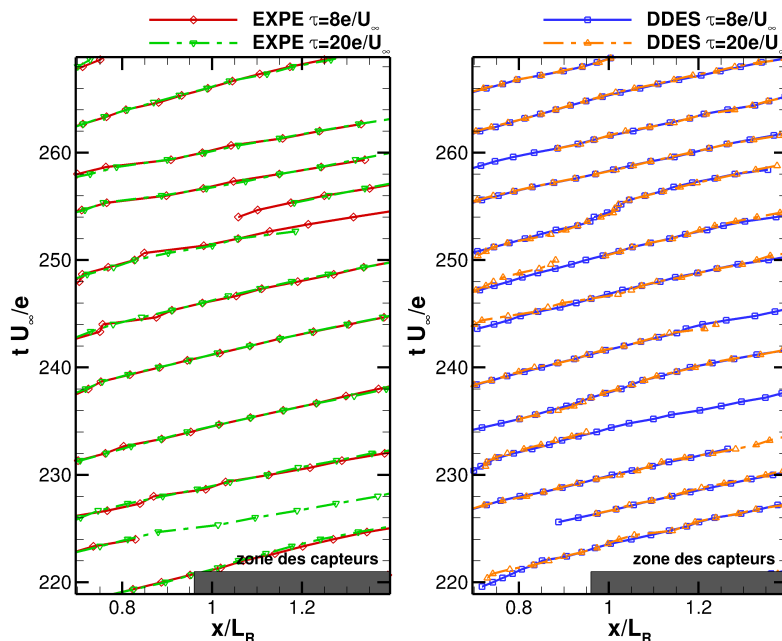


Figure 4.36 : Trajet de tourbillons de grandes échelles estimés par la tEPOD pour la pression pariétale de l'expérience (à gauche) et de la simulation de DDES (à droite) avec $\tau U_\infty/e = 8$ et 20

restant étant détectés sur une durée assez longue.

L'inter-temps moyen entre deux tourbillons successifs à un x_0 donné est plus sensible au choix du seuil T_s . Cette sensibilité est montrée dans la figure 4.38 où l'inter-temps moyen des tourbillons qui passent à $x/L_R = 1$ est étudié selon T_s . On trouve qu'avec $T_s \leq 5e/U_\infty$, le nombre de tourbillons détectés N est presque constant et donc que l'inter-temps reste constant $\Delta t \sim 6e/U_\infty$. Cette valeur de l'inter-temps est à comparer avec la fréquence du lâcher tourbillonnaire $f \sim 0.15U_\infty/e$. La sur-estimation de la fréquence du lâcher tourbillonnaire dans la simulation par rapport à l'expérience est bien retrouvée (l'inter-temps moyen entre deux tourbillons successifs est sous-estimé). Avec $T_s > 5e/U_\infty$, N décroît et l'inter-temps augmente. La densité de probabilité de l'inter-temps de tourbillons qui passent au recollement moyen est tracée dans la figure 4.39 pour deux seuils $T_s U_\infty/e = 4$ et 10. On observe que dans le cas où T_s plus grand, la distribution décroît pour les petits inter-temps, et augmente pour les grands Δt . En éliminant des tourbillons, on les retire des séquences de tourbillons convectés donc on remplace deux petits inter-temps par un inter-temps plus grand. Ceci n'a rien de physique et étant donné la sensibilité de la moyenne de l'inter-temps à ce seuil, on considère cette valeur avec précaution, en notant simplement qu'elle est du même ordre de grandeur que l'inverse de la fréquence du lâcher tourbillonnaire. Pour les analyses suivantes, on utilise $T_s \sim 4e/U_\infty$, qui se situe dans l'intervalle où l'inter-temps moyen présente un plateau. On observe aussi dans la figure 4.39 pour $T_s = 4e/U_\infty$ que la forme de la

4.2. Estimation des structures à grande échelle à partir de la pression pariétale

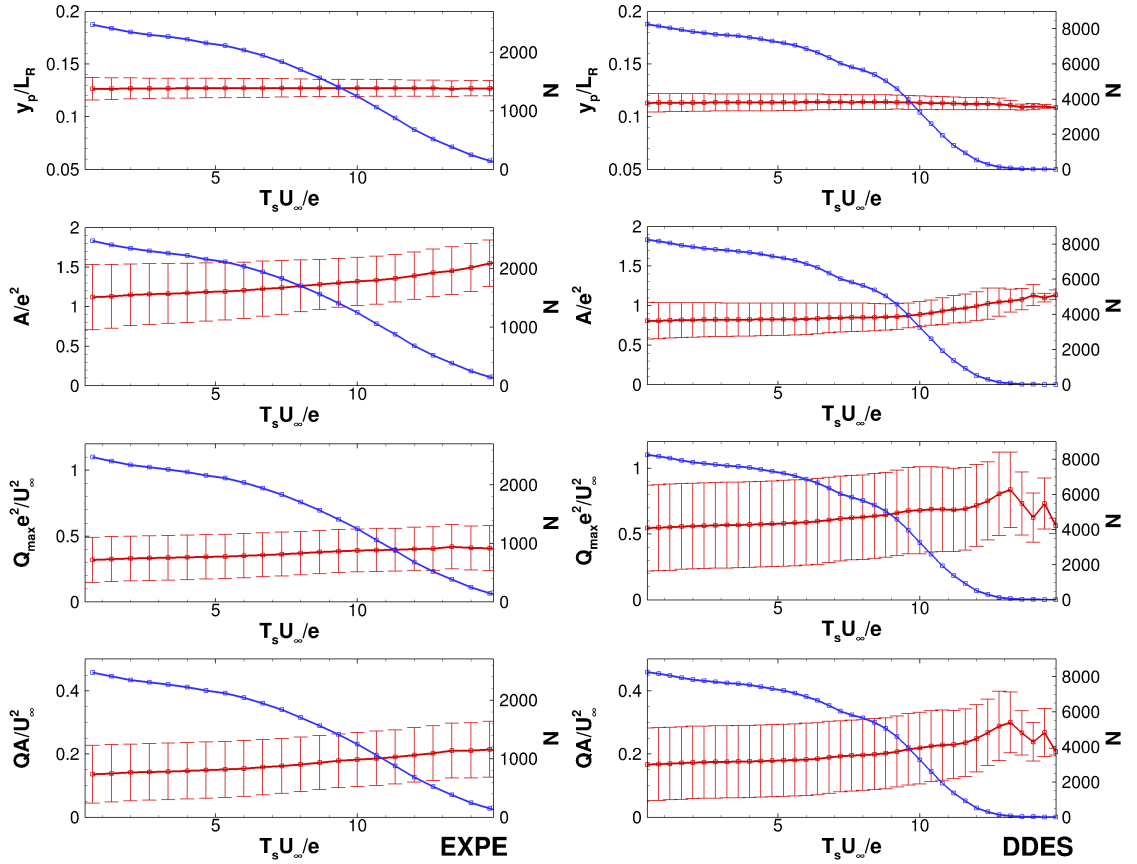


Figure 4.37 : Statistique de tourbillons (aux alentours du recollement) estimés par 13 modes de $mSSA$ pour la pression pariétale de l'expérience (gauche) et de la simulation de DDES (droite) avec $\tau = 8e/U_\infty$ selon le temps de vie

distribution de l'inter-temps semble log-normale dans les deux cas de l'expérience et de la simulation. Bernal ([Ber88]) a montré dans son étude de la couche de mélange que les mécanismes d'amalgamation des tourbillons conduit à ce type de distribution log-normale. On peut penser que, dans notre cas, la distribution log-normale trouve peut-être son origine dans la couche cisailée en amont du recollement, même si celle-ci est influencée par la paroi.

On cherche l'évolution moyenne (selon x , direction de convection) des tourbillons de grandes échelles estimées par la pression pariétale. La détection de tourbillons est faite avec les seuils justifiés précédemment : $Q = 0.01U_\infty^2/e^2$, $r_s = 0.5e$ et $T_s = 4e/U_\infty$. Cette évolution moyenne est montrée dans les figures 4.40 pour l'expérience et 4.41 pour la simulation de DDES. Pour chaque figure, les caractéristiques moyennes sont superposées pour les deux cas de fenêtre de temps de tEPOD $\tau U_\infty/e = 8$ ($N_m = 13$) et 20 ($N_m = 30$). Les caractéristiques des tourbillons se composent de la moyenne de la hauteur en y_p , de l'aire A , de Q_{\max} , de l'intégral QA , de la vitesse de convection U_c , V_c , et l'inter-temps de tourbillons. Les écart-types du calcul de la moyenne sont aussi intégrés dans ces figures (barres verticales). On

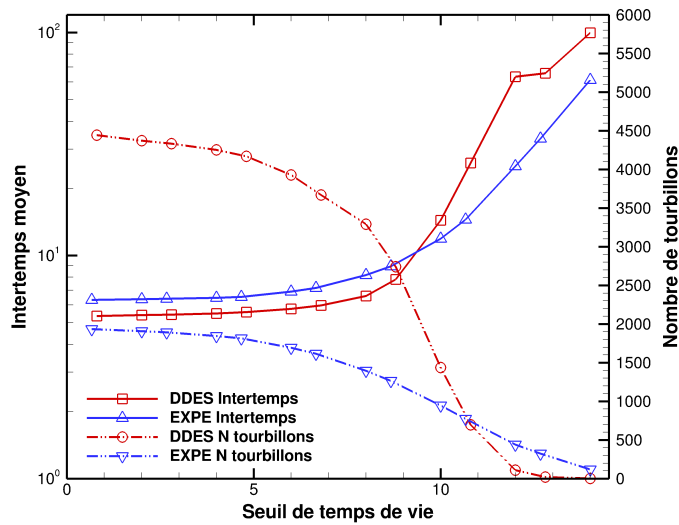


Figure 4.38 : Inter-temps de tourbillons (passent à $x/L_R = 1$) de $mSSA$ de la pression pariétale de l'expérience et de la simulation de DDES avec $\tau = 8e/U_\infty$ selon le seuil de temps de vie T_s (adimensionné par e/U_∞)

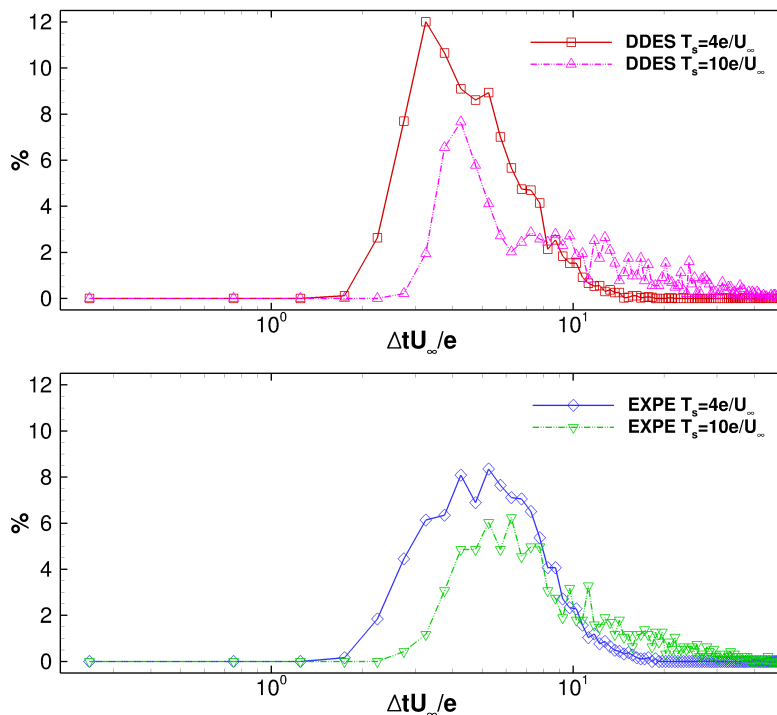


Figure 4.39 : Probabilité de densité de l'inter-temps de tourbillons (passent à $x/L_R = 1$) de $mSSA$ de la pression pariétale de l'expérience (en haut) et de la simulation de DDES (en bas) avec $\tau = 8e/U_\infty$. Le seuil de temps de vie $T_s U_\infty / e = 4$ et 10

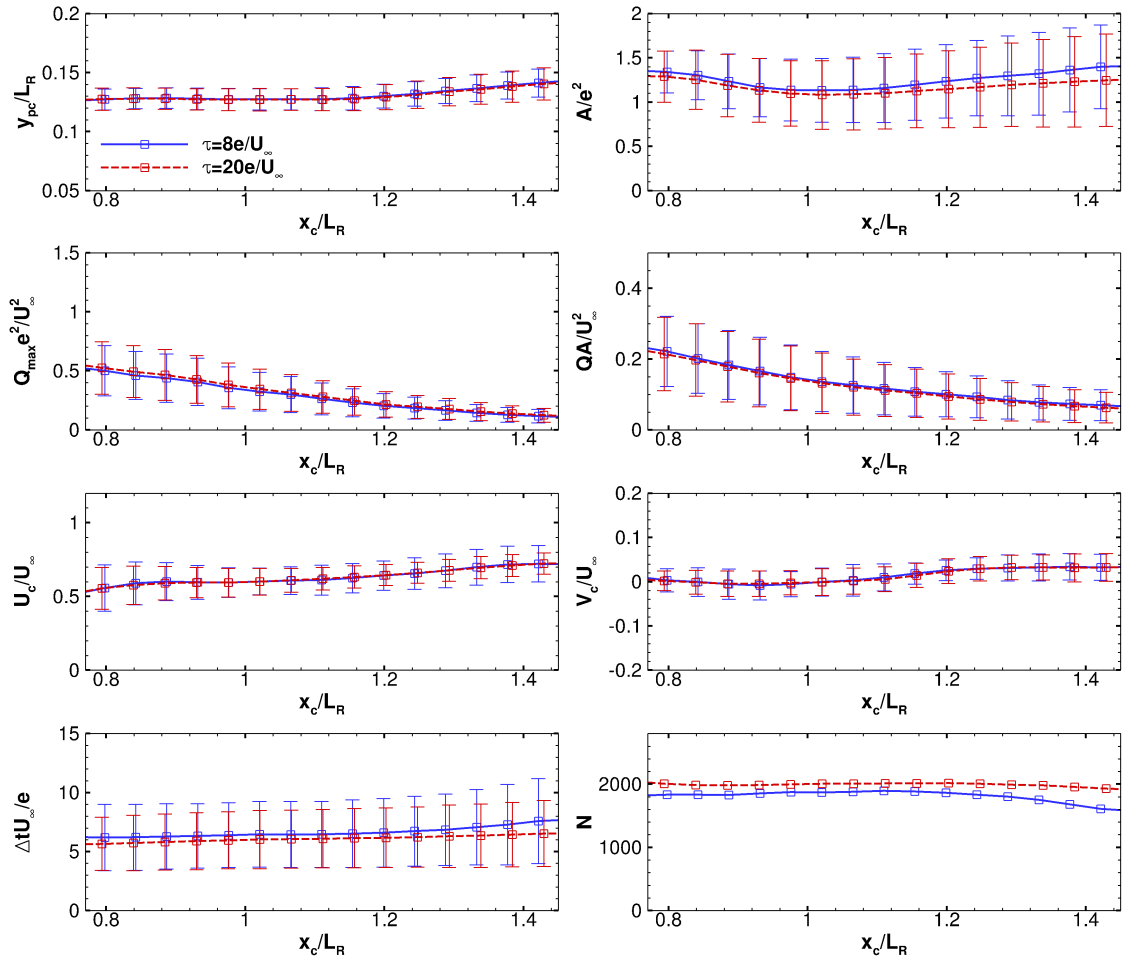


Figure 4.40 : Statistique de tourbillons de grandes échelles estimés par la tEPOD pour la pression pariétale de l'expérience avec $\tau U_\infty/e = 8$ et 20

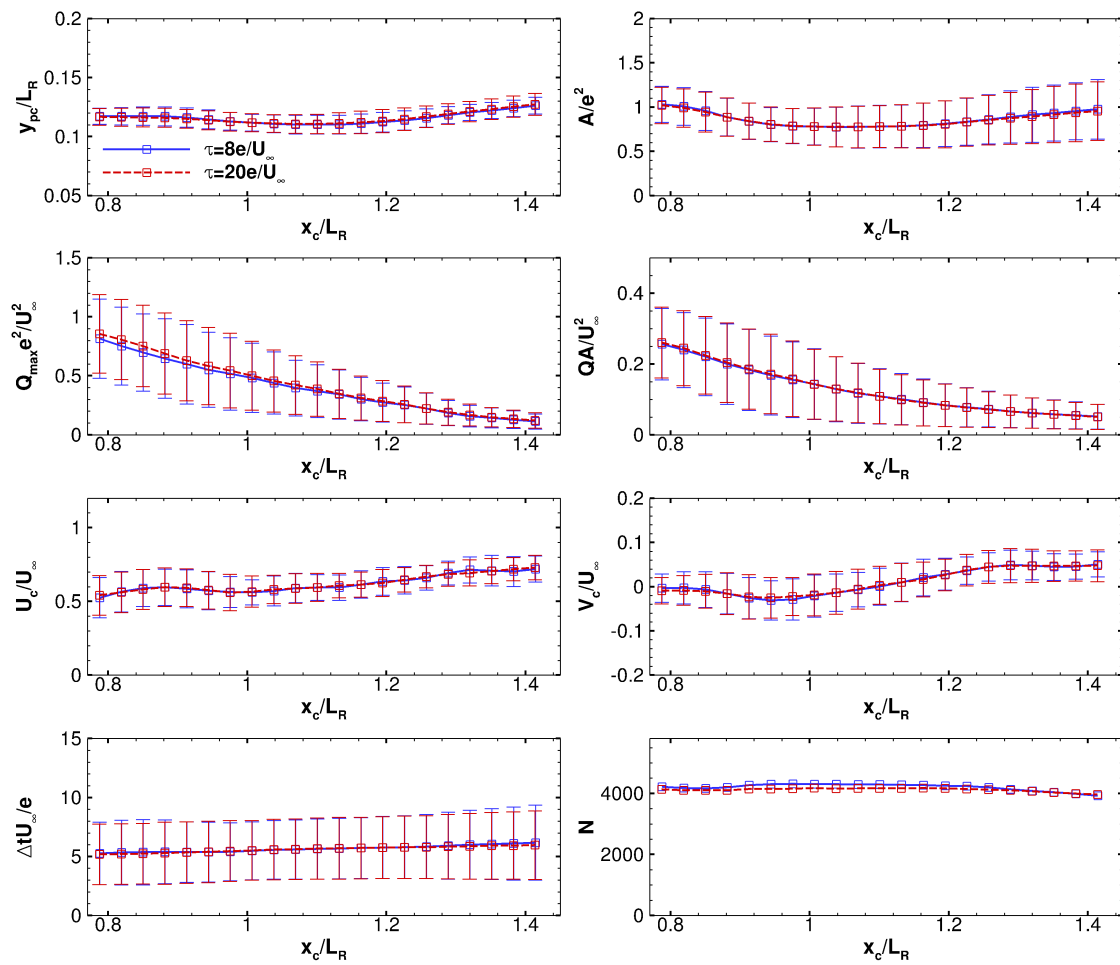


Figure 4.41 : Statistique de tourbillons de grandes échelles estimés par la mSSA pour la pression pariétale de la simulation de DDES avec $\tau U_\infty/e = 8$ et 20

trouve premièrement que les deux cas de fenêtre de temps de tEPOD donnent des caractéristiques moyennes de tourbillons très similaires. Malgré la tEPOD avec les différentes fenêtres de temps et de différents nombre de modes de reconstruction, les champs estimés sont presque identiques. Deuxièmement, la simulation montre une évolution des caractéristiques de tourbillons en très bon accord avec l'expérience. La hauteur des tourbillons décroît légèrement selon x pour $x/L_R < 1$ et croît légèrement en aval du recollement. Cette évolution est montrée aussi dans la vitesse de convection V_c qui est en valeur absolue très faible, légèrement négative en amont du recollement et légèrement positive en aval. La vitesse de convection U_c augmente légèrement selon x . Au recollement, $U_c \sim 0.6U_\infty$, en bon accord avec la vitesse tirée du calcul de la corrélation. L'aire des tourbillons décroît selon x en amont du recollement et croît selon x pour $x/L_R > 1$. L'intensité des tourbillons décroît selon x , ceci est montré par la décroissance de Q_{\max} et QA . L'inter-temps entre deux tourbillons successifs augmente légèrement selon x . En comparant entre l'expérience et la simulation, on trouve que les tourbillons de la simulation se situent un peu plus bas. La simulation sous-estime également l'aire des tourbillons. Ceci est en accord avec la sous-estimation de la corrélation spatiale et temporelle. Elle sur-estime Q_{\max} , la raison est peut-être la sur-estimation de la corrélation entre la pression pariétale et la vitesse. Deux aspects inverses causent l'accord de l'ordre de l'intégral QA pour l'expérience et la simulation. Les vitesses de convection U_c et V_c sont en bon accord entre les deux cas. La simulation sous-estime l'inter-temps, ça vient de sa sur-estimation de la fréquence des lâchers tourbillonnaires.

4.2.3 Structures de grandes échelles estimées par la vitesse

On a utilisé la pression pariétale pour estimer les structures de vitesse au dessus en supposant que les grandes structures créent une signature de la pression associée sur la paroi. Néanmoins, la pression apporte l'information globale (voir le détail dans le chapitre suivant), donc est influencée par l'ensemble des structures différentes de l'écoulement. On s'intéresse à une estimation à partir de la vitesse locale pour s'approcher plus aux structures locales de grandes échelles. De plus on sait que l'estimation de la vitesse dessus la paroi (donc loin des points de référence) donne une faible énergie cinétique de reconstruction, on veut améliorer en utilisant les points de référence juste dans la zone des structures de grandes échelles. On trouve que ces structures de grandes échelles estimées croisent la ligne de maximum de contrainte cisailée. Donc ces structures ont aussi une signature de vitesse associée sur cette ligne. Pour cette section, on essaie d'estimer le champ de vitesse des grandes échelles à partir de données de vitesse sur cette ligne de maximum de contrainte cisailée.

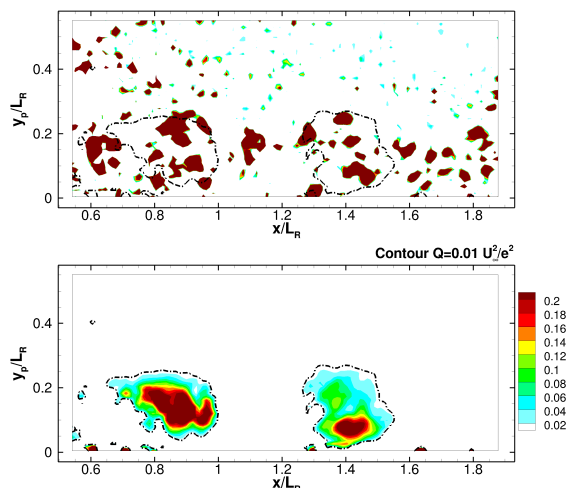


Figure 4.42 : Un champ instantané original de l'expérience (en haut) et ce champs estimé par 13 modes de tEPOD d'une ligne de vitesse avec $\tau = 8e/U_\infty$ (en bas). Le niveau de couleur montre le critère Q , le contour $Q = 0.01U_\infty^2/e^2$ pour le champs de l'estimation

La technique de tEPOD est réutilisée pour l'estimation. Les données de pression pariétale sont remplacées par les données de vitesse (u, v) aux 11 capteurs (tenir compte le trou) de même x de ceux de pression pariétale, par contre en $y_p/L_R \sim 0.12$. On garde tous les paramètres du calcul de tEPOD et ceux pour analyser de l'évolution de tourbillons de grandes échelles. Les fenêtres de temps sont toujours $\tau U_\infty/e = 8$ ($N_m = 13$) et 20 ($N_m = 30$). Les résultats ne sont pas montrés ici pour le cas de $\tau U_\infty/e = 20$, néanmoins ils sont très ressemblants à ceux dans le cas de $\tau U_\infty/e = 8$. Un champ instantané (original et estimé) de l'expérience et de la simulation est tracé dans les figures 4.42 et 4.43 respectivement. La tEPOD pour une ligne de vitesse montre bien les structures tourbillonnaires de grandes échelles en position des paquets de petites structures originaux, pour l'expérience et pour la simulation aussi, et ces tourbillons ont des formes similaires du cas de l'estimation par la pression pariétale. On trouve aussi un intérêt de l'estimation par la vitesse locale que l'énergie cinétique de reconstruction est supérieure à celle par la pression pariétale et ceci est montré dans l'intensité moyenne de tourbillons dans la zone des lâchers tourbillonnaires (les statistiques de tourbillons dans la suite).

On a estimé des tourbillons de grandes échelles à partir de la tEPOD pour une ligne de vitesse en supposant qu'un tourbillon convecté va créer à la fois une signature caractéristique de la pression pariétale et une signature associée de la vitesse en hauteur dans le noyau du tourbillon. Quelques trajets de tourbillons estimé par la tEPOD pour une ligne de vitesse avec $\tau = 8e/U_\infty$ et $N_m = 13$ sont tracés dans les figures 4.44 pour l'expérience et 4.45 pour la simulation DDES en comparant avec ceux estimés par la tEPOD pour la pression pariétale de mêmes paramètres.

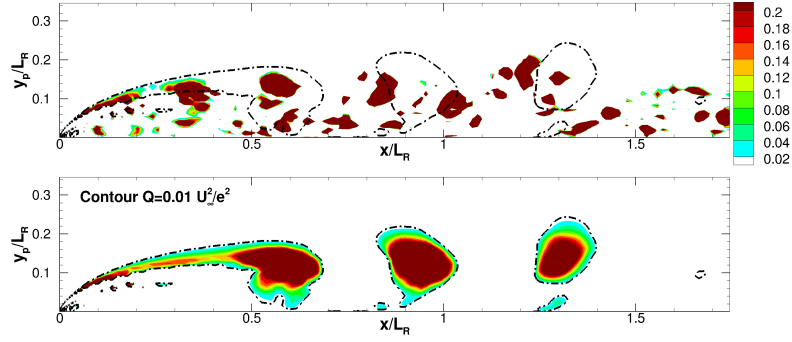


Figure 4.43 : *Un champ instantané original de la simulation de DDES (en haut) et ce champs estimé par 13 modes de tEPOD d'une ligne de vitesse avec $\tau = 8e/U_\infty$ (en bas). Le niveau de couleur montre le critère Q , le contour $Q = 0.01U_\infty^2/e^2$ pour le champs de l'estimation*

Dans les deux figures, le plupart des trajets sont bien superposés entre la tEPOD pour la pression pariétale et celle pour une ligne de vitesse. Par contre, il existe des tourbillons qui ne sont pas identiques pour les deux estimations. L'intensité des tourbillons dans ces cas a été observée généralement assez faible.

L'évolution moyenne en x des tourbillons estimés par la tEPOD pour une ligne de vitesse est montré dans les figures 4.46 pour l'expérience et 4.47 pour la simulation de DDES. Dans ces figures, les caractéristiques moyennes de tourbillons estimés par la tEPOD pour la pression pariétale et pour une ligne de vitesse sont superposées. Au recollement, la tEPOD(u, v) surestime Q_{\max} autour du recollement devant la tEPOD(c_p). En revanche, la tEPOD(u, v) sous-estime l'aire au recollement. Ces deux aspects compensent pour l'intégral QA similaire. La hauteur de tourbillons dans le cas de tEPOD(u, v) augmente régulièrement selon x et montré dans la vitesse de convection V_c est plus proche de zéro par rapport à la tEPOD(c_p). Les autres caractéristiques moyennes de tourbillons sont très similaires entre les deux types de tEPOD. Les statistiques de tourbillons estimés par la tEPOD pour une ligne de vitesse avec la fenêtre de temps $\tau = 20e/U_\infty$ montre les caractéristiques identiques avec le cas de $\tau = 8e/U_\infty$ comme la tEPOD(c_p), donc on ne montre pas ici par souci de brièveté.

La distribution des tourbillons de grandes échelles passés à $x/L_R = 1$ est comparée pour les deux calculs de tEPOD et montrée dans la figure 4.48 pour l'expérience et pour la simulation DDES. Cette distribution a un bon accord entre deux types de tEPOD, avec la forme de log-normal. La forme de distribution de l'inter-temps pour la tEPOD(u, v) dans le cas de la simulation biaise un peu de la forme log-normale.

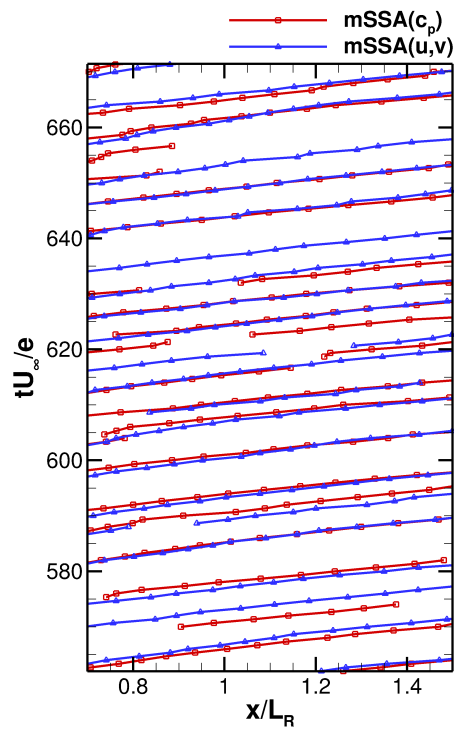


Figure 4.44 : Trajets de tourbillons de grandes échelles estimés par la tEPOD pour la pression pariétale et pour une ligne de vitesse de l'expérience avec $\tau U_\infty/e = 8$

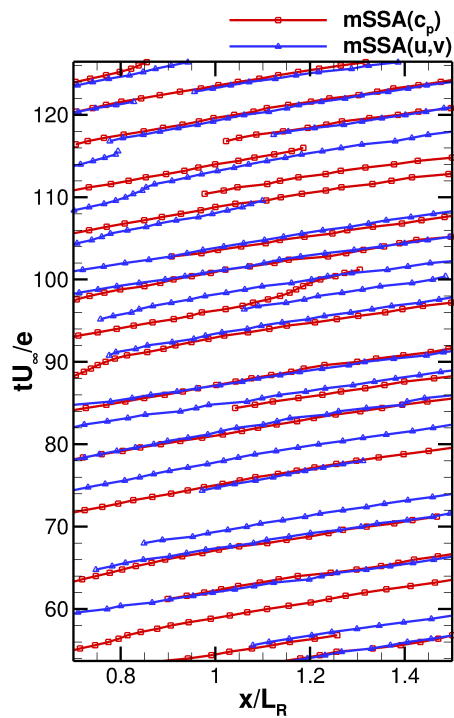


Figure 4.45 : Trajets de tourbillons de grandes échelles estimés par la tEPOD pour la pression pariétale et pour une ligne de vitesse de la simulation de DDES avec $\tau U_\infty/e = 8$

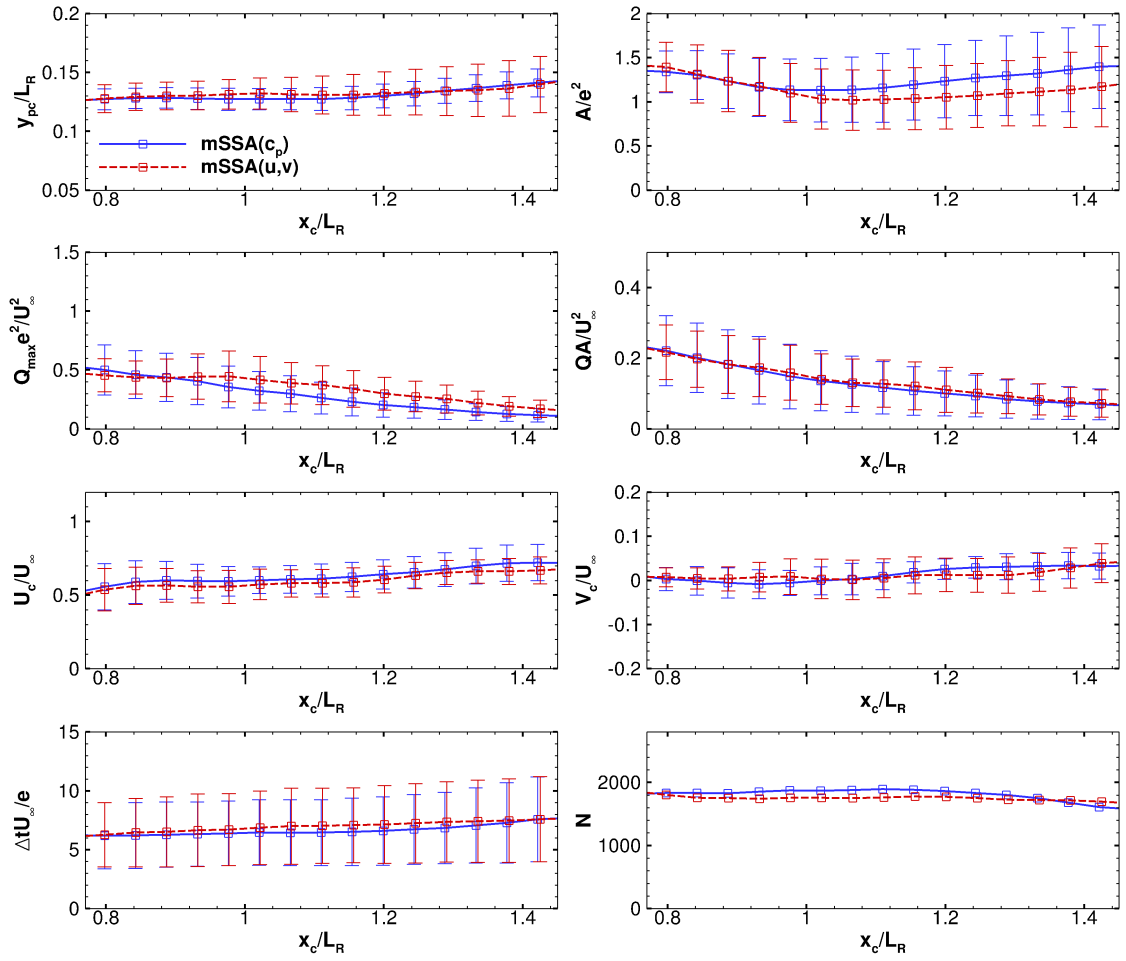


Figure 4.46 : Statistique de tourbillons de grandes échelles estimés par la tEPOD pour la pression et pour une ligne de vitesse de l'expérience avec $\tau U_\infty/e = 8$

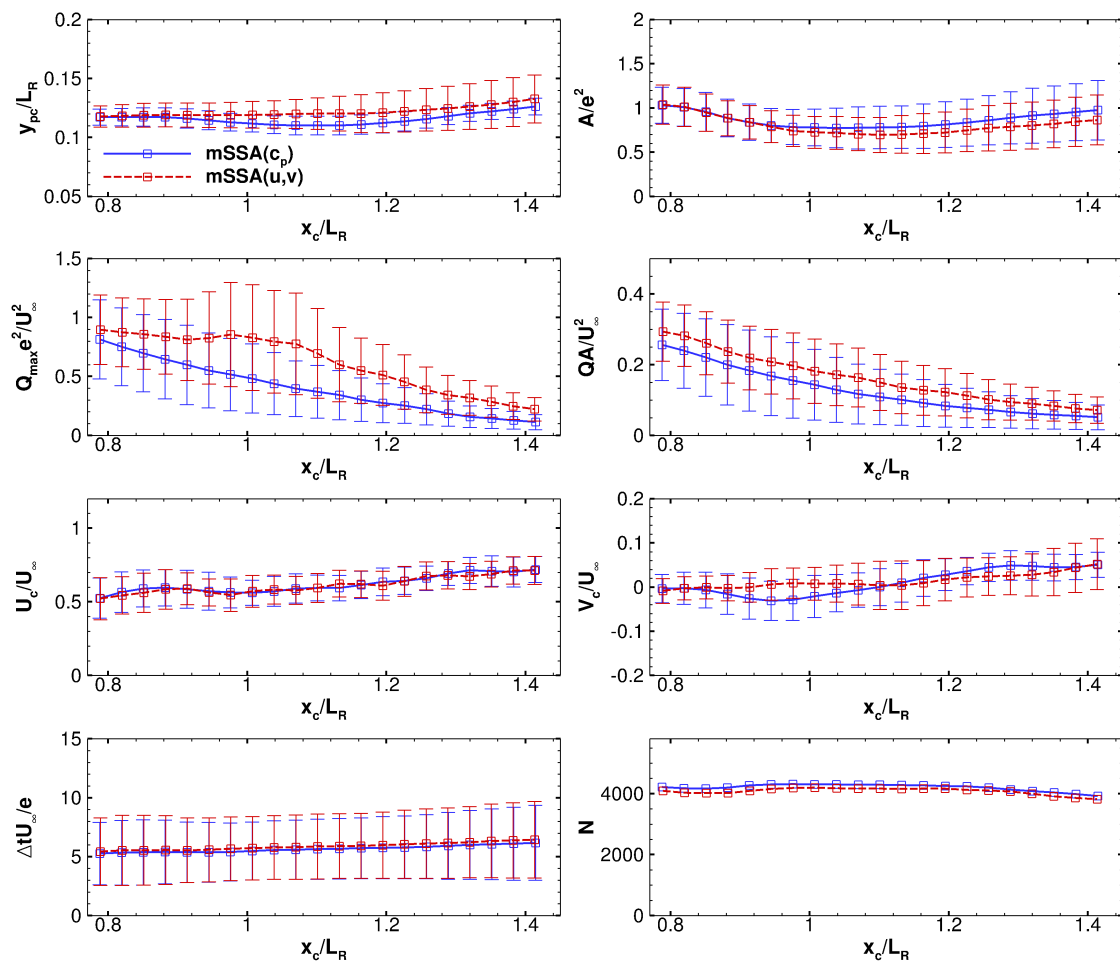


Figure 4.47 : Statistique de tourbillons de grandes échelles estimés par la tEPOD pour la pression pariétale et pour une ligne de vitesse de la simulation de DDES avec $\tau U_\infty/e = 8$

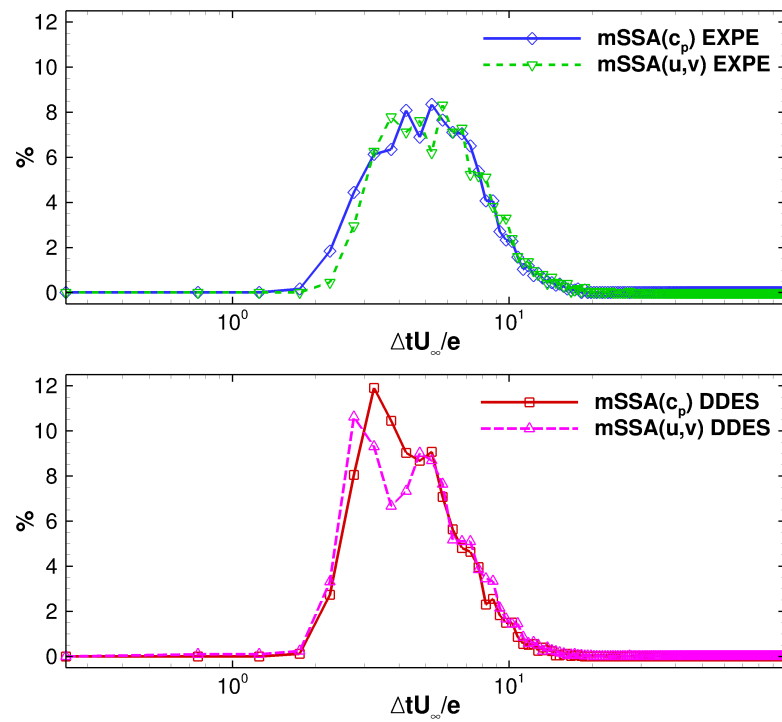


Figure 4.48 : Probabilité de densité de l'inter-temps de tourbillons (passent à $x/L_R = 1$) estimés par la *tEPOD* pour une linge de vitesse et pour la pression pariétale de l'expérience (en haut) et de la simulation de *DDES* (en bas) avec $\tau = 8e/U_\infty$

4.3 Synthèse du chapitre

Dans ce chapitre, on filtre l'écoulement original pour ne garder que les structures de grandes échelles. Une remarque est que ces structures sont étudiées toujours dans un plan (x, y) correspondant aux données expérimentales.

D'abord, la méthode POD classique est appliquée directement pour filtrer le champs de vitesse. Les modes orthogonaux et les coefficients sont en bon accord entre l'expérience et la simulation. Néanmoins, la POD ne sépare pas de phénomène caractéristique des lâchers tourbillonnaires, ce qui rend l'analyse difficile.

Ensuite, en supposant que les tourbillons de grandes échelles créent une signature de pression pariétale et une signature de vitesse sur la ligne de maximum de contrainte cisailée, on a estimé ces tourbillons de grandes échelles à partir des données de la pression pariétale et d'une ligne de vitesse par la tEPOD (EPOD en ajoutant une direction de temps dans les modes). Les paramètres pour la tEPOD sont choisis pour minimiser l'erreur quadratique de l'estimation. La fenêtre de temps $\tau = 8e/U_\infty$ ($N_m = 13$) est l'optimum (pour la simulation), une fenêtre de temps plus large $\tau = 20e/U_\infty$ ($N_m = 30$) est aussi utilisée (l'optimum dans le cas de l'expérience). L'évolution des tourbillons estimés en combinant les modes donne un bon accord entre la simulation et l'expérience. Il y a un bon accord de l'évolution aussi dans l'estimation par tEPOD pour la pression pariétale et celle pour une ligne de vitesse. En ce qui concerne l'évolution moyenne : le centre des tourbillons est en hauteur de $y_p/L_R \sim 0.12$; les tourbillons convectent avec la vitesse autour de $0.6U_\infty$ et accélèrent légèrement selon x ; l'intensité de tourbillons décroît en convectant ; l'inter-temps entre deux tourbillons consécutifs qui passent à $x/L_R = 1$ montre une forme de distribution symétrique selon l'échelle logarithmique (semble au type log-normal) et en moyenne, il est environ $6e/U_\infty$, en accord avec l'ordre de la bande de fréquence des lâchers tourbillonnaires.

Chapitre 5

Structures tridimensionnelles, leur évolution et lien à la pression pariétale

Sommaire

5.1	Structure 3D estimée à partir de la pression pariétale	146
5.1.1	Structure conditionnelle sachant une dépression pariétale	146
5.1.2	Structure instantanée estimée	148
5.2	Structure 3D estimée à partir de la vitesse	150
5.2.1	Structure conditionnelle du deuxième quadrant	151
5.2.2	Structure instantanée estimée	156
5.3	Contribution 3D à la pression pariétale	159
5.3.1	Densité de contribution bipoint pour la pression	160
5.3.2	Densité volumique de contribution pour la pression	164
5.4	Synthèse du chapitre	184

On a étudié les tourbillons de grande échelle en 2D dans le chapitre 4 et on trouve un bon accord entre simulation et expérience. Dans ce chapitre, on tire bénéfice de l'information 3D de la simulation DDES, en étendant les études pour un domaine 3D où il y a le lâcher tourbillonnaire.

Comme dans les analyses 2D, la moyenne conditionnelle et la tEPOD sont appliquées pour estimer les tourbillons de grande échelle, soit à partir de la pression

pariétale soit à partir de la vitesse dans la région cisailée. Nous verrons que, contrairement à ce qu'indique l'analyse 2D, les structures 3D estimées dans ces deux cas sont de formes différentes.

A la fin du chapitre, on étudie les mécanismes (linéaire et non-linéaire) de contribution à la pression pariétale fluctuante.

5.1 Structure 3D estimée à partir de la pression pariétale

Dans cette section, on cherche la forme 3D de la structure moyenne associée à une forte dépression pariétale, et son évolution dans la direction de convection. On essaie aussi d'estimer les champs instantanés 3D en calculant les modes étendus 3D à partir des modes spatio-temporels et des coefficients aléatoires de la tEPOD présentés dans le chapitre 4.

5.1.1 Structure conditionnelle sachant une dépression pariétale

L'étude 3D de la moyenne conditionnelle sachant une dépression pariétale est faite comme dans le cas 2D. Les instants où la pression au recollement moyen présente un minimum en temps sont pris pour calculer le champs moyen. Un seuil $H = 1$ fois l'écart-type de la pression au point de référence (avec son signe inverse) a été justifié pour la convergence dans l'analyse 2D et est ré-appliqué pour ce calcul 3D (on ne tient compte que des minimums inférieurs au seuil). De plus, pour assurer que c'est un vrai minimum de pression, cette pression est vérifiée aussi pour être minimum en direction z .

Cette moyenne conditionnelle est montrée dans la figure 5.1. Un temps de décalage est aussi utilisé comme dans le calcul 2D pour observer l'évolution en temps du tourbillon conditionnel. Les tourbillons sont détectés par une iso-surface de $Q = 0.03U_\infty^2/e^2$. Cette valeur est choisie pour que les structures soient bien visualisées. Avec $\Delta t = 0$, on trouve une structure qui a la forme d'un rouleau situé au dessus du point de référence où est prise la condition sur la pression pariétale. Cette structure est mieux observée dans les plans extraits $\Delta x = 0$ et $\Delta z = 0$, montrés dans la figure 5.2. L'intensité de cette structure décroît selon z , ce qui explique que la forme limitée par l'iso-surface de Q est effilée aux bouts. On retrouve le gros tourbillon 2D dans le plan $\Delta z = 0$.

La variation du temps de décalage met en évidence la convection du tourbillon selon x . Le tourbillon, en se séparant de la zone de cisaillement, garde sa forme de rouleau en aval. L'intensité du tourbillon décroît en aval, ce qui est montrée par

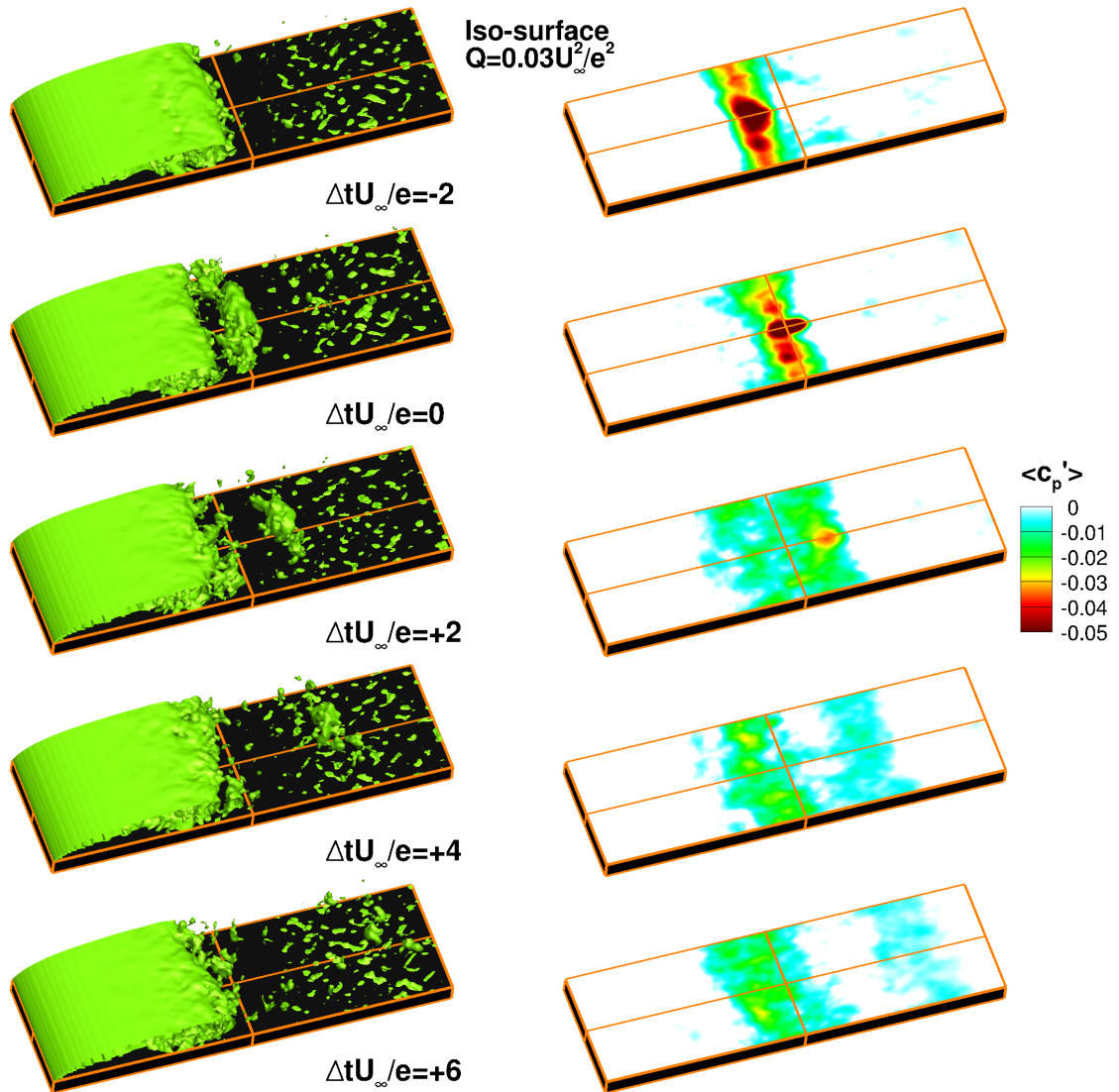


Figure 5.1 : Iso-surface du critère $Q = 0.03U_\infty^2/e^2$ (à gauche) et la pression pariétale associée (à droite) de moyenne conditionnelle de la dépression pariétale à $x/L_R \sim 1$ avec un seuil $H = 1$. Le temps décalage est $\Delta t U_\infty/e = -2, 0, +2, +4, +6$ respectivement de haut en bas

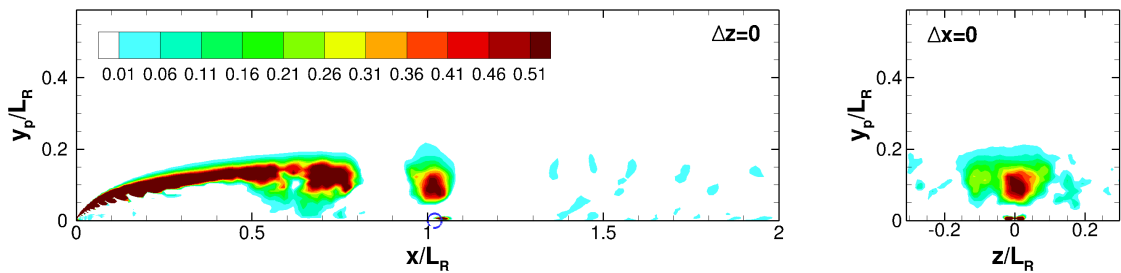


Figure 5.2 : Champs de critère Q de moyenne conditionnelle de la dépression pariétale à $x/L_R \sim 1$ (repéré par le cercle bleu) avec un seuil $H = 1$. Le temps décalage est $\Delta t U_\infty/e = 0$. Plan $\Delta z = 0$ à gauche, plan $\Delta x = 0$ à droite

la décroissance de taille de l'iso-surface de Q selon x , et aussi par l'affaiblissement de la dépression pariétale associée au dessous (à droite de la figure 5.1). En effet la décroissance du volume de l'iso-surface de Q selon x ne signifie pas la réduction de taille du tourbillon conditionnel. Cette décroissance de l'intensité de tourbillon conditionnel pouvant être aussi due à la décorrélation entre pression pariétale au point de référence et la vitesse de l'écoulement quand on augmente le temps décalage, on reprend dans le paragraphe suivant l'estimation par tEPOD qui utilise la pression en plusieurs points.

5.1.2 Structure instantanée estimée

Le temps de décalage dans l'étude de moyenne conditionnelle peut jouer sur la décroissance de l'intensité du tourbillon conditionnel dans la direction de convection. Par contre l'évolution des structures estimées par la tEPOD ne sont pas influencées par ce temps de décalage, car l'estimation est faite à partir d'une chaîne de capteurs selon x avec une fenêtre de temps ajoutée. Dans le chapitre 4, on a obtenu les coefficients aléatoires et les modes spatio-temporels 2D de la tEPOD pour la pression pariétale dans la région du lâcher tourbillonnaire. Les champs de vitesse étaient estimés dans un plan 2D pour permettre la comparaison avec l'expérience. Dans cette sous-section, on reprend l'étude précédente en étendant les modes spatiaux en 3D. On estime alors des champs 3D et on observe l'évolution des structures de grande échelle.

Comme justifié dans le chapitre 4, l'estimation de structures de grandes échelles par la tEPOD avec deux fenêtres de temps $\tau U_\infty/e = 8$ et 20 donne les résultats très similaires. Donc, dans ce chapitre, on ne présente que la tEPOD avec la fenêtre de temps $\tau U_\infty/e = 8$, optimale dans l'étude 2D. Avec l'hypothèse de l'homogénéité en z et grâce à la condition de périodicité aux limites du domaine en z , on obtient donc 58 séries (58 mailles en z) de 20×10^4 champs 3D. Les 11 capteurs de pression pariétale dans le plan médian sont utilisés pour estimer la vitesse dans tout le domaine 3D. L'instant de reconstruction est au milieu de la fenêtre de temps de tEPOD. L'étape de calcul des modes étendus 3D est strictement la même que dans le cas 2D. Une fois que l'on obtient les modes étendus 3D, on peut estimer les champs de vitesse en combinant ces modes 3D avec leurs coefficients aléatoires.

On estime les champs 3D en combinant les 13 premiers modes comme l'optimum de reconstruction justifié dans l'étude de la tEPOD 2D. Quelques champs 3D estimés sont montrés dans la figure 5.3 où les iso-surfaces du critère Q sont utilisées pour détecter les tourbillons. Dans cette figure, les champs estimés (à droite) sont comparés avec les champs originaux associés (à gauche). A cause de la faible intensité des tourbillons estimés, différentes valeurs du critère Q sont utilisées

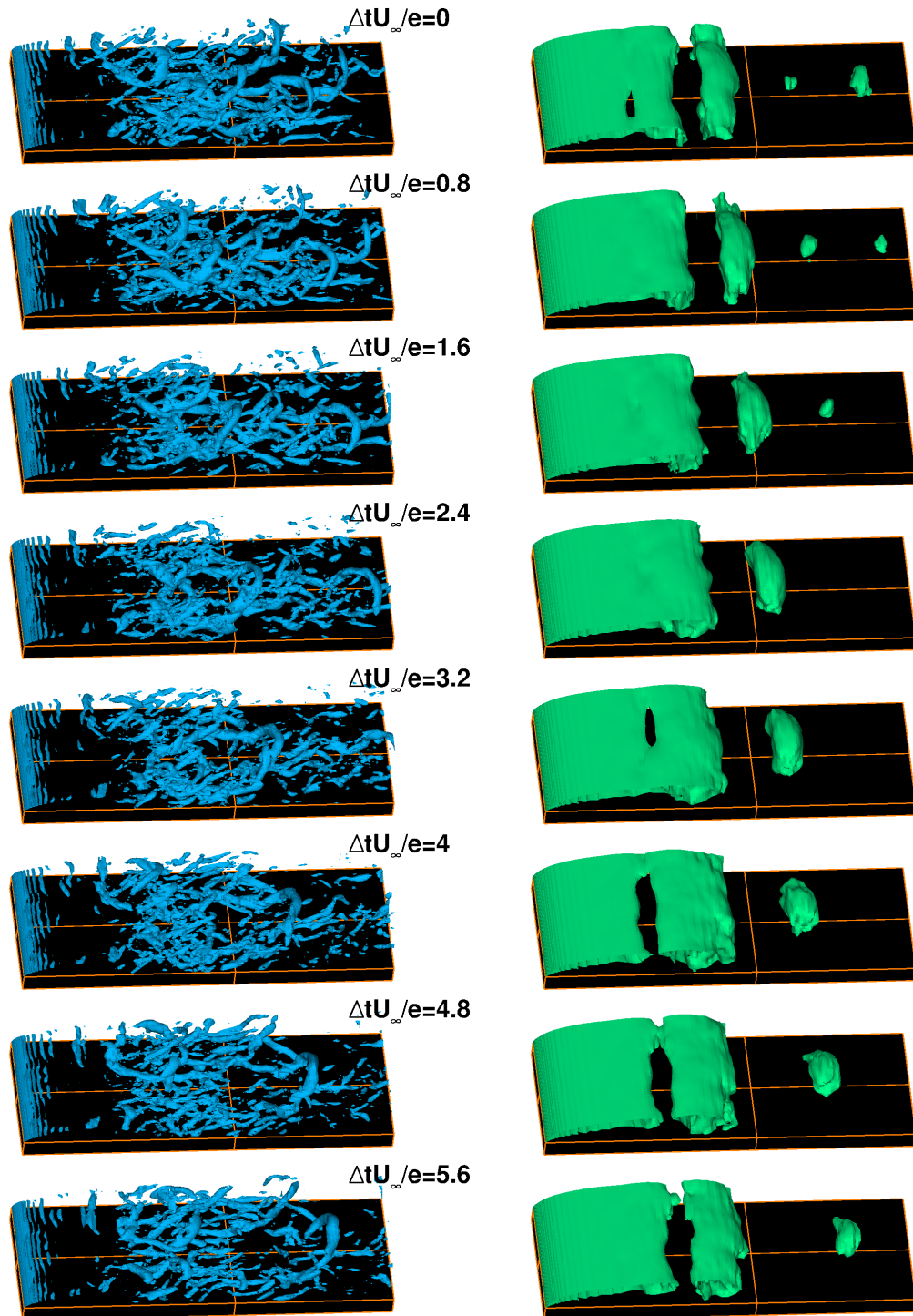


Figure 5.3 : Champs originaux (à gauche, iso-surface $Q = 10U_\infty^2/e^2$) et estimés (à droite, iso-surface $Q = 0.2U_\infty^2/e^2$) de la *tEPOD* étendue 3D pour la pression pariétale avec $\tau = 8e/U_\infty$

pour détecter les tourbillons, $Qe^2/U_\infty = 10$ pour les champs originaux et 0.2 pour les champs estimés. Une série d'instantanés est montrée pour observer l'évolution en temps des tourbillons, le premier instant dans la série est la référence du temps où $\Delta t U_\infty / e = 0$. Dans les champs estimés, on observe bien un gros tourbillon en forme de rouleau dans la région cisailée, qui est lâché en aval. L'intensité de ce tourbillon décroît, comme indiqué par la décroissance du volume de l'iso-surface de Q selon x . En se référant aux champs originaux, on voit des structures beaucoup plus minces et mélangées. On trouve des paquets de tourbillons originaux de différentes formes, et notamment des tourbillons en forme de fer à cheval (hairpin). Ceci est plus clair en aval du recollement où un hairpin se sépare du paquet des tourbillons observé au recollement moyen. Le gros tourbillon estimé semble correspondre à la tête du hairpin où sa forme ressemble à un rouleau 2D. On observe aussi qu'il y a d'autres tourbillons estimés (les petits en aval où $\Delta t U_\infty / e = 0 \div 1.6$) que l'on peut associer aux hairpins dans les champs originaux. On observe aussi qu'à $\Delta t U_\infty / e = 5.6$, il y a un autre tourbillon en forme de rouleau dans le champ estimé qui ressemble au gros tourbillon estimé à $\Delta t U_\infty / e = 0$. L'inter-temps entre ces deux tourbillons correspond bien à l'inter-temps moyen trouvé dans les analyses de tourbillons de grande échelle 2D et est bien de l'ordre de la fréquence du lâcher tourbillonnaire.

On ne va pas plus loin dans l'analyse des caractéristiques moyennes des tourbillons estimés, l'évolution des ces rouleaux étant la même que celle analysée dans le chapitre précédent.

5.2 Structure 3D estimée à partir de la vitesse

Comme étudié dans la section précédente, l'estimation de tourbillons 3D de grande échelle à partir de la pression pariétale fait apparaître des tourbillons en forme de rouleau assez 2D. L'examen des champs originaux instantanés montre qu'il existe rarement des tourbillons de cette forme. Les tourbillons ont souvent la forme de hairpins ou de "tubes" minces. On sait que la pression est un terme global, et qu'elle est influencée par différentes structures proches. Dans cette section, on étudie les tourbillons estimés à partir de la vitesse locale.

En ce qui concerne les tourbillons hairpins, on a vu dans le chapitre 1 (étude d'Adrian ([Adr07], figure 1.20 pour l'écoulement dans une couche limite turbulente) que ces tourbillons créent un événement de vitesse dans le quadrant Q_2 sous leurs têtes. Dans notre cas, on trouve aussi que la vitesse fluctuante (sur la ligne où $\langle uv \rangle$ est extrémale) est la plupart du temps dans les quadrants Q_2 (éjection) et Q_4 (balayage). La figure 5.4 montre un instant où des hairpins créent des événements Q_2 dans le plan $y_p/L_R = 0.1$ (hauteur de maximum de contrainte cisailée). Dans

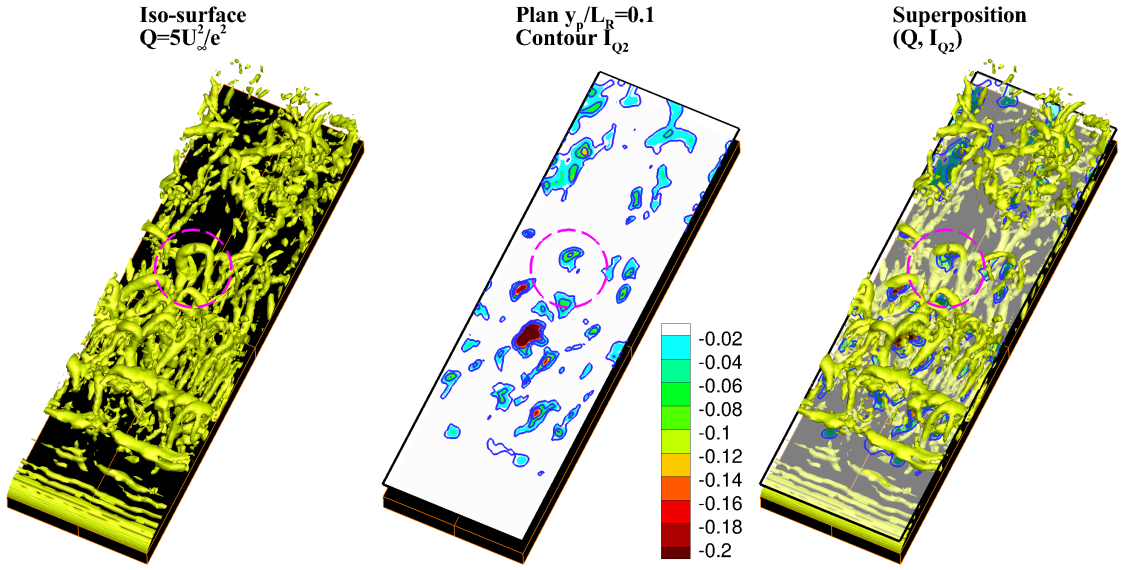


Figure 5.4 : Iso-surface du critère $Q = 5U_\infty^2/e^2$ (à gauche), l'index de quadrant Q_2 (au milieu) dans le plan $y_p/L_R = 0.1$ et leur superposition (à droite) d'un champs instantané. Le cercle de pointillage montre un tourbillon hairpin associé à l'évènement de quadrant Q_2

cette figure, un index I_{Q_2} est utilisé pour identifier les évènements Q_2 dans le champ.

$$I_{Q_2} = \begin{cases} u'v' & , v' \geq 0 \\ 0 & , v' < 0 \end{cases} \quad (5.1)$$

I_{Q_2} négatif montre un évènement Q_2 . Dans la figure 5.4, les tourbillons sont détectés par l'iso-surface $Q = 5U_\infty^2/e^2$ (à gauche). L'index I_{Q_2} associé dans le plan $y_p/L_R = 0.1$ est tracé dans l'image au milieu et la superposition de Q et I_{Q_2} est tracée dans l'image à droite. On peut bien observer le hairpin dans le cercle en pointillé avec l'évènement Q_2 associé, la superposition montrant bien la position de cet évènement Q_2 au dessous de la tête du hairpin. En dehors du cercle, on observe aussi l'existence d'évènements Q_2 . Il y a des évènements qui semblent bien liés aux hairpins, d'autres sont difficiles à confirmer parce que soit les tourbillons sont trop mélangés soit leur formes ne sont pas parfaitement comme un hairpin symétrique. Dans la sous-section suivante, on étudie la moyenne conditionnée à l'évènement Q_2 .

5.2.1 Structure conditionnelle du deuxième quadrant

Dans cette sous-section, on calcule la moyenne conditionnée à l'évènement Q_2 au point $x/L_R = 1$ et $y_p/L_R = 0.1$. Comme montré dans la figure 5.4, les instants où le minimum de l'index I_{Q_2} dans l'espace tombe au point de référence sont pris pour calculer la moyenne. On observe que les domaines où il y a des évènements Q_2 ne sont pas larges, donc on ne doit que assurer le minimum de I_{Q_2} dans une zone

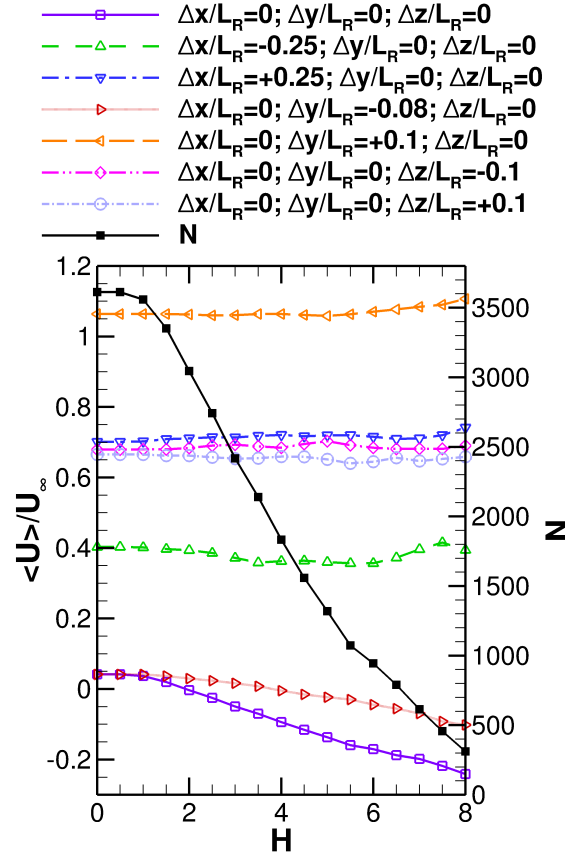


Figure 5.5 : Moyenne de U/U_∞ conditionnée par l'évènement de quadrant Q_2 selon le seuil H en quelques positions autour du point référé $x/L_R = 1$, $y_p/L_R = 0.1$

$\Delta x, \Delta z \sim 0.1L_R$. Le but de la limite de la zone de minimum de I_{Q_2} est d'augmenter le nombre d'échantillons pour la moyenne. En effet, il existe différents hairpins en une même position x mais éloignés en z . On en tient compte dans la moyenne grâce à l'hypothèse de l'homogénéité en z .

De plus, de la même manière pour la moyenne conditionnée par la pression pariétale, on utilise un seuil H pour prendre seulement les hairpins avec une intensité assez forte. Ainsi, les instants pris dans la moyenne doivent satisfaire non seulement un minimum spatial de I_{Q_2} au point de référence mais encore $I_{Q_2} < -Hu_{\text{rms}}v_{\text{rms}}$ à ce point. La moyenne de U en quelques positions autour du point de référence est montrée dans la figure 5.5 pour différentes valeurs du seuil H . Ces positions sont décalées du point de référence de $\Delta x/L_R = \pm 0.25$, $\Delta z/L_R = \pm 0.1$, $\Delta y/L_R = -0.08$ (proche paroi) et $\Delta y/L_R = +0.1$ (limite de la région cisailée). Au point de référence, la moyenne $\langle U \rangle / U_\infty$ décroît selon H car, quand le seuil H est plus élevé, on ne prend en compte que des valeurs de U de plus en plus négative. En $\Delta y/L_R = -0.08$ ($\Delta x = \Delta z = 0$), on observe aussi une décroissance légère selon H de cette vitesse moyenne, la vitesse à ce point est encore corrélée à la vitesse au point de référence.

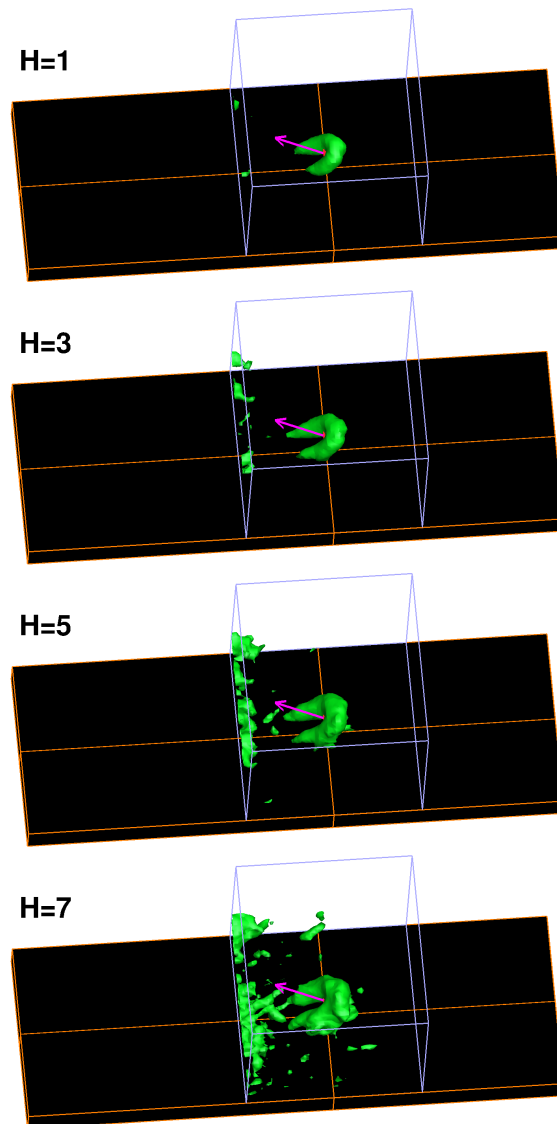


Figure 5.6 : Iso-surface $Q = 1U_\infty^2/e^2$ du champs de moyenne conditionné par l'évènement de quadrant Q_2 au point $x/L_R = 1$, $y_p/L_R = 0.1$ (référé par un vecteur) selon le seuil H

Aux autres positions autour, la moyenne ne varie pas selon H . Les champs 3D de cette moyenne conditionnelle sont aussi étudiés pour observer la variation de forme de la structure conditionnelle selon H . Dans la figure 5.6, l'iso-surface de $Q = 1U_\infty^2/e^2$ est utilisée pour toutes les valeurs de H pour détecter de tourbillon conditionnel. Le vecteur montre l'évènement Q_2 au point de référence. On observe que cette moyenne conditionnelle donne bien un tourbillon de forme d'un hairpin, le point de référence se situe au dessous la tête et entre deux pieds du hairpin où il y a l'évènement Q_2 . Avec une même iso-surface de Q , le volume du hairpin augmente selon H et la moyenne semble plus bruitée. Quand H augmente, on ne prend que les tourbillons dont l'intensité est plus élevée. Par contre, la forme générale du hairpin ne change pas, la tête est toujours à la même hauteur et la distance entre deux pieds est presque constante (en identifiant la squelette du hairpin où on suit le maximum du critère Q , cette étude pour mesurer l'échelle du hairpin est détaillée ensuite). Dans la suite, on utilise le seuil $H = 1$ pour avoir un grand nombre d'échantillons pour la moyenne conditionnelle.

Un temps de décalage est ajouté pour observer l'évolution du hairpin conditionnel en temps. Cette évolution est montrée dans la figure 5.7. L'iso-surface $Q = 0.08U_\infty^2/e^2$ est utilisée pour bien observer les hairpins. On observe que le tourbillon conditionnel a plutôt la forme d'un rouleau en amont du recollement moyen, ce tourbillon en étant lâché prend la forme d'un hairpin. La décroissance du volume du tourbillon conditionnel limité par une même iso-surface de Q ne signifie pas la décroissance de l'échelle de tourbillon, mais montre la décroissance de l'intensité de ce tourbillon. Cette décroissance de l'intensité est montrée aussi par le niveau de dépression pariétale associée (tracée dans l'image à droite de la figure 5.7). Néanmoins, cette décroissance peut être due aussi à la décroissance de corrélation quand le temps de décalage augmente.

On s'intéresse aussi à l'évolution de l'échelle de ce tourbillon hairpin en temps. Pour identifier cette échelle, on suit les positions de maximum du critère Q selon x pour les pieds de hairpin et les positions de maximum de Q selon z pour la tête de hairpin, et on obtient un squelette du hairpin. Cette étude est montrée dans la figure 5.8 où le temps de décalage est pris pour $\Delta t U_\infty/e = -2, 0$ et $+2$. Le niveau de couleur montre la valeur du critère Q sur le squelette. Dans chaque hairpin, on trouve que l'intensité de tourbillon décroît vers les bouts des pieds proche de la paroi. Le tourbillon à $\Delta t U_\infty/e = -2$ est en train de se séparer de la zone de cisaillement, et sa forme est encore plutôt de type rouleau. La forme d'un hairpin est vraiment observée pour $\Delta t U_\infty/e = 0$ et $+2$. En étant lâché, le hairpin s'agrandit, la distance entre deux pieds augmente de $0.08L_R$ à $0.12L_R$ respectivement. Les pieds s'allongent, la hauteur de la tête du hairpin augmente mais très peu et est de l'ordre de $0.13L_R$. Il y a une très faible convection en y donc la tête du hairpin

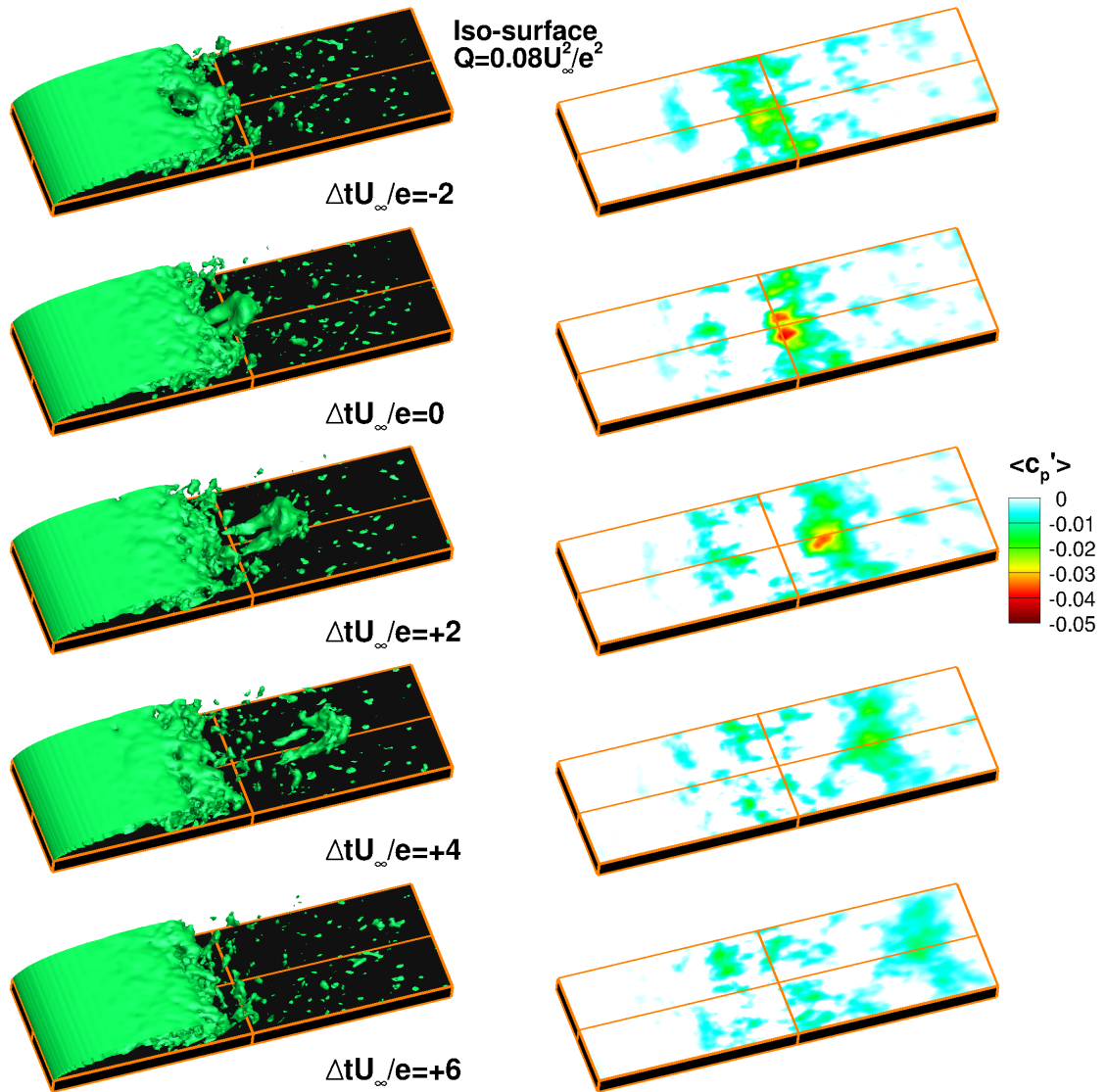


Figure 5.7 : Iso-surface du critère $Q = 0.08U_\infty^2/e^2$ (à gauche) et la pression pariétale associée (à droite) de moyenne conditionnelle de l'évènement de la vitesse dans le quadrant Q_2 à $x/L_R = 1$, $y_p/L_R = 0.1$ avec un seuil $H = 1$. Le temps décalage est $\Delta t U_\infty/e = -2, 0, +2, +4, +6$ respectivement de haut en bas

monte très peu. A $x = L_R$, proche de la paroi, la vitesse U moyenne est plus faible qu'en haut donc la tête du hairpin est convectée avec une vitesse plus grande que les pieds. C'est pourquoi les pieds du hairpin ont l'aspect de s'allonger. Ces observations sont bien sûr à considérer en moyenne. En effet, le tourbillon étudié est un tourbillon moyen et dans les champs instantanés originaux, on observe plus souvent des tourbillons hairpins non symétriques et aussi des tubes tourbillonnaires.

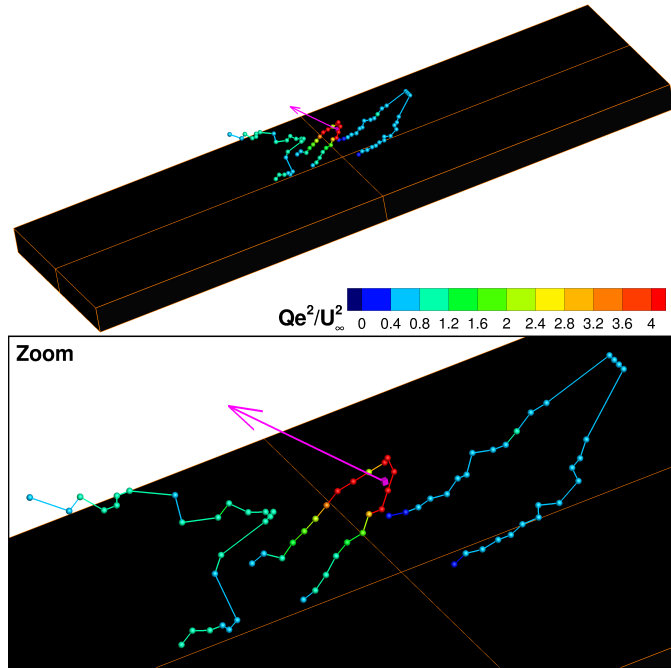


Figure 5.8 : *Squelette Q_{max} des tourbillons de moyenne conditionnelle de l'évènement de la vitesse dans le quadrant Q_2 à $x/L_R = 1$, $y_p/L_R = 0.1$ (repéré par un vecteur) avec un seuil $H = 1$. Le temps décalage est $\Delta t U_\infty / e = -2, 0, +2$.*

Revenant aux champs de pression pariétale associée à la moyenne conditionnée à l'évènement Q_2 dans la figure 5.7, on trouve qu'il y a une dépression pariétale associée au tourbillon hairpin lâché. Cette dépression atteint son minimum dans le plan $\Delta z = 0$ sauf à $\Delta t = 0$ où il y a deux minimums sur les côtés, et qui semblent liés aux pieds du hairpin. Une analyse plus précise est présentée dans la section 5.3.

5.2.2 Structure instantanée estimée

Dans cette sous-section, on va étendre l'étude de la tEPOD à partir d'une ligne de vitesse conduite dans le chapitre 4 pour obtenir des modes spatiaux 3D, et estimer des champs 3D. On fait cette étude pour deux raisons. D'abord, on a discuté que l'estimation multi-points multi-temps évite l'effet de la décroissance de la corrélation quand on s'éloigne du point de référence dans la moyenne conditionnelle. Ensuite, on sait que les structures 3D estimées par la vitesse (hairpins) ne sont

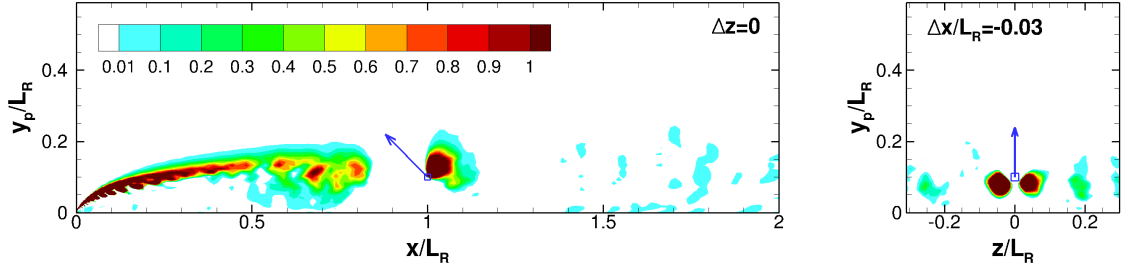


Figure 5.9 : Champs de critère Q de moyenne conditionnelle de l'évènement de la vitesse dans le quadrant Q_2 à $x/L_R = 1$, $y_p/L_R = 0.1$ (repéré par un vecteur) avec un seuil $H = 1$. Le temps décalage est $\Delta t U_\infty/e = 0$. Plan $\Delta z = 0$ à gauche, plan $\Delta x/L_R \sim -0.03$ à droite

pas similaires à celles estimées par la pression pariétale (rouleaux), donc on veut chercher l'évolution instationnaire des tourbillons de différentes formes estimés par la vitesse.

L'étude est répétée comme dans l'estimation par la pression pariétale. On ne s'intéresse qu'à étendre les modes spatio-temporels de la tEPOD pour une ligne de la vitesse avec la fenêtre de temps $\tau U_\infty/e = 8$ (qui conduit à des statistiques des caractéristiques de tourbillons très similaires au cas d'une fenêtre $\tau U_\infty/e = 20$). Une fois obtenus ces modes spatiaux étendus, les champs 3D sont estimés (reconstruits) en combinant de 13 modes spatiaux 3D avec les coefficients aléatoires (nombre de modes optimal pour la fenêtre de temps utilisée).

Une série de champs reconstruits par 13 premiers modes est montrée dans la figure 5.10. Les instants choisis et les iso-surfaces du critère Q sont les mêmes pour l'estimation à partir de la pression pariétale. Contrairement à l'estimation à partir de la pression pariétale, les tourbillons de grandes échelles ont une forme de hairpins. On ne discute que les tourbillons reconstruits proches du plan $\Delta z = 0$ car les données de vitesse ne sont que prises dans une ligne en direction x dans le plan médian, donc les hairpins éloignés en z ne sont pas reconstruits car la corrélation est faible. Les hairpins reconstruits semblent correspondre aux hairpins observés dans les champs originaux. L'évolution d'un hairpin reconstruit se caractérise ainsi. Le hairpin dans la zone de cisaillement a la forme d'un rouleau assez 2D. Ce rouleau progressivement devient un hairpin. Ce hairpin est lâché en aval et son intensité décroît. Cette décroissance de l'intensité est montrée par sa forme plus mince en aval. On observe aussi un allongement selon x du hairpin. On trouve un hairpin en $\Delta t = 0$ très similaire à un autre hairpin en $\Delta t = 5.6e/U_\infty$, cette périodicité étant bien liée à l'inter-temps moyen de tourbillons dans les études 2D et à la fréquence caractéristique du lâcher tourbillonnaire.

On trouve que l'estimation par la vitesse donne une vue plus précise de la forme des tourbillons de grande échelle estimés. Les tourbillons observés dans les champs

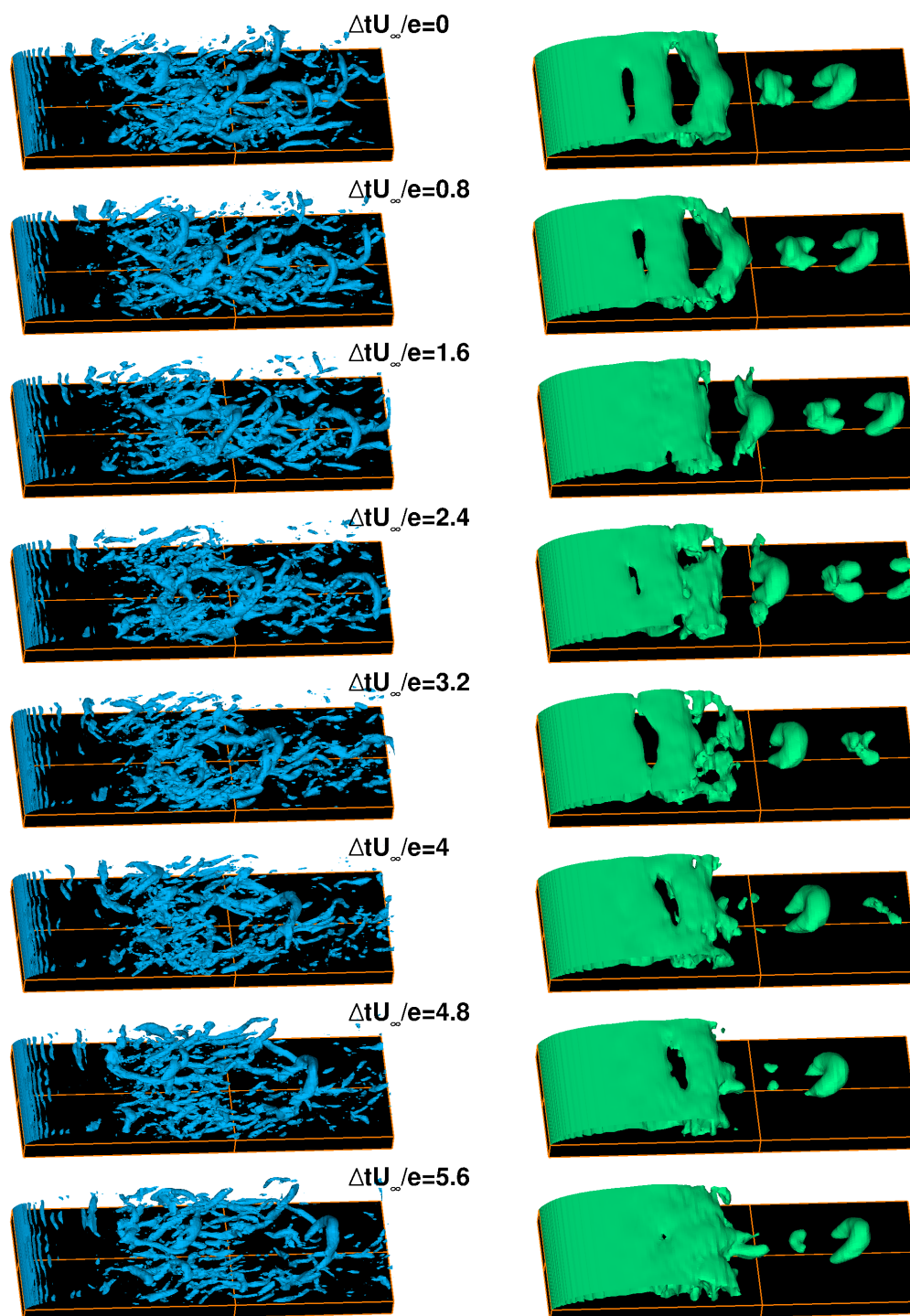


Figure 5.10 : Champs originaux (à gauche, iso-surface $Q = 10U_\infty^2/e^2$) et estimés (à droite, iso-surface $Q = 0.2U_\infty^2/e^2$) de la tEPOD étendue 3D pour une ligne de vitesse en $y_p/L_R = 0.1$ avec $\tau = 8e/U_\infty$

originaux ont en effet plutôt la forme de hairpins que de rouleaux.

5.3 Contribution 3D à la pression pariétale

La pression a un lien fort avec la vitesse de l'écoulement. La signature de la pression pariétale reflète l'évolution des structures tourbillonnaires dans l'écoulement. Néanmoins, l'énergie moyenne des champs estimés par la pression pariétale est très faible. La tEPOD ($\tau U_\infty/e = 8$) avec tous les modes (ou la mLSE spatio-temporelle) ne reconstruit que 15% d'énergie dans le plan $\Delta z = 0$ comme montré dans le chapitre 4 (revoir la figure 4.20). L'intensité des tourbillons estimés (par la moyenne conditionnelle et par la reconstruction par la tEPOD) est très faible devant des structures originales. On a le même problème dans l'estimation par la vitesse locale. Le tourbillon hairpin conditionnel montre bien une dépression pariétale associée, par contre cette dépression absolue est très faible devant l'écart-type de la pression pariétale. La reconstruction par la tEPOD pour une ligne de vitesse (dans la zone de maximum de fluctuation) montre des structures de faible intensité associées à des dépressions très faibles par rapport aux champs originaux. Dans la figure 5.11, pour comparer un champ de pression fluctuante pariétale de reconstruction par la tEPOD avec son origine, on doit utiliser une palette de couleur d'échelle 10 fois plus faible. De plus, malgré d'un bon accord de la position en x , la pression pariétale semble liée plutôt au pied du hairpin (ou tube tourbillonnaire) dans le champ original, lorsqu'on observe cette dépression dans le plan symétrique de la structure estimée.

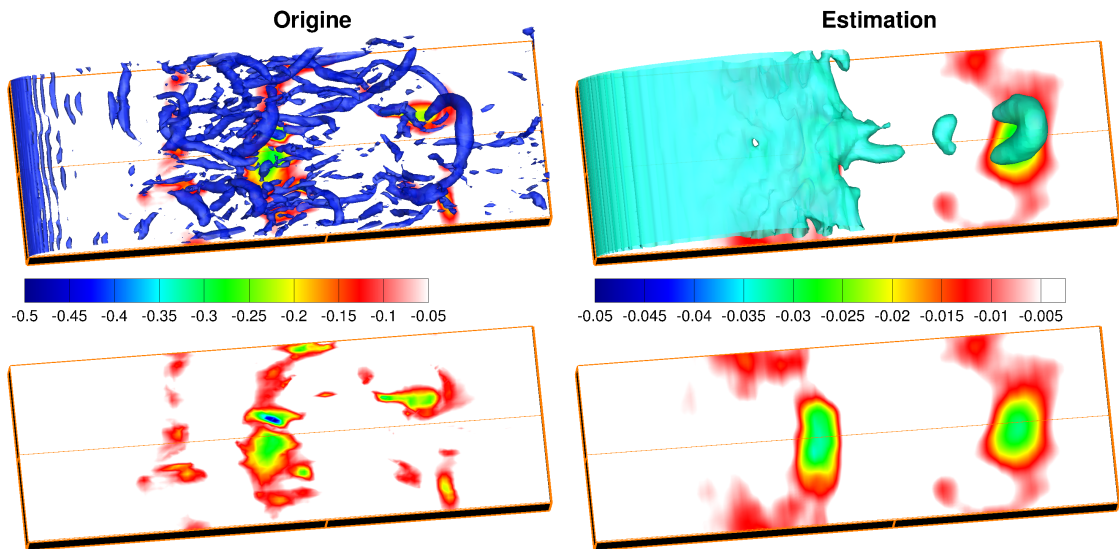


Figure 5.11 : Champs originaux (à gauche, iso-surface $Q = 10U_\infty^2/e^2$) et estimés (à droite, iso-surface $Q = 0.2U_\infty^2/e^2$) de la tEPOD étendue 3D pour une ligne de vitesse en $y_p/L_R = 0.1$ avec $\tau = 8e/U_\infty$. c_p associé en bas

Dans cette section, on revient à l'origine de la pression. On va étudier des éléments qui contribuent à la fluctuation de la pression pariétale et en particulier le caractère linéaire ou quadratique des sources de pression fluctuante en paroi dans l'écoulement.

5.3.1 Densité de contribution bipoint pour la pression

En écoulement incompressible, la pression satisfait une équation de Poisson comme 5.2.

$$\nabla^2 P = -\rho U_{i,j} U_{j,i} = Q \quad (5.2)$$

Dans le cas de notre simulation, l'équation ci-dessus, si elle est écrite pour la pression résolue, doit en toute rigueur être complétée par un terme provenant des contraintes de Reynolds. Afin de simplifier l'analyse, nous avons choisi de négliger ce terme pour une première approche. Nous avons constaté que l'intégration volumiques des termes contribuant à la pression fluctuante (le détail de ces termes est expliqué ci-dessous dans cette partie) restituait un coefficient $\langle C'_p \rangle$ proche de sa valeur directement calculée. Bien qu'une étude plus approfondie serait nécessaire, et notamment en ce qui concerne les termes sources évalués dans la région proche paroi de transition entre les modes RANS et LES, cette observation tend à justifier l'approximation. Une précaution quant à l'interprétation physique de ces contributions évaluées dans la région proche paroi est cependant nécessaire. En effet, Shur et al. ([Shu08]) et Piomelli et al. ([Pio03]) entre autres, ont montré sur des simulations de canal qu'un modèle DES utilisé comme modèle de proche paroi a tendance à restituer des tourbillons longitudinaux assez prononcés dans la région de transition entre les modes RANS et LES. Bien que nous soyons dans une situation physique différente (recollement), il est probable que les tourbillons longitudinaux observés dans cette région soient fortement liés au modèle utilisé. On doit donc plutôt considérer l'analyse qui suit comme une analyse des sources de pression pariétale fluctuante à partir des vitesses résolues. Une extrapolation à un écoulement réel nécessiterait au préalable des tests avec des modèles qui ne restituent pas ce type de tourbillons en canal, telles que les approches IDDES (Shur et al. [Shu08]) et PITM (Fadai-Ghotbi et al. [Fad10a]), par exemple.

Pour simplifier l'exploitation de l'équation 5.2, on ajoute des hypothèses complémentaires. Ici, on suppose que l'on est suffisamment loin du bord d'attaque donc que l'on se situe dans un demi-espace. A l'extérieur loin de la paroi, on suppose que la fluctuation de la pression est nulle. De plus, on néglige la contribution du gradient normal de pression à la paroi (terme de Stokes, voir Naguib et al. [Nag01])

et le livre de Dautray et al. [Dau85]).

$$P(\underline{X}, t) = -\frac{\rho}{2\pi} \int_{V_{\underline{X}'}} \frac{Q(\underline{X}', t)}{\|\underline{X}' - \underline{X}\|} dV_{\underline{X}'} \quad (5.3)$$

La pression fluctuante se déduit de l'équation 5.3, avec $q = Q - \langle Q \rangle$ où $\langle Q \rangle$ est la moyenne en temps du critère Q , donc

$$p(\underline{X}, t) = -\frac{\rho}{2\pi} \int_{V_{\underline{X}'}} \frac{q(\underline{X}', t)}{\|\underline{X}' - \underline{X}\|} dV_{\underline{X}'} \quad (5.4)$$

La variance de la pression est déduite

$$\begin{aligned} \langle p^2(\underline{X}, t) \rangle &= \frac{\rho^2}{4\pi^2} \left\langle \int_{V_{\underline{X}'}} \frac{q(\underline{X}', t)}{\|\underline{X}' - \underline{X}\|} dV_{\underline{X}'} \int_{V_{\underline{X}''}} \frac{q(\underline{X}'', t)}{\|\underline{X}'' - \underline{X}\|} dV_{\underline{X}''} \right\rangle \\ &= \frac{\rho^2}{4\pi^2} \int_{V_{\underline{X}'}} \int_{V_{\underline{X}''}} \frac{\langle q(\underline{X}', t) q(\underline{X}'', t) \rangle}{\|\underline{X}' - \underline{X}\| \|\underline{X}'' - \underline{X}\|} dV_{\underline{X}'} dV_{\underline{X}''} \end{aligned} \quad (5.5)$$

En notant

$$\mathcal{D}_{\underline{X}}^2(\underline{X}', \underline{X}'') = \frac{\langle q(\underline{X}', t) q(\underline{X}'', t) \rangle}{\|\underline{X}' - \underline{X}\| \|\underline{X}'' - \underline{X}\|} \quad (5.6)$$

La variance de la pression est ré-écrite

$$\langle p^2(\underline{X}, t) \rangle = \frac{\rho^2}{4\pi^2} \int_{V_{\underline{X}'}} \int_{V_{\underline{X}''}} \mathcal{D}_{\underline{X}}^2(\underline{X}', \underline{X}'') dV_{\underline{X}'} dV_{\underline{X}''} \quad (5.7)$$

$\mathcal{D}_{\underline{X}}^2$ est comprise comme une contribution pour la variance de la pression en \underline{X} . L'intégrale double selon le volume de cette contribution donne la variance de la pression en \underline{X} . On peut l'appeler la contribution "bipoint" pour la pression. Ce nom signifie que la variance de pression en un point \underline{X} est la somme de toutes les contributions infinitésimales de deux points \underline{X}' et \underline{X}'' à la fois. C'est-à-dire, chaque contribution infinitésimale est jouée par deux points différents dans le champs. La contribution bipoint $\mathcal{D}_{\underline{X}}^2$ est une corrélation de la fluctuation de source de pression q aux deux points pondérée par les distances de ces deux points au point de référence. Soit le premier point \underline{X}' soit le deuxième \underline{X}'' s'éloigne du point de référence, la contribution est affaiblie à cause de l'augmentation du dénominateur dans la formule de $\mathcal{D}_{\underline{X}}^2$ (si la corrélation bipoint de la source de pression ne varie pas).

Une source locale est écrite

$$\begin{aligned} Q &= -\rho U_{i,j} U_{j,i} \\ &= -\rho \langle U_{i,j} \rangle \langle U_{j,i} \rangle - 2\rho u_{i,j} \langle U_{j,i} \rangle - \rho u_{i,j} u_{j,i} \end{aligned} \quad (5.8)$$

Sa moyenne en temps

$$\begin{aligned}\langle Q \rangle &= -\rho \langle U_{i,j} U_{j,i} \rangle \\ &= -\rho \langle U_{i,j} \rangle \langle U_{j,i} \rangle - \rho \langle u_{i,j} u_{j,i} \rangle\end{aligned}\quad (5.9)$$

Donc la fluctuation de la source locale est écrite

$$\begin{aligned}q &= Q - \langle Q \rangle \\ &= \underbrace{-2\rho u_{i,j} \langle U_{j,i} \rangle}_{\text{Linéaire}} + \underbrace{\rho (-u_{i,j} u_{j,i} + \langle u_{i,j} u_{j,i} \rangle)}_{\text{Quadratique}} \\ &= q_L + q_Q\end{aligned}\quad (5.10)$$

Chaque fluctuation de source locale est une combinaison d'un terme linéaire du gradient de la vitesse fluctuante et d'un autre terme quadratique. Ces termes sont aussi appelés terme lent et terme rapide respectivement. Ce nom est relié au temps de réponse de ces termes quand il y a une variation du gradient de la vitesse moyenne. Le terme rapide q_L dépend des gradients de vitesse moyenne et réagit instantanément à une variation brusque. Par contre le terme lent q_Q ne réagit pas instantanément à cette variation, c'est un terme d'interaction de la turbulence sur elle-même, donc il ne réagira que lorsque la turbulence aura déjà été modifiée par un autre terme.

La corrélation de la fluctuation de source de pression dans la contribution bipoint $\mathcal{D}_{\underline{X}}^2$ est décomposée

$$\begin{aligned}\langle q(\underline{X}', t) q(\underline{X}'', t) \rangle &= \langle q_L(\underline{X}', t) q_L(\underline{X}'', t) \rangle + \langle q_Q(\underline{X}', t) q_Q(\underline{X}'', t) \rangle \\ &\quad + \langle q_L(\underline{X}', t) q_Q(\underline{X}'', t) \rangle + \langle q_Q(\underline{X}', t) q_L(\underline{X}'', t) \rangle\end{aligned}\quad (5.11)$$

Donc la contribution bipoint pour la pression est constituée d'une corrélation des termes linéaires, une des termes quadratiques et deux corrélations croisées des termes linéaires-quadratiques. On va étudier la contribution de chaque corrélation dans la corrélation totale qui est pondérée par les distances pour obtenir $\mathcal{D}_{\underline{X}}^2$. On a une décomposition similaire pour la contribution bipoint

$$\mathcal{D}_{\underline{X}}^2 = \mathcal{D}_{\underline{X}}^{2(LL)} + \mathcal{D}_{\underline{X}}^{2(QQ)} + \mathcal{D}_{\underline{X}}^{2(LQ)} + \mathcal{D}_{\underline{X}}^{2(QL)}\quad (5.12)$$

On va étudier la contribution bipoint pour la pression pariétale d'un point au recollement. On varie les positions de deux points en espace pour observer la variation de la contribution de ces deux points. D'abord on observe la variation selon y en déplaçant ces deux points selon l'axe ($\Delta x/L_R = 0, \Delta z/L_R = 0$). Ici Δx et Δz sont respectivement les distances en x et en z au point de référence de la pression pariétale. Cette étude est montrée dans la figure 5.12. On trouve que la contribution de la partie croisée $\mathcal{D}^{2(LQ)}, \mathcal{D}^{2(QL)}$ est très faible devant les autres parties et devant la contribution totale. On peut dire que la fluctuation de la source

linéaire de pression est décorrélé de la quadratique, donc la contribution de la partie croisée est négligeable. Donc dès maintenant, on assimilera $\mathcal{D}^{2(LL)}$ simplement à la contribution linéaire, et $\mathcal{D}^{2(QQ)}$ à la contribution quadratique. La contribution totale est une somme de la contribution linéaire et celle quadratique, la contribution croisée est presque nulle. On observe que la contribution linéaire est faible devant la quadratique, donc la contribution quadratique joue un rôle très important dans la signature de la pression pariétale. De plus, on trouve que la contribution est forte sur la diagonale $\Delta y' = \Delta y''$ et décroît très vite en s'éloignant. La pression pariétale est due à des couples de deux points dans l'espace, mais si les deux points dans un couple sont éloignés, la contribution du couple est négligeable. Il n'y a que des couples de deux points très proches (ou identiques) qui contribuent à la contribution bipoint. Il est facile de comprendre que la contribution décroît selon Δy sur la diagonale, puisque la distance de la paroi augmente. Une chose intéressante dans la contribution est qu'il existe des contributions négatives. Mathématiquement, c'est raisonnable qu'il existe des points dans l'espace où les fluctuations q sont corrélées en sens contraires. Physiquement, on peut imaginer qu'il y a un tourbillon au dessus du point de référence de la pression pariétale, dans ce tourbillon il existe une zone où $q > 0$ et dehors du tourbillon il existe une zone où $q < 0$ (région dominée par la déformation par exemple un point selle). La corrélation de ces deux points, un dans le tourbillon, l'autre dehors va être négative donc la contribution de ce couple sera négative. La contribution négative diminue la variance de la pression pariétale mais cette contribution négative n'est jamais plus grande que la contribution positive au total, puisque mathématiquement, cette variance n'est jamais négative. En réalité, la contribution négative observée dans la figure 5.12 est absolument très faible devant la contribution positive.

Une étude similaire est faite pour deux points en ne variant que leurs positions en x (l'axe $\Delta z' = \Delta z'' = 0$, $y'_p = y''_p = 0.02L_R$ pour les deux points proches paroi et $y'_p = y''_p = 0.1L_R$ pour une ligne au maximum de contrainte cisailée, montrée dans la figure 5.13) ou en z (l'axe $x' = x'' = L_R$, $y'_p = y''_p = 0.02L_R$ et $0.1L_R$, montrée dans la figure 5.14). Les mêmes phénomènes sont observés dans ces figures. On conclut que la contribution bipoint n'est grande que quand les deux points dans l'espace (3D) sont proches. La contribution quadratique est très dominante devant la contribution linéaire surtout en proche paroi. Selon y_p , le rapport de contribution linéaire à celle quadratique augmente mais la contribution \mathcal{D}^2 décroît très vite (les deux points s'éloignent du point de référence de la pression pariétale). De plus, on observe des crêtes de contribution faiblement négative parallèles aux diagonales $\Delta x' = \Delta x''$ et $\Delta z' = \Delta z''$.

On revient au problème de la reconstruction de tourbillons de grandes échelles. Les outils utilisés comme la moyenne conditionnelle ou la tEPOD, la tLSE sont

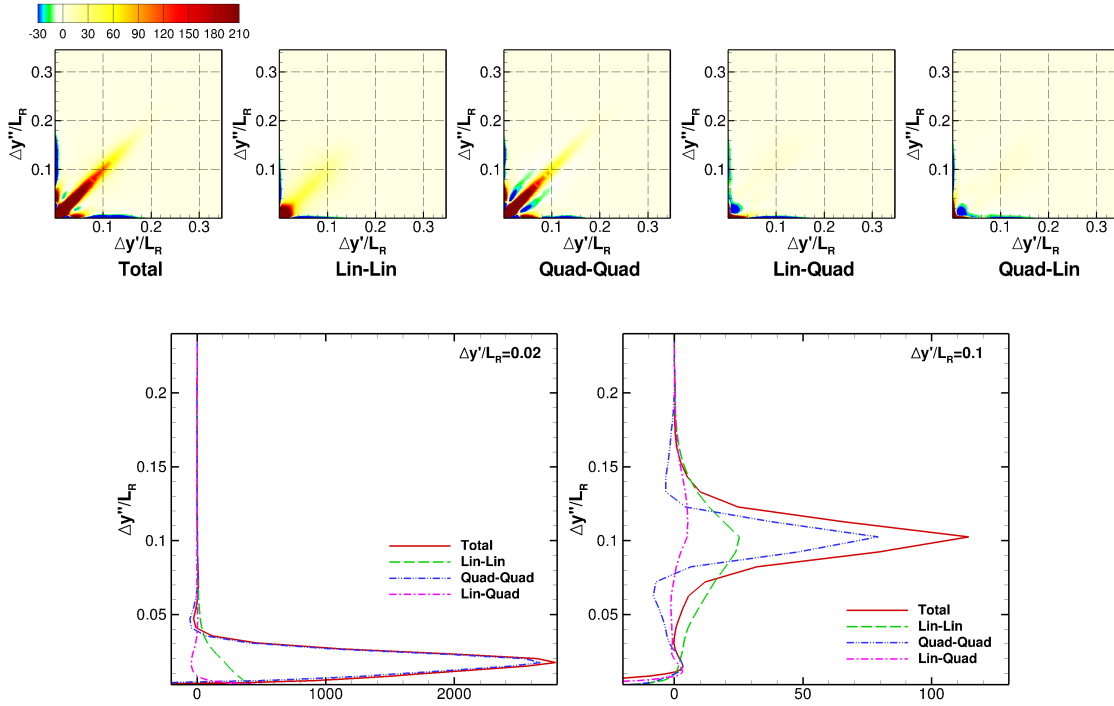


Figure 5.12 : Contribution bipoint ($\Delta z' = \Delta z'' = 0$, $x' = x'' = L_R$) pour la pression pariétale au recollement moyen selon $\Delta y'$ et $\Delta y''$. Respectivement de gauche à droite : \mathcal{D}^2 , $\mathcal{D}^2(LL)$, $\mathcal{D}^2(QQ)$, $\mathcal{D}^2(LQ)$, $\mathcal{D}^2(QL)$. Les profils à $\Delta y'/L_R = 0.02$ et 0.1 sont extraits en bas

tous linéaires. On a évidemment perdu l'influence de la partie quadratique qui est décorréliée à la partie linéaire. Donc quand on utilise la pression pariétale pour estimer le champs de vitesse, l'énergie de reconstruction est très faible, les tourbillons de grandes échelles sont en faible intensité devant les tourbillons originaux. Quand on utilise une ligne de vitesse pour estimer le grand champs de vitesse et la pression pariétale, la dépression associée à un tourbillon de reconstruction est très faible. L'intensité de tourbillons estimés par une ligne de vitesse est aussi faible devant des tourbillons originaux, ce problème vient strictement à la linéarité des outils utilisés. Dans la sous-section suivante, on va étudier plus en détail l'échelle spatiale des sources de la pression linéaires et quadratiques pour comprendre les formes de tourbillons de grandes échelles estimés.

5.3.2 Densité volumique de contribution pour la pression

Parce que la contribution bipoint n'est importante que quand les deux points sont proches, on pense à simplifier la formulation en réduisant cette contribution à une contribution de type mono-point ou mono-volume. C'est-à-dire chaque contribution infinitésimale des deux points proches $\underline{X}' \approx \underline{X}'' \approx \underline{X}^*$ est reformulée pour une contribution d'un volume à \underline{X}^* .

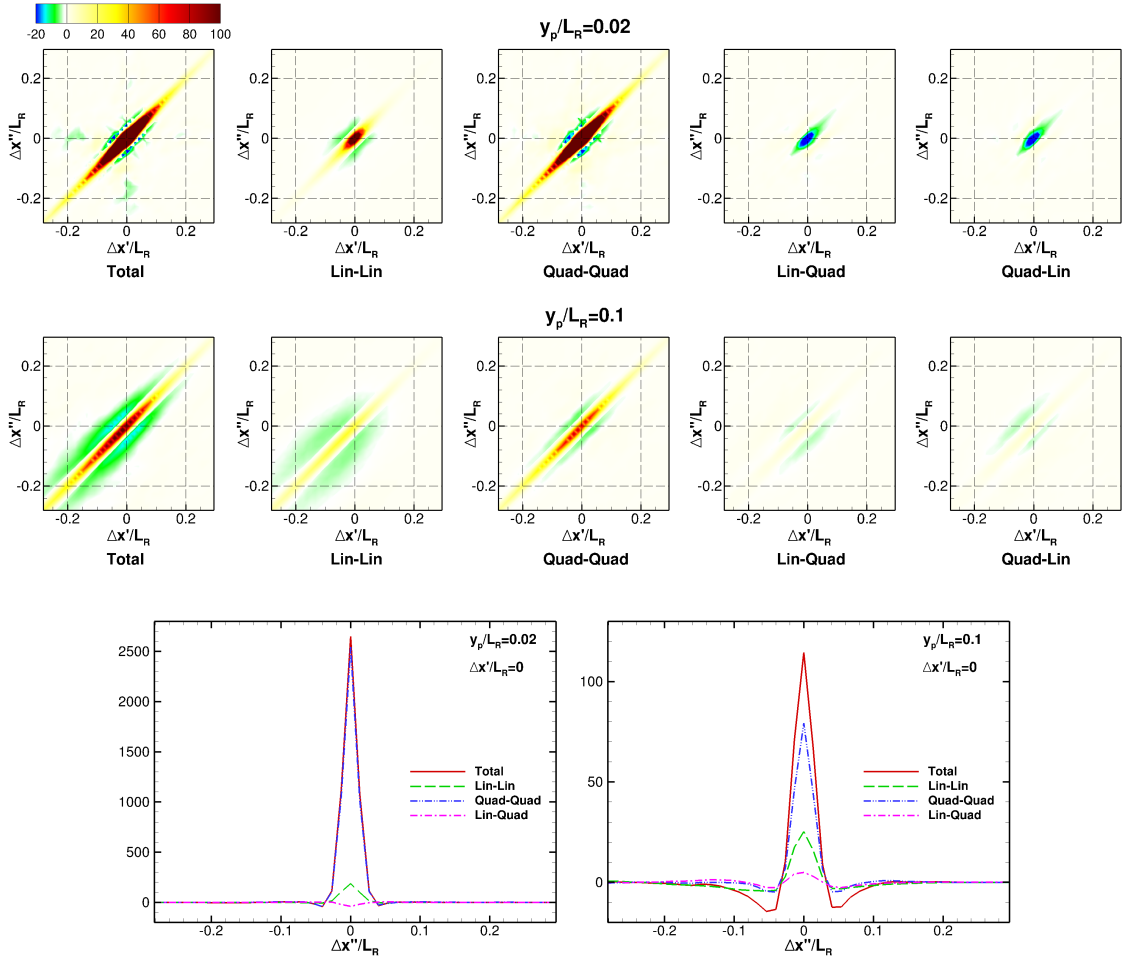


Figure 5.13 : Contribution bipoint ($\Delta z' = \Delta z'' = 0$, $y'_p = y''_p = 0.02L_R$ en haut et $0.1L_R$ en bas) pour la pression pariétale au recollement moyen selon $\Delta x'$ et $\Delta x''$. Respectivement de gauche à droite : \mathcal{D}^2 , $\mathcal{D}^2(LL)$, $\mathcal{D}^2(QQ)$, $\mathcal{D}^2(LQ)$, $\mathcal{D}^2(QL)$. Les profils à $\Delta x'/L_R = 0$ sont extraits en bas

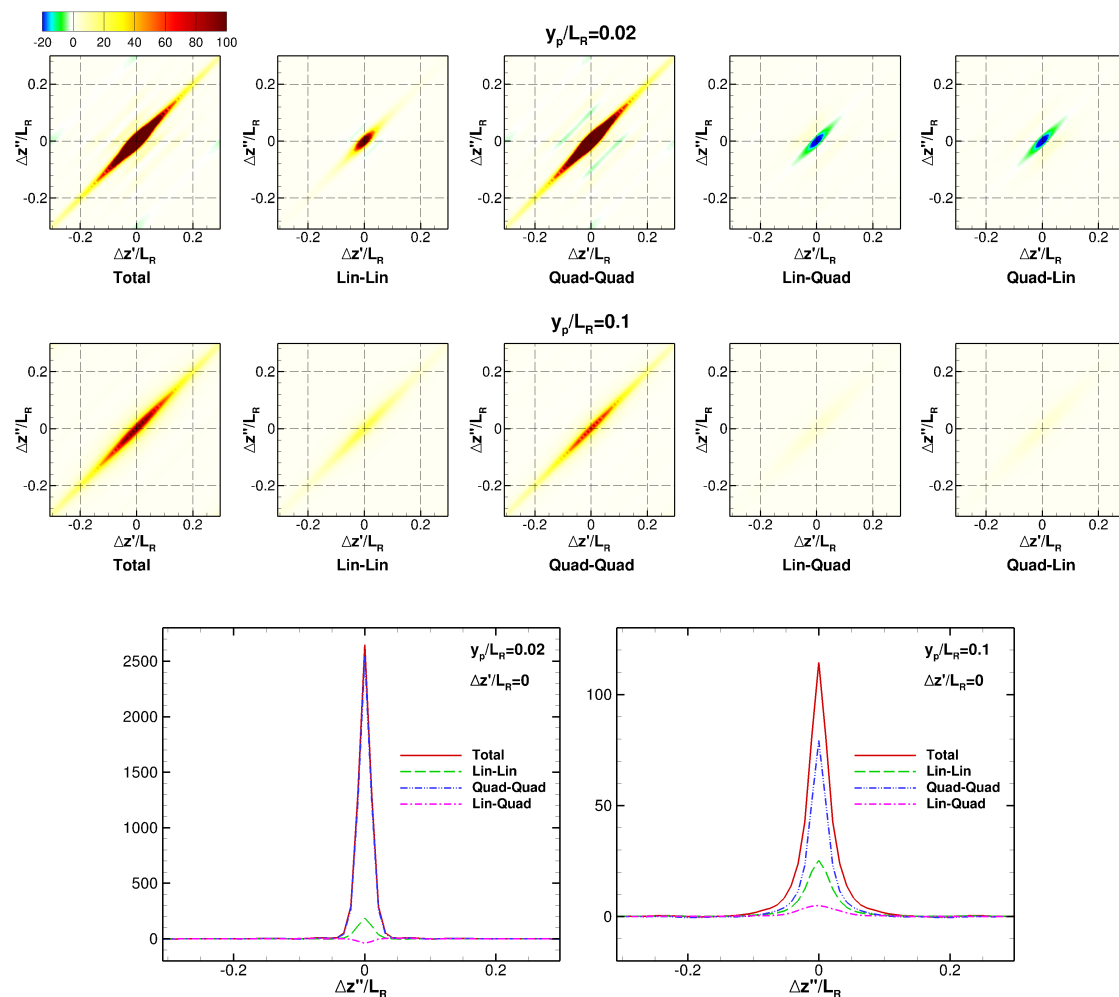


Figure 5.14 : Contribution bipoint ($x' = x'' = L_R$, $y'_p = y''_p = 0.02L_R$ en haut et $0.1L_R$ en bas) pour la pression pariétale au recollement moyen selon $\Delta z'$ et $\Delta z''$. Respectivement de gauche à droite : \mathcal{D}^2 , $\mathcal{D}^2(LL)$, $\mathcal{D}^2(QQ)$, $\mathcal{D}^2(LQ)$, $\mathcal{D}^2(QL)$. Les profils à $\Delta z'/L_R = 0$ sont extraits en bas

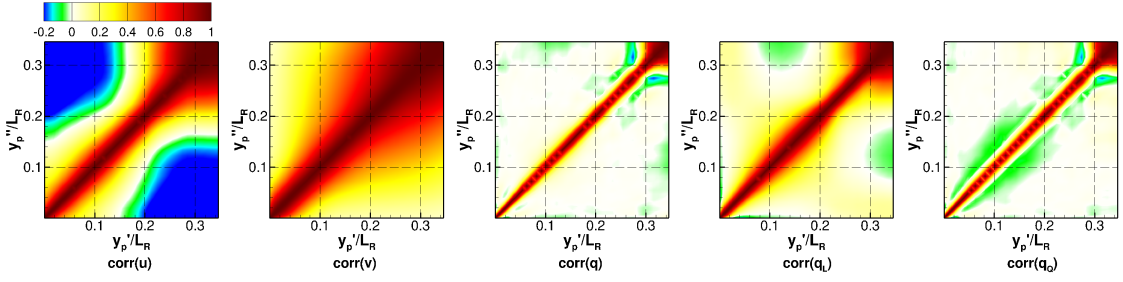


Figure 5.15 : Corrélation de u , v , q , q_L et q_Q (respectivement de gauche à droite) entre deux points au recollement moyen ($z' = z'' = 0$) selon y' et y''

Approche de la contribution mono-point

La contribution bipoint décroît quand les deux points s'éloignent. Cette décroissance a pour origine la décroissance de la corrélation des fluctuations de source de pression q en ces deux points. Dans la figure 5.15, on trace la variation de cette corrélation si les deux points varient dans l'axe $x' = x'' = L_R$, $z' = z''$ (y' et y'' varient seulement). La corrélation de la vitesse (u et v) est aussi ajoutée dans cette figure pour la comparer au niveau de décroissance de la contribution bipoint. La figure 5.16 montre une ligne extraite de la corrélation pour un y' donné ($y'_p = 0.1L_R$, y'' varie). D'abord on trouve que la corrélation de q décroît beaucoup plus vite que celle de la vitesse u et v . L'évolution de la corrélation de q est une combinaison de la corrélation de sa partie linéaire q_L qui décroît plus lentement et celle de la partie quadratique q_Q qui décroît plus vite. La décroissance de corrélation de la partie linéaire ressemble plus ou moins à celle de la vitesse. Mathématiquement, on trouve que q_L est une fonction linéaire du gradient de la vitesse fluctuante u , v donc c'est évident que q_L a l'échelle plus ou moins similaire à u , v . Par contre q_Q est une fonction quadratique du gradient de la fluctuation de la vitesse, donc q_Q incarne une échelle beaucoup plus petite. Dans l'aspect physique, le niveau de corrélation multi-point de la vitesse est souvent associé aux structures cohérentes dans l'écoulement, ou les tourbillons. Néanmoins q incarne exactement des tourbillons. Une explication pour l'échelle plus petite de q est peut-être que chaque structure cohérente de l'écoulement instantané est un paquet de plusieurs petits tourbillons.

Le calcul de l'échelle intégrale (toujours au recollement moyen) en y de q et ses parties linéaire/quadratique est montré dans la figure 5.17. Ici, l'échelle intégrale L en y à y_0 est calculée comme l'intégrale de la corrélation de y_0 à y_1 , y_1 est choisie pour la position où la corrélation tombe à 10%. Cette intégrale est calculée pour les deux côtés de la contribution, c'est-à-dire avec $y_1 < y_0$ on obtient L^- et avec $y_1 > y_0$ on obtient L^+ . On retrouve ici une valeur supérieure de l'échelle intégrale en y de la partie linéaire q_L . Cette échelle augmente selon y dans la zone proche paroi où L^+ est plus grande que L^- et semble constante au dessus

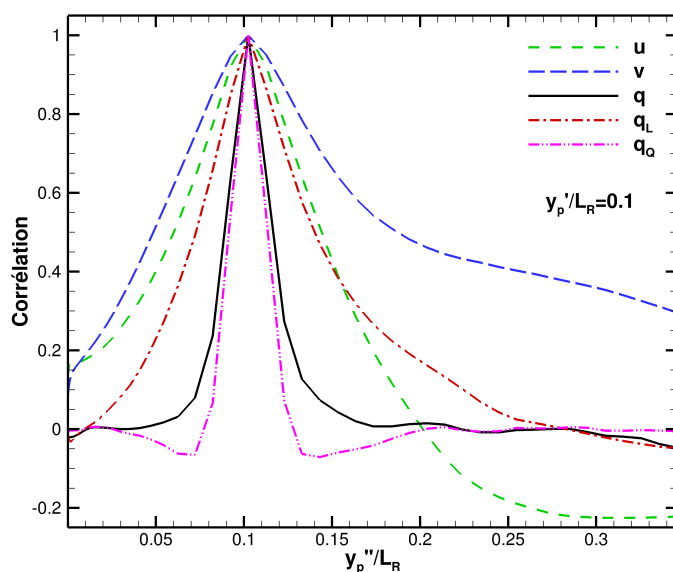


Figure 5.16 : Corrélation de u , v , q , q_L et q_Q entre deux points au recollement moyen ($z' = z'' = 0$) selon y'' , $y'_p/L_R = 0.1$

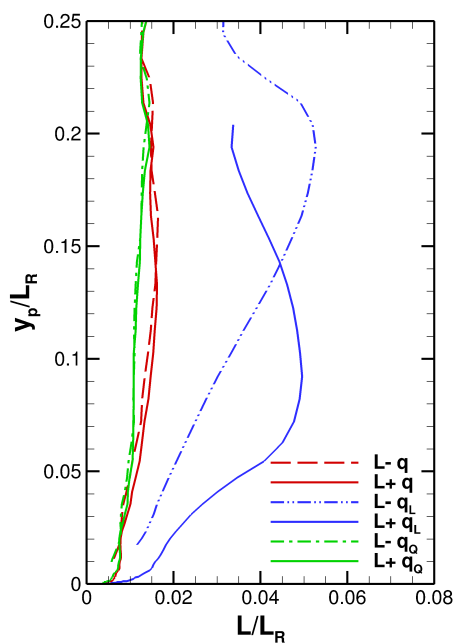


Figure 5.17 : Echelle intégrale en y de q , q_L et q_Q entre deux points au recollement moyen ($z' = z'' = 0$) selon y

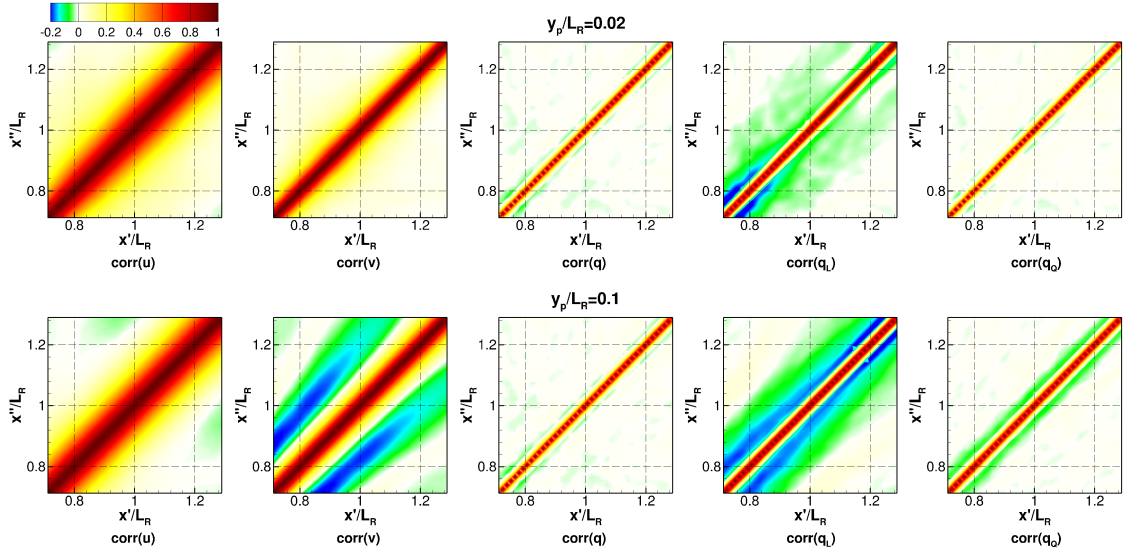


Figure 5.18 : Corrélation de u , v , q , q_L et q_Q (respectivement de gauche à droite) entre deux points ($z' = z'' = 0$; $y'_p = y''_p = 0.02L_R$ en haut et $y'_p = y''_p = 0.1L_R$ en bas) selon x' et x''

de $y_p/L_R \sim 0.1$ (hauteur du maximum de contrainte cisailée). En $y_p/L_R = 0.1$, $L_{q_L} = (L_{q_L}^+ + L_{q_Q}^-)/2 \sim 0.04L_R$, $L_{q_Q} \sim 0.01L_R$ et $L_q \sim 0.015L_R$. On trouve que L_q est proche de l'échelle intégrale de la partie quadratique L_{q_Q} . Ceci est lié à la contribution importante de cette partie quadratique dans la fluctuation de q . On trouve aussi que cette échelle intégrale est très petite surtout dans la zone proche paroi.

Une même étude est faite pour étudier l'échelle en x de la corrélation de q et de ses parties linéaire/quadratique. La figure 5.18 montre la corrélation de la vitesse fluctuante et de q (avec q_L et q_Q) selon x' et x'' . Les deux points de corrélation varient sur une ligne de $z' = z'' = 0$ et soit $y'_p = y''_p = 0.02L_R$ (proche paroi, en haut de la figure) soit $y'_p = y''_p = 0.1L_R$ (maximum de contrainte cisailée, en bas de la figure). En deux hauteurs différentes, on observe que la corrélation de q décroît toujours très vite devant celle de la vitesse. La décroissance de corrélation de la partie linéaire q_L est légèrement plus lente que celle de la partie quadratique et du total. La figure 5.19 montre l'échelle intégrale en x tirée de cette corrélation. Cette échelle intégrale est calculée de la même manière que l'échelle en y . On observe que les échelles intégrales L^+ et L^- sont presque identiques. Cette échelle pour la partie quadratique est similaire pour le total et inférieur à celle de la partie linéaire. En y plus haut, on trouve que l'échelle intégrale est légèrement plus grande comme montré dans l'évolution selon y . En proche paroi, cette échelle augmente légèrement selon x tandis que, en $y_p = 0.1L_R$, cette échelle reste constante selon x . On pense à un lien avec le tourbillon hairpin estimé par une ligne de vitesse, sa tête garde sa forme en convectant lorsque ses pieds proches paroi s'allongent dans la direction

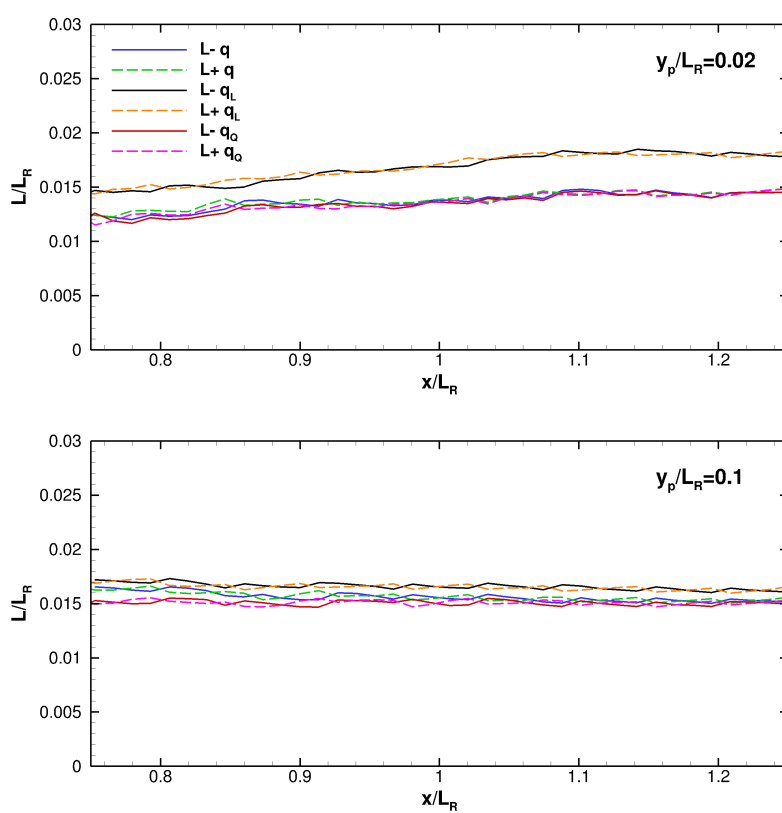


Figure 5.19 : Echelle intégrale en x de q , q_L et q_Q entre deux points ($z' = z'' = 0$; $y'_p = y''_p = 0.02L_R$ en haut et $y'_p = y''_p = 0.1L_R$ en bas) selon x

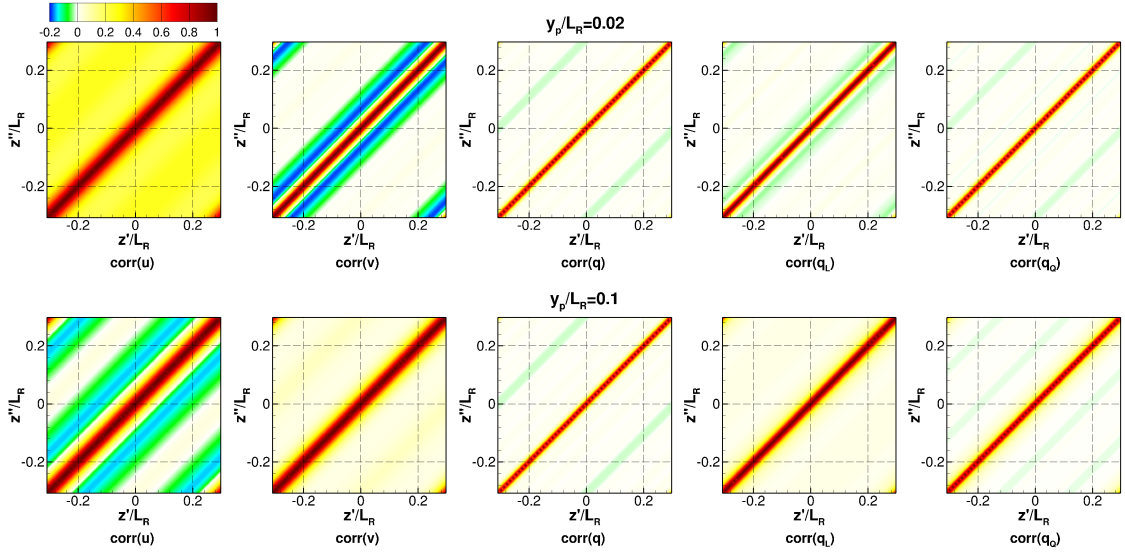


Figure 5.20 : Corrélation de u , v , q , q_L et q_Q (respectivement de gauche à droite) entre deux points ($x' = x'' = L_R$; $y'_p = y''_p = 0.02L_R$ en haut et $y'_p = y''_p = 0.1L_R$ en bas) selon z' et z''

x . L'échelle intégrale de q et ses parties q_L/q_Q sont très petites, l'ordre de 1 ou 2 mailles seulement.

La variation de la corrélation de la vitesse et de la fluctuation de la source de pression selon z est aussi étudiée et montrée dans la figure 5.20. On observe toujours une décroissance très rapide dans la corrélation de q , q_L et q_Q . L'évolution de l'échelle intégrale est montrée dans la figure 5.21. Ici, les deux points varient sur une ligne au recollement et en deux hauteurs différentes $y'_p = y''_p = 0.02L_R$ et $0.1L_R$. On observe une augmentation de l'échelle intégrale en z selon y , cette échelle est constante selon z , à la fois L^+ et L^- sont identiques. En proche paroi, L_q est très proche de L_{q_Q} mais en y plus haut, L_q semble s'approcher de L_{q_L} . Ce phénomène est observé aussi dans l'évolution selon x en deux hauteurs différentes. Le rôle de la partie linéaire semble plus important en s'éloignant de la paroi. L'échelle intégrale en z est aussi très petite.

On réécrit l'équation 5.5 pour l'écart-type de la pression comme suivant

$$\begin{aligned}
 \langle p^2(\underline{X}, t) \rangle &= \frac{\rho^2}{4\pi^2} \int_{V_{\underline{X}'}} \int_{V_{\underline{X}''}} \frac{\langle q(\underline{X}', t) q(\underline{X}'', t) \rangle}{\|\underline{X}' - \underline{X}\| \|\underline{X}'' - \underline{X}\|} dV_{\underline{X}'} dV_{\underline{X}''} \\
 &= \frac{\rho}{2\pi} \int_{V_{\underline{X}'}} \left[\frac{\rho}{2\pi} \int_{V_{\underline{X}''}} \frac{\langle q(\underline{X}', t) q(\underline{X}'', t) \rangle}{\|\underline{X}'' - \underline{X}\|} dV_{\underline{X}''} \right] \frac{1}{\|\underline{X}' - \underline{X}\|} dV_{\underline{X}'} \quad (5.13)
 \end{aligned}$$

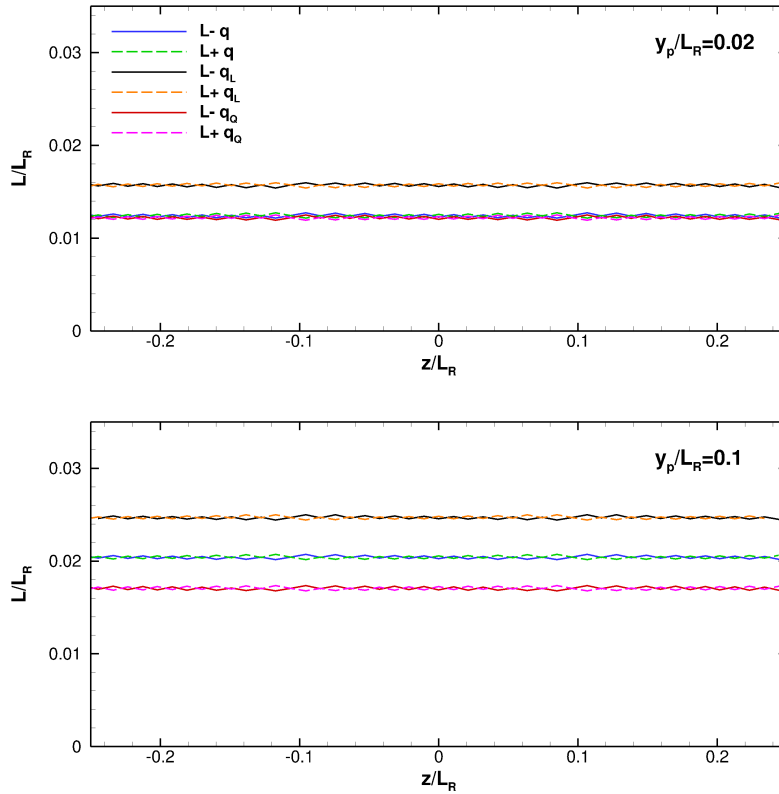


Figure 5.21 : Echelle intégrale en z de q , q_L et q_Q entre deux points ($x' = x'' = L_R$; $y'_p = y''_p = 0.02L_R$ en haut et $y'_p = y''_p = 0.1L_R$ en bas) selon z

Le terme entre $[\]$ dans le noyau de l'intégrale est une fonction de \underline{X}' et \underline{X}'' . Néanmoins, comme montré précédemment, la corrélation de q décroît très vite une fois que \underline{X}'' s'éloigne de \underline{X}' et son échelle intégrale spatiale est très petite, ce terme devient une fonction que de \underline{X}' avec un petit domaine voisin $\delta V_{\underline{X}'}$. En notant

$$\mathcal{D}_{\underline{X}}^1(\underline{X}') = \frac{\frac{\rho}{2\pi} \int_{V_{\underline{X}''}} \frac{\langle q(\underline{X}', t) q(\underline{X}'', t) \rangle}{\|\underline{X}'' - \underline{X}'\|} dV_{\underline{X}''}}{\|\underline{X}' - \underline{X}\|} \quad (5.14)$$

On obtient une contribution volumique “mono-point” pour la variation de la pression. $\mathcal{D}_{\underline{X}}^1(\underline{X}')$ est une fonction de densité de la contribution, son intégrale volumique donne la variance de la pression en \underline{X} .

$$\langle p^2(\underline{X}, t) \rangle = \frac{\rho}{2\pi} \int_{V_{\underline{X}'}} \mathcal{D}_{\underline{X}}^1(\underline{X}') dV_{\underline{X}'} \quad (5.15)$$

On réécrit la fonction de densité de contribution volumique $\mathcal{D}_{\underline{X}}^1(\underline{X}')$ en rempla-

çant la solution de l'équation de Poisson 5.4

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_{\underline{X}}^1(\underline{X}') &= \frac{\left\langle -q(\underline{X}', t) \left[\frac{-\rho}{2\pi} \int_{V_{\underline{X}''}} \frac{q(\underline{X}'', t)}{\|\underline{X}'' - \underline{X}\|} dV_{\underline{X}''} \right] \right\rangle}{\|\underline{X}' - \underline{X}\|} \\ &= \frac{\langle -q(\underline{X}', t) p(\underline{X}, t) \rangle}{\|\underline{X}' - \underline{X}\|} \end{aligned} \quad (5.16)$$

Ici la pression fluctuante $p(\underline{X}, t)$ est un terme global car elle a pour origine l'intégrale des q locale dans tout l'espace. Toutefois, en corrélant avec $q(\underline{X}', t)$, p joue le rôle d'un terme local en \underline{X}' parce que la corrélation $\langle q(\underline{X}', t) q(\underline{X}'', t) \rangle$ en \underline{X}'' peu éloigné de \underline{X}' est nulle. De plus, on sait que la partie linéaire et quadratique de q sont décorréliées, on peut donc décomposer la densité de contribution volumique en deux termes :

$$\mathcal{D}_{\underline{X}}^1(\underline{X}') = \underbrace{\frac{\langle -q_L(\underline{X}', t) p_L(\underline{X}, t) \rangle}{\|\underline{X}' - \underline{X}\|}}_{\mathcal{D}_{\underline{X}}^{1(L)}(\underline{X}')} + \underbrace{\frac{\langle -q_Q(\underline{X}', t) p_Q(\underline{X}, t) \rangle}{\|\underline{X}' - \underline{X}\|}}_{\mathcal{D}_{\underline{X}}^{1(Q)}(\underline{X}')} \quad (5.17)$$

où p_L et p_Q sont les parties formées respectivement par l'intégrale de q_L et q_Q . En effet, q_L et p_Q étant décorréliées, q_Q et p_L sont décorréliées. On peut écrire les parties linéaire et quadratique de la densité de contribution volumique comme suivant

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_{\underline{X}}^{1(L)}(\underline{X}') &= \frac{\langle -q_L(\underline{X}', t) p(\underline{X}, t) \rangle}{\|\underline{X}' - \underline{X}\|} \\ \mathcal{D}_{\underline{X}}^{1(Q)}(\underline{X}') &= \frac{\langle -q_Q(\underline{X}', t) p(\underline{X}, t) \rangle}{\|\underline{X}' - \underline{X}\|} \end{aligned} \quad (5.18)$$

Contribution volumique

On calcule la densité de contribution volumique pour la pression en différentes positions sur la paroi. Comme la variance de la pression pariétale varie selon x , on adimensionne la densité de contribution par cette variance pour avoir une vue normalisée des contributions des régions différentes dans l'espace.

$$\widehat{\mathcal{D}}_{\underline{X}}^1(\underline{X}') = \frac{\rho}{2\pi} \frac{\mathcal{D}_{\underline{X}}^1(\underline{X}')}{\langle p^2(\underline{X}, t) \rangle} \quad (5.19)$$

Donc

$$\int_{V_{\underline{X}'}} \widehat{\mathcal{D}}_{\underline{X}}^1(\underline{X}') dV_{\underline{X}'} = 1 \quad (5.20)$$

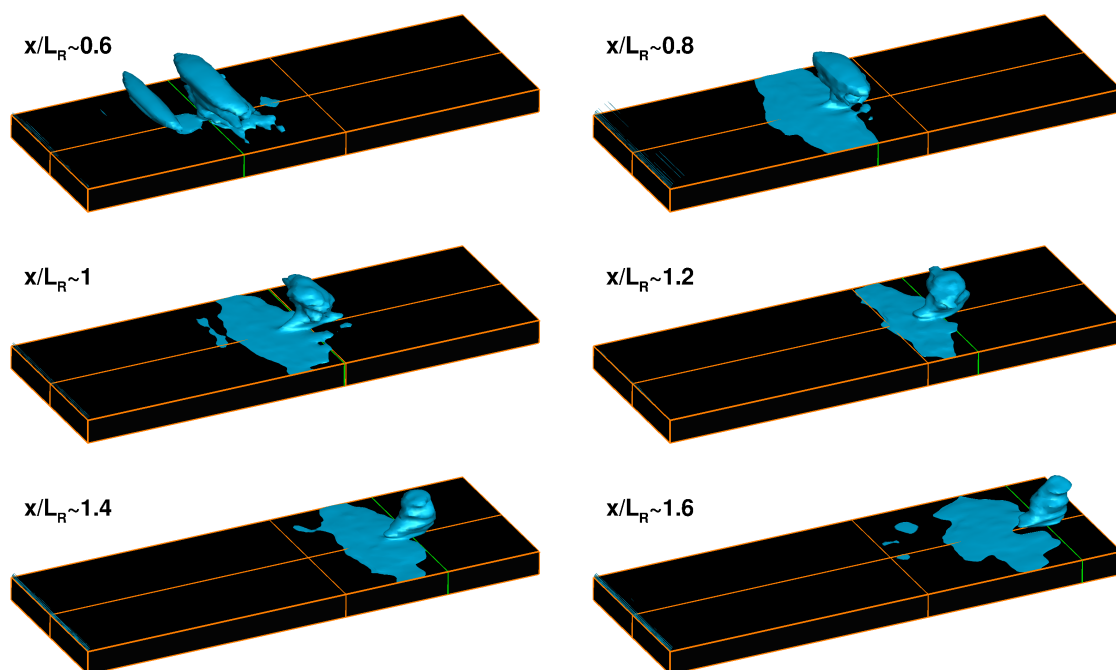


Figure 5.22 : Densité (adimensionnée par $\langle p^2 \rangle$) de contribution volumique pour la pression pariétale à $x/L_R \sim 0.6 \div 1.6$. L'iso-surface $\hat{D}^1 = 2/\pi$

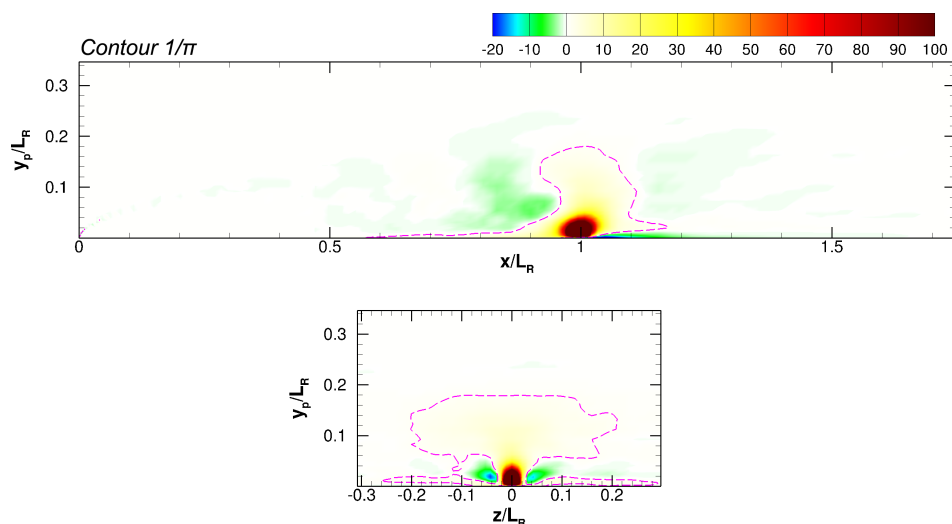


Figure 5.23 : Densité (adimensionnée par $\langle p^2 \rangle$) de contribution volumique pour la pression pariétale au recollement. Plan $z = 0$ en haut, plan $x = L_R$ en bas

La figure 5.22 montre cette densité adimensionnée de la contribution volumique pour la pression pariétale à $x/L_R \sim 0.6 \div 1.6$ (les points proches du bord d'attaque ne sont pas étudiés car nous avons fait l'hypothèse d'un demi-espace infini). Une iso-surface $\widehat{D}^1 = 2/\pi$ est choisie pour aider à une bonne visualisation. Les zones limitées par cette iso-surface sont les zones qui ont la plus grande contribution à la pression pariétale de référence. Ces zones sont la signature statistique des structures moyennes d'écoulement qui influencent la pression pariétale. Proche du bord d'attaque, on observe des zones de grande contribution en forme des rouleaux 2D ($x/L_R \sim 0.6$). Pour x/L_R plus grand, le rouleau observé diminue sa taille en direction transversale z , et un "pied" collé au point de la pression pariétale de référence apparaît et s'allonge légèrement. On trouve qu'il y a un lien entre cette évolution et l'évolution des structures tourbillonnaires conditionnelles dans l'écoulement, discutées précédemment dans la section 5.2. Proche du bord d'attaque, les tourbillons apparaissent sous forme des rouleaux 2D, la périodicité et la cohérence des tourbillons dans cette région est montrée par les deux rouleaux de grande contribution apparaissant à la fois ($x/L_R \sim 0.6$). Plus en aval, les structures de la région cisailée interagissent avec la paroi et adoptent une structure 3D de type hairpin à partir d'une position entre le mi-recollement et le recollement moyen. La forme du pied de grande contribution pour la pression pariétale semble provenir des pieds de ce tourbillon hairpin, parce-que l'on sait qu'une dépression pariétale semble plus liée à un pied des structures hairpin. On observe plus de détails dans les plans extraits (plan $z = 0$ et plan $x = L_R$) de la densité \widehat{D}^1 de contribution pour la pression pariétale au recollement moyen et montrés dans la figure 5.23. La "tête" de la zone de grande contribution se situe à la même hauteur que la "tête" du tourbillon hairpin moyen. La forme de la zone de grande contribution \widehat{D}^1 est la combinaison de l'effet de tubes tourbillonnaires au droit de la pression pariétale de référence. En plus, de chaque côté du pied principal, il y a une zone de contribution négative. Ce phénomène est bien expliqué dans une vue de l'effet de la pression conditionnelle créée sous un tourbillon hairpin (la figure 5.24). Ce schéma est tiré d'une coupe (vers les pieds du hairpin conditionnel) de plan (y, z) du hairpin conditionné à l'évènement Q_2 au recollement ($y_p/L_R = 0.1$, seuil $H = 1$) avec la pression pariétale associée. Un tourbillon hairpin créé deux régions de forte dépression pariétale. Dans un plan coupé à un certain x , on observe les deux pieds de ce hairpin. A l'intérieur de ces deux pieds, q est positif comme le critère de détection de tourbillon. Au milieu de ces pieds, q est négatif car la déformation (point selle) est dominante, et idem dehors du hairpin. La contribution \widehat{D}^1 pour la pression pariétale sous un pied est calculée comme le produit de $-p$ à cette position et q dans l'espace, donc cette contribution a le signe de q . Au recollement, la distance entre deux pieds (leurs squelettes) est d'environ $\Delta z \sim 0.08L_R$, donc la distance entre le maximum (posi-

tif) de $\widehat{\mathcal{D}}^1$ et son minimum (négatif) doit être d'environ $0.04L_R$. Si on moyenne des deux contributions $\widehat{\mathcal{D}}^1$ pour la pression pariétale sous les deux pieds, cela correspond donc bien à la densité de contribution volumique dans la figure 5.23 où deux zones de contribution négative se situent bien à $\Delta z/L_R \sim \pm 0.04$ du pied de grande contribution.

Au delà du recollement moyen, nous pensons donc qu'en proche paroi, la structure de $\widehat{\mathcal{D}}^1$ est liée à celle de tubes tourbillonnaires quasi longitudinaux dans la région de proche paroi. Ces tubes sont associés à des structures 3D complexes dont la moyenne correspond à un "hairpin".

On note également que la contribution de la région de "tête" diminue en s'éloignant vers l'aval, signe d'une perte de cohérence dans la région $y_p/L_R \sim 0.1$. Dans toutes les études de la contribution volumique pour la pression, de la forme de cette contribution à son évolution, on trouve donc un lien très fort avec les structures tourbillonnaires estimées par la vitesse de l'écoulement.

Enfin, on s'intéresse à la décomposition de la contribution volumique en partie linéaire/quadratique ($\widehat{\mathcal{D}}^{1(L)}$ et $\widehat{\mathcal{D}}^{1(Q)}$ qui sont adimensionnées par $\langle p^2 \rangle$). Cette densité de contribution linéaire et quadratique est tracée dans la figure 5.25 où une iso-surface $\widehat{\mathcal{D}}^1 = 2/\pi$ est utilisée pour bien visualiser comme dans la figure 5.22. On trouve que, dans tous les cas des positions différentes de la pression pariétale de référence, la partie linéaire joue un rôle important dans la zone de la tête des hairpins tandis que la partie quadratique joue un rôle important dans la zone proche paroi. En $x/L_R \sim 0.6$, la contribution totale ressemble à un rouleau 2D, la partie linéaire montre strictement ce rouleau de grande contribution quand la partie quadratique est grande en proche paroi. Plus en aval, la contribution de la zone de tête des hairpins décroît. On observe la décroissance de la partie linéaire associé, tandis que la partie quadratique montre strictement le pied de grande contribution totale. On peut dire que chaque tourbillon hairpin crée une dépression pariétale au dessous, la tête de ce tourbillon influence cette dépression considérablement dans la partie linéaire et ses pieds influencent décisivement dans la partie quadratique. C'est une explication pour l'image des structures tourbillonnaires de type rouleau 2D estimées par la pression pariétale (qui ne sont pas observées sur les champs originaux), puisque les outils de la moyenne conditionnelle ou de la tEPOD et mLSE ne sont que des outils linéaires. La contribution linéaire a un grand lien avec l'image de la moyenne conditionnelle à la dépression pariétale où l'intensité du tourbillon conditionnel décroît selon x , le centre de ce tourbillon se situe dans la zone de la tête de hairpin conditionnel (revoir les figures 4.16 et 5.1).

L'évolution de la contribution volumique linéaire et quadratique pour la pression pariétale selon la direction de convection est plus détaillée dans la figure 5.26 pour la coupe de la contribution pour le plan $\Delta z = 0$ et dans la figure 5.27 pour

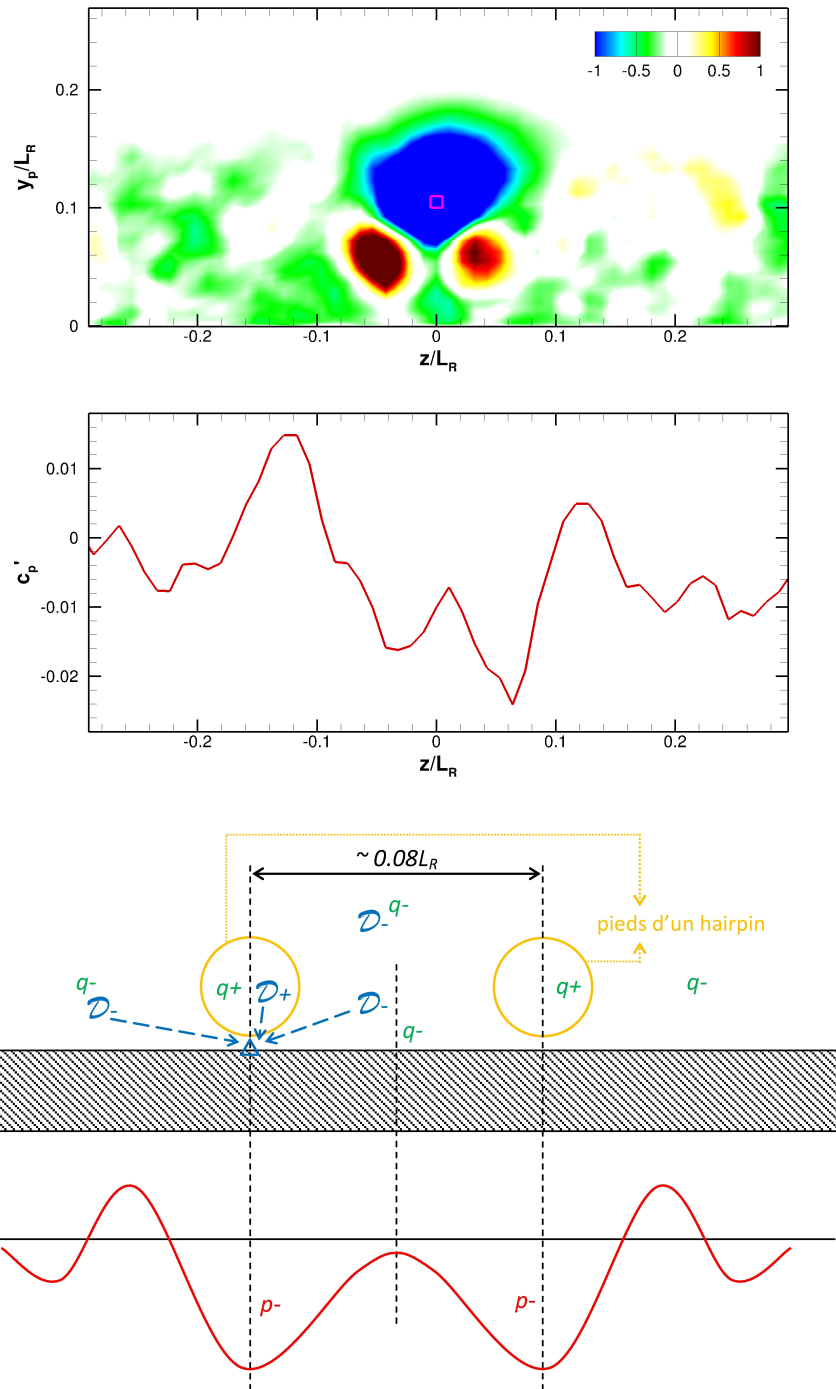


Figure 5.24 : Une coupe de pied du hairpin conditionné à l'évènement Q_2 à $x/L_R = 1$, $y_p/L_R = 0.1$ avec la pression pariétale associée (en haut) et le schéma de contribution pour la pression pariétale au recollement d'un tourbillon hairpin (en bas). Zone hachée : la plaque, deux cercle : pieds d'un hairpin, courbe sous la plaque : la pression fluctuante pariétale sous le hairpin, triangle : position de la pression pariétale de référence

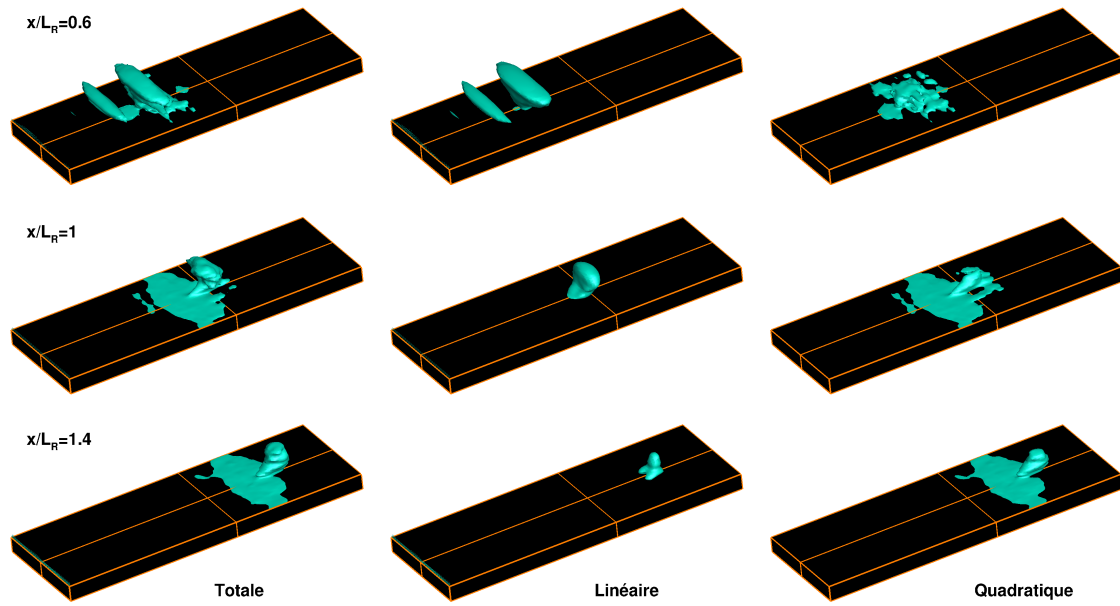


Figure 5.25 : Densité (adimensionnée par $\langle p^2 \rangle$) de contribution volumique à la pression pariétale à $x/L_R \sim 0.6, 1$ et 1.4 (respectivement de haut en bas). De gauche à droite : contribution totale, linéaire et quadratique. L'iso-surface $\widehat{D}^1 = 2/\pi$

le plan $\Delta x = 0$ (la distance du point de référence). Le niveau de couleur montre la valeur de \widehat{D}^1 . Vu dans le plan $\Delta z = 0$, pour la pression de référence à $x/L_R \sim 0.6$ on observe une alternance de contributions positive et négative dans la zone de cisaillement. Ce mécanisme de contribution s'associe bien aux rouleaux de tourbillon de Kelvin-Helmholtz ($q > 0$) formés à partir du bord d'attaque et aux zones d'étirement entre eux ($q < 0$). A ce point, la contribution linéaire est dominante (voir aussi la figure 5.28) et ressemble beaucoup à la contribution totale, tandis que la partie quadratique joue dans la zone proche paroi. Plus en aval, la contribution totale est réduite à la forme un "pied" collé sur la paroi et la contribution dans la zone plus haut vers le cisaillement maximum décroît, l'alternance de contribution positive/négative est de moins en moins nette. Ce phénomène est bien relié à l'évolution des tourbillons (rouleaux/hairpins) entre $(0.5 \div 1)L_R$. En tous les points de référence, la partie linéaire est dominante devant celle quadratique dans la zone de cisaillement maximum, et elle décroît parallèlement avec la décroissance de la contribution totale dans cette zone selon x . C'est une même évolution pour la contribution négative dans la zone de cisaillement maximum. En revanche, la partie quadratique joue un rôle considérable en proche paroi. Dès que la contribution totale dans la zone de cisaillement maximum devient faible, elle ressemble bien à la contribution quadratique. Vu dans les plans $\Delta x = 0$ (figure 5.27), on observe une évolution similaire. On observe mieux le rouleau de contribution dans la zone de cisaillement maximum et qui est très net en $x/L_R \sim 0.6$ où les tourbillons sont

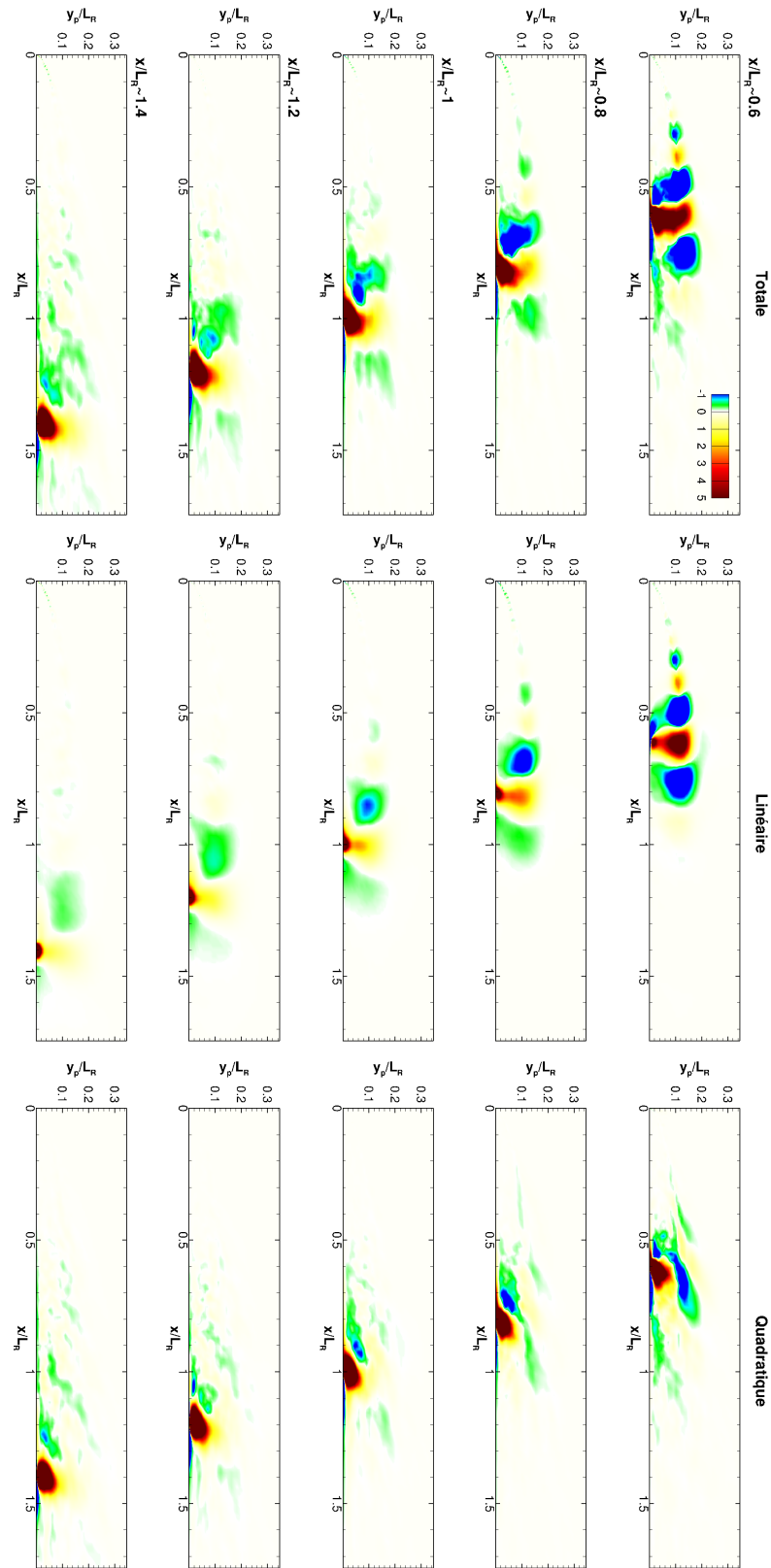


Figure 5.26 : Plan médian (x, y) de la densité (adimensionnée par $\langle p^2 \rangle$) de contribution volumique à la pression pariétale à $x/L_R \sim 0.6 \div 1.4$ (respectivement de haut en bas). De gauche à droite : contribution totale, linéaire et quadratique

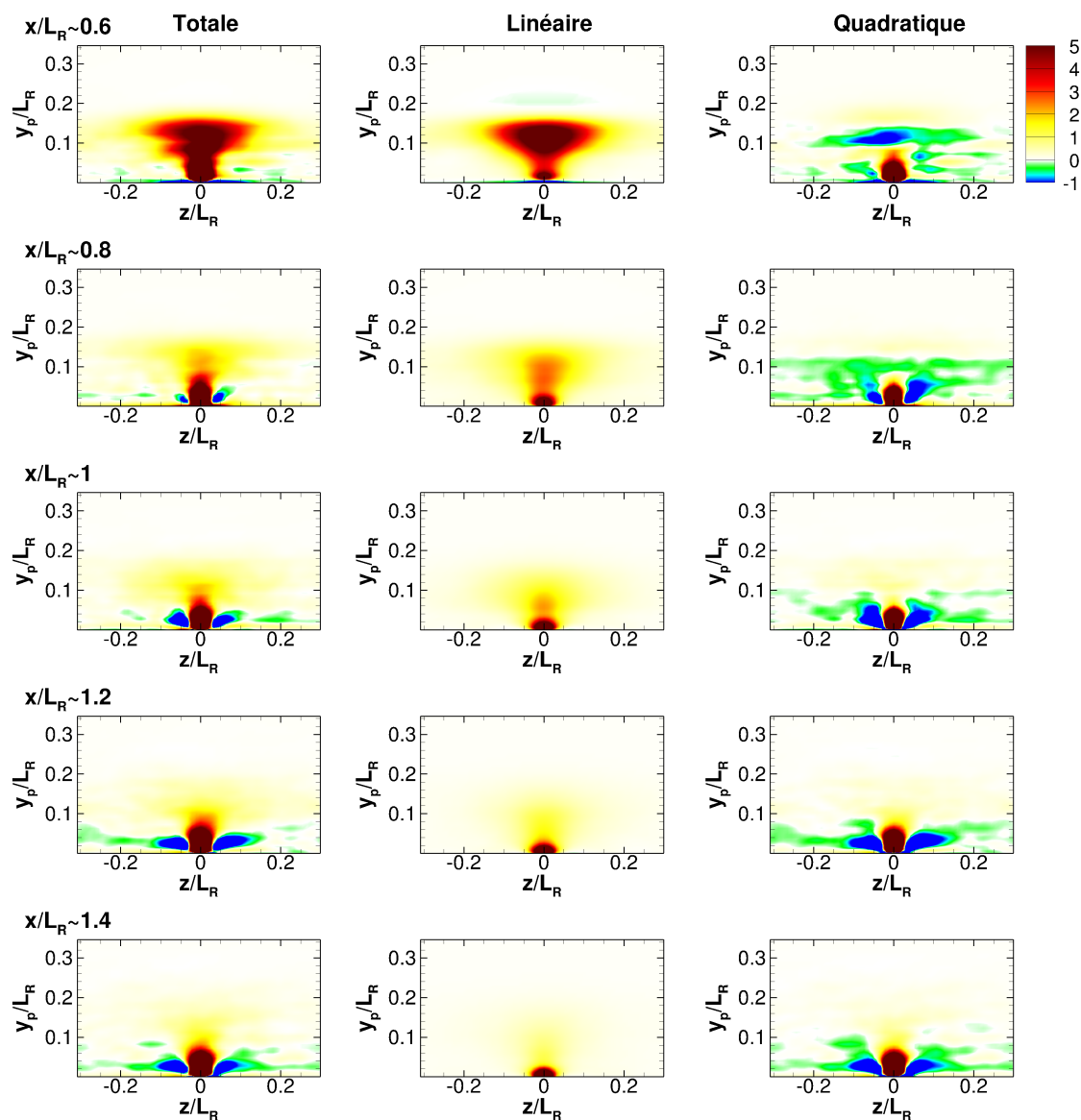


Figure 5.27 : Plan (y, z) ($\Delta x = 0$ du point de référence) de la densité (adimensionnée par $\langle p^2 \rangle$) de contribution volumique à la pression pariétale à $x/L_R \sim 0.6 \div 1.4$ (respectivement de haut en bas). De gauche à droite : contribution totale, linéaire et quadratique

encore sous forme des rouleaux. On trouve bien que la contribution quadratique est toujours très faible dans cette zone. Plus en aval, des contributions négatives aux deux côtés du pied de grande contribution positive apparaissent et grandissent dans la zone proche paroi. Le rôle décisif de la partie quadratique en proche paroi est encore une fois confirmé. Dans cette zone, la contribution linéaire est limitée à la région de fort gradient en proche paroi et ne montre pas des contributions négatives tandis que la contribution quadratique ressemble beaucoup à la totale.

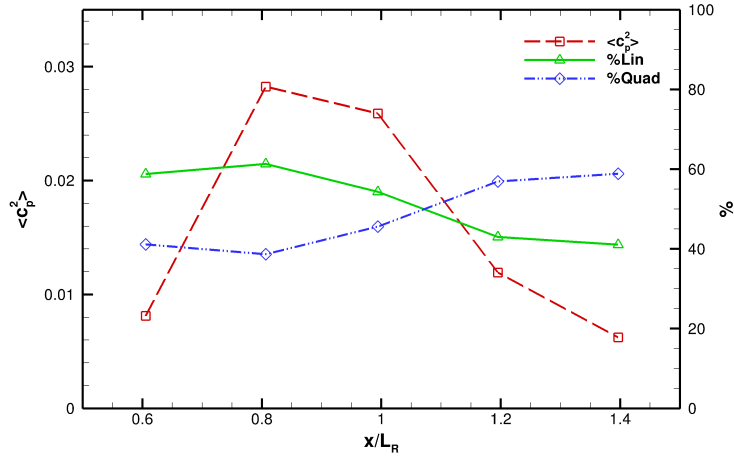


Figure 5.28 : Evolution de la contribution linéaire et quadratique pour la pression pariétale ($\langle c_p^2 \rangle$) en différents points

L'évolution du pourcentage de contribution des parties linéaire et quadratique pour la pression pariétale selon x est tracée dans la figure 5.28. C'est le rapport de l'intégrale de la contribution volumique linéaire et quadratique à celui de la contribution volumique totale $\widehat{\mathcal{D}}^1$ dans tout le domaine 3D. En réalité, il faut s'éloigner du bord d'attaque où la solution de l'équation de Poisson (5.3) n'est plus valable. Le domaine de l'intégrale est donc limité à $\delta x = \pm L_R/2$. La contribution volumique pour la pression en un point sur la paroi n'étant grande que dans une région petite devant δx , l'intégrale de l'ensemble des contributions est assurée. On trouve que dans la zone de recirculation où les tourbillons sont encore sous forme des rouleaux 2D, la contribution de la partie linéaire est supérieure devant celle quadratique. La contribution de la partie linéaire atteint son maximum vers la position du maximum de la variance de la pression pariétale. En sortant de la zone de recirculation (aval du recollement moyen), le taux de contribution linéaire décroît et la contribution quadratique devient supérieure. Sans doute, est ce bien associé à l'évolution des tourbillons selon x et aux évolutions des contributions volumique en différentes zones discutées précédemment.

On peut imaginer simplement une explication pour l'évolution du taux de contribution linéaire et quadratique pour la pression pariétale. La contribution volumique est une fonction de corrélation entre la source fluctuante de la pression q et la pres-

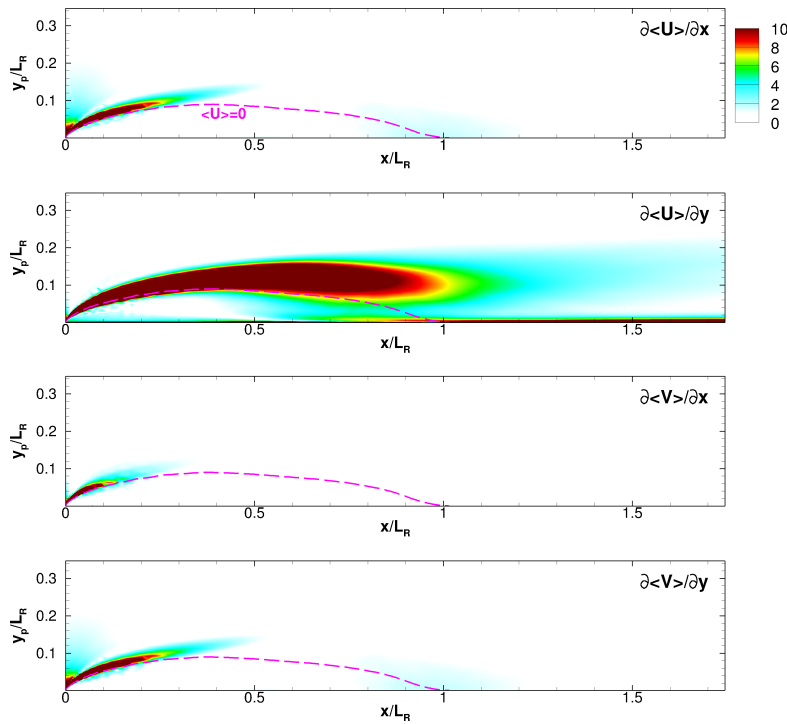


Figure 5.29 : Gradients (absolus) de la vitesse moyenne

sion de référence, donc le taux de contribution est proportionnel au niveau de cette source linéaire ou quadratique. La source linéaire q_L est un produit des gradients de la vitesse fluctuante et les gradients de la vitesse moyenne, alors que q_Q est du aux gradients des fluctuations de vitesse (revoir l'équation 5.10). Les gradients de vitesse moyenne (valeur absolue) sont montrés dans la figure 5.29. On observe que, due à la région cisillée extérieure, la composante $\partial \langle U \rangle / \partial y$ est très dominante devant les autres composantes du gradient de vitesse moyenne. La source linéaire peut alors être réduite comme suivant :

$$q_L \approx -2\rho \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial y} \quad (5.21)$$

Aussi dans la figure 5.29, on trouve que dans la zone de recirculation, vers le cisaillement maximum, le gradient $\partial \langle U \rangle / \partial y$ est très fort. La contribution linéaire dans cette zone est donc forte. En aval du recollement, les gradients sont très faibles donc la contribution linéaire est petite. En aval du recollement moyen, les gradients de vitesse moyenne proche paroi sont toujours assez grands à cause de l'effet de la paroi où la vitesse est nulle, donc on observe toujours une contribution linéaire en proche paroi.

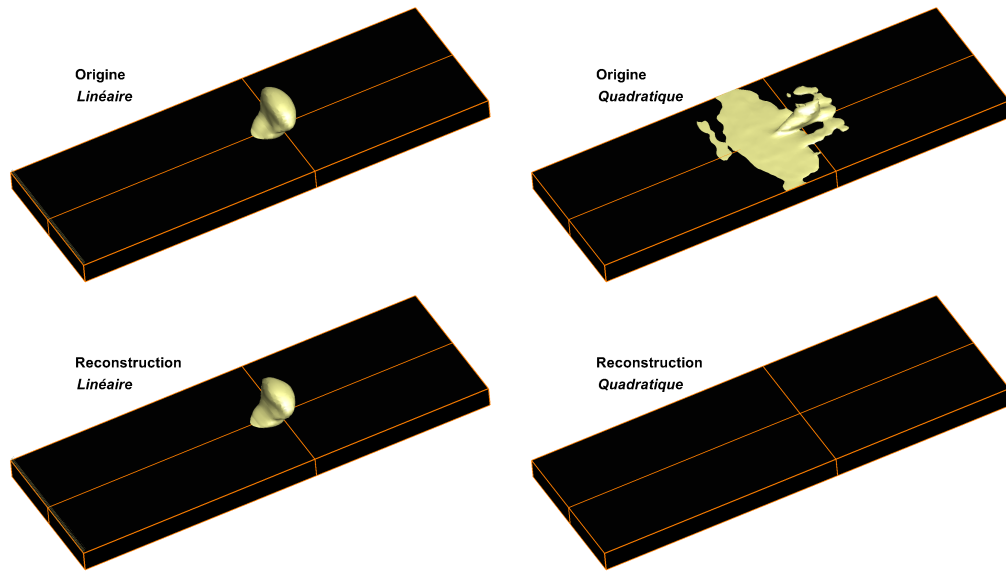


Figure 5.30 : Densité (adimensionnée par $\langle p^2 \rangle$) de contribution volumique linéaire (à gauche) et quadratique (à droite) à la pression pariétale à $x = L_R$ des champs originaux (en haut) et des champs estimés par la tEPOD pour la pression pariétale. L'iso-surface $\hat{D}^1 = 2/\pi$

Contribution volumique des champs estimés

On a observé dans les études précédentes que l'énergie des champs reconstruits par la tLSE ou tEPOD pour la pression pariétale est faible devant celle des champs originaux. Les études de contribution à la pression pariétale montrent que la contribution quadratique joue un rôle très important surtout en aval du recollement moyen. Nous allons maintenant calculer les contributions linéaires et quadratiques du champ estimé dans le paragraphe précédent afin d'examiner les conséquences de la linéarité des outils d'estimation.

On recalcule les contributions linéaire et quadratique à la pression pariétale

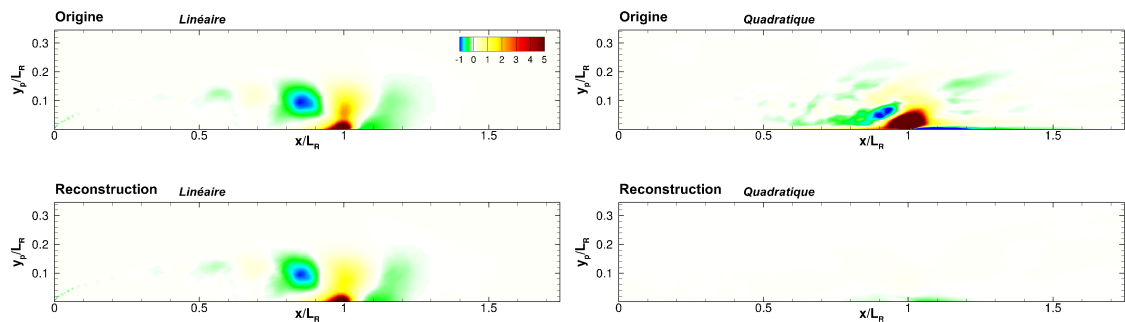


Figure 5.31 : Plan médian de la densité (adimensionnée par $\langle p^2 \rangle$) de contribution volumique linéaire (à gauche) et quadratique (à droite) à la pression pariétale à $x = L_R$ des champs originaux (en haut) et des champs estimés par la tEPOD pour la pression pariétale

originale des champs 3D estimés par la tEPOD pour la pression pariétale. Les paramètres optimaux utilisés sont les mêmes que dans le paragraphe précédent ($\tau = 8e/U_\infty$ et $N_m = 13$ modes). Ces contributions à la pression pariétale au recollement moyen sont montrées dans la figure 5.30 (iso-surface de $\widehat{\mathcal{D}}^1$) et la figure 5.31 (plan médian).

On observe dans ces figures que la contribution linéaire des champs estimés ressemble beaucoup à celle des champs originaux. L'estimation par la tEPOD pour la pression pariétale reproduit clairement la partie linéaire de la contribution. Cette propriété est naturelle. En effet, si la pression au point \underline{X} est utilisée pour l'estimation, une propriété essentielle de la LSE est que, en tout point de l'espace $\langle u_i p \rangle = \langle \tilde{u}_i p \rangle$.

Si la source de pression fluctuante q est décomposée en un terme linéaire q_L et un terme quadratique q_Q comme dans l'équation 5.11, on déduit :

$$\langle -p q_L \rangle = 2\rho \langle u_i p \rangle_{,j} \langle U_{j,i} \rangle = 2\rho \langle \tilde{u}_i p \rangle_{,j} \langle U_{j,i} \rangle = \langle -p \tilde{q}_L \rangle \quad (5.22)$$

donc la contribution linéaire à la pression pariétale (cette corrélation pondérée par la distance de la paroi) des champs estimés par la tLSE pour la pression pariétale est exactement celle des champs originaux. La tEPOD avec le nombre optimal de modes reproduit la plupart de l'énergie cinétique reconstruite avec tous les modes (tLSE). La contribution linéaire des champs estimés par la tEPOD est donc quasiment celle des champs originaux comme observé dans la figure 5.31.

On trouve aussi que la contribution quadratique des champs estimés est presque nulle tandis que celle des champs originaux est très importante. On peut donc conclure que la partie quadratique de la contribution à la pression pariétale n'est pas (ou n'est que très peu) reproduite dans les estimations par les outils linéaires utilisés (tLSE, tEPOD). Les outils d'estimation linéaire permettent donc d'estimer les contributions linéaires à la variance de la pression pariétale fluctuante.

5.4 Synthèse du chapitre

Au début du chapitre, on a essayé d'estimer des structures tourbillonnaires conditionnées par l'évènement de la dépression pariétale. Les tourbillons observés sont sous forme des rouleaux quasi 2D. Le comportement instationnaire des tourbillons est ensuite étudié, les tourbillons de grandes échelles sont reconstruits grâce aux 13 premiers modes spatiaux étendus de la tEPOD (fenêtre de temps $\tau = 8e/U_\infty$, l'optimum dans le cas 2D) pour les 11 capteurs de pression pariétale. Cette technique nous permet d'observer des lâchers des rouleaux tourbillonnaires. Les caractéristiques de convection des tourbillons estimés sont comparées au cas 2D (plan médian).

Réellement, observant dans les champs originaux, les tourbillons instantanés ressemblent plus à des hairpins et rarement existent sous forme de rouleau 2D. On a donc essayé d'utiliser des événements plus locaux (la pression est un terme global), donc les événements de la vitesse en deuxième quadrant (zone de maximum de contrainte cisailée). La moyenne conditionnée à cet événement nous donne des tourbillons hairpins. Les structures instantanées estimées à partir de la vitesse (11 capteurs de vitesse sur la ligne de maximum de contrainte cisailée, même x par rapport aux capteurs de pression pariétale) sont reconstruites grâce à la tEPOD ($\tau = 8e/U_\infty$) en combinant les 13 premiers modes spatiaux étendus. On observe des lâchers des tourbillons hairpins à partir du recollement moyen, ces hairpins sont plus associés aux formes des structures originales que l'estimation par la pression pariétale. On observe aussi qu'il y a bien un événement de dépression pariétale associé au passage d'un hairpin au dessus, par contre cette dépression absolue est faible devant la valeur de l'écart-type. La pression pariétale conditionnée aux événements Q_2 montre que la dépression pariétale est plutôt liée à la région de pied du hairpin conditionnel.

Pour conclure ce travail, il nous a semblé utile de calculer directement les sources de pression pariétale fluctuantes dans cet écoulement en forte évolution. La pression en un point est un terme global, influencé par la somme des contributions des couples de source fluctuante de pression (q) en deux points différents dans l'espace. La contribution bipoint montre une contribution des termes croisés linéaire-quadratique négligeable (partie linéaire et quadratique sont non corrélées), et il y a une contribution très grande du terme quadratique-quadratique. L'étude des corrélations et des contributions bipoint nous permet de conclure que la contribution pour la pression n'est considérable que quand les deux points sont très proches (de l'ordre de quelques mailles). Nous avons donc reformulé la contribution bipoint en une contribution volumique pour la pression pariétale. La contribution volumique montre l'influence sur la pression pariétale des tourbillons de rouleau (de type Kelvin-Helmholtz) dans la zone proche du bord d'attaque ($x/L_R \sim 0.6$) et des tourbillons de type hairpins plus en aval. La partie linéaire contribue plus fortement à la contribution totale dans la zone de cisaillement maximum grâce à la grande valeur de $\partial \langle U \rangle / \partial y$ et donc décroît quand ce cisaillement décroît en aval du recollement. La partie quadratique joue un rôle dominant en proche paroi et devient supérieure à la contribution linéaire en aval du recollement moyen. Les outils de l'estimation utilisés précédemment étant tous linéaires, la reconstruction de la vitesse à partir de la pression pariétale est très proche de la partie linéaire. On ne voit donc pas clairement des structures proches paroi mais seulement des rouleaux tourbillonnaires dans la zone de maximum de contrainte cisailée. De plus, la contribution quadratique est très importante, c'est pourquoi l'énergie cinétique

de reconstruction grâce à la tEPOD ou tLSE est très faible.

Chapitre 6

Conclusion

Sommaire

6.1 Synthèse générale	187
6.2 Perspectives	189

6.1 Synthèse générale

Cette thèse, qui s'est inscrite dans le contexte du projet ANR DIB, a eu plusieurs buts. Nous avons réalisé une simulation par méthode hybride (DDES) de l'écoulement turbulent autour d'une plaque épaisse ($Re = 80000$) ; une confrontation détaillée du mouvement instationnaire prédit avec une base de données expérimentale, et l'étude des mécanismes à l'origine des fluctuations de pression à la paroi. L'écoulement considéré ici présente successivement un fort décollement associé à un lâcher tourbillonnaire en forte interaction avec la paroi, un recollement moyen, puis un lent rétablissement vers une couche limite développée. L'attention a été portée sur la région proche du recollement moyen. On retiendra en particulier que les structures tourbillonnaires de type Kelvin-Helmoltz se tridimensionnalisent très fortement au delà du recollement moyen, le très fort déclin des fluctuations de pression hydrodynamique dans cette région étant certainement associé à cette évolution.

Après un rappel de la bibliographie nombreuse concernant cette situation physique, nous avons présenté les outils utilisés ou développés au cours de cette thèse.

La plupart des simulations présentées ont été réalisées avec Code_Saturne, développé par EDF, associé à un modèle DDES basé sur le modèle $k - \omega$ SST. Une comparaison approfondie avec un calcul RANS $k - \omega$ SST et avec la base de données expérimentale réalisée lors du projet DIB a été proposée dans le chapitre 3. L'analyse par des outils statistiques classiques (moments d'ordre 1 et 2, analyse spectrale et corrélatrice) a mis en évidence une mauvaise prédiction du modèle RANS, en particulier un rétablissement vers une couche limite développée fortement retardé. A l'inverse, le modèle DDES restitue un bien meilleur accord avec l'expérience, même si une forte sensibilité au maillage a été observée dans la région du décollement. Malgré une légère surestimation des contraintes turbulentes au niveau du recollement, une évolution un peu trop rapide des caractéristiques de l'écoulement selon la direction longitudinale conduisant à une légère sous-estimation des échelles temporelles et spatiales en aval du recollement, il a été observé que les phénomènes physiques décrits dans la littérature, sont bien prédits par la simulation et en bon accord avec l'expérience. En particulier, l'analyse de la cohérence spatio-temporelle a mis en évidence une forte signature du lâcher tourbillonnaire en aval du recollement qui est analysé plus en détail dans le chapitre 4.

Les caractéristiques instationnaires de l'écoulement ont ensuite été étudiées dans le chapitre 4 au moyen d'outils statistiques avancés (moyenne conditionnelle, POD, LSE et Extended POD, dans leur version multi-temps). L'originalité de la présente étude est de mener ces analyses simultanément pour les bases expérimentale et numérique. En conséquence, l'analyse menée dans ce chapitre a été restreinte à une analyse 2D, à partir des informations contenues dans le plan (x, y) , l'analyse de la tridimensionnalité de l'écoulement étant reléguée au chapitre suivant. Dans un premier temps, nous avons cherché à extraire les structures de grande échelle à l'origine de la cohérence spatio-temporelle observée. Un des objectifs de la thèse étant l'étude des fluctuations de pression pariétale, l'accent a naturellement été placé sur l'analyse du mouvement instationnaire corrélé à la pression. Pour ce faire, une technique d'estimation stochastique multi-temps, basée sur la POD étendue, a été développée et mise en oeuvre. Les structures tourbillonnaires à grande échelle ainsi mises en évidence ont été trouvées en bon accord avec une analyse POD également effectuée dans la région du recollement, ainsi qu'avec les structures déduites d'une estimation stochastique à partir de la vitesse elle-même. Un point important à noter est la faible énergie associée à ces structures par rapport à l'énergie totale du mouvement fluctuant. Une analyse statistique portant sur les caractéristiques de ces structures (position, taille, intensité, vitesse de convection...) a ensuite été conduite, permettant d'analyser leur évolution moyenne en aval du recollement. Il a été observé une légère augmentation de la vitesse de convection et surtout un fort

déclin de leur intensité quand elles sont convectées vers l’aval. Un très bon accord de ces caractéristiques moyennes des structures de grande échelles a de plus été trouvé entre simulation et expérience.

L’analyse a ensuite été prolongée en ce qui concerne la tridimensionnalité de l’écoulement à l’aide des résultats de la simulation dans le chapitre 5. Nous avons constaté dans le chapitre 4 que les analyses de type estimation stochastique et POD restituent des structures de grandes échelles similaires qu’elles soient basées sur la pression pariétale ou la vitesse dans l’écoulement, si on se limite à des données 2D (sur le plan (x, y) accessible dans l’expérience). L’analyse 3D montre au contraire que les estimations basées sur la pression pariétale et sur la vitesse restituent des structures différentes. Alors que l’analyse basée sur la pression met en évidence des structures qui prennent la forme de rouleaux plutôt bidimensionnels, l’analyse basée sur la vitesse met en évidence des structures en forme de “fer à cheval”, ou de type “hairpin”, qui sont en bon accord qualitatif avec les structures observées dans les champs instantanés. Afin de caractériser ces structures tridimensionnelles, nous avons également effectué des moyennes conditionnelles plus locales basées sur un évènement d’éjection (évènement Q_2) dans la région cisailée externe, de façon similaire aux études classiques en couche limite. La moyenne de la pression pariétale conditionnée à la présence d’un hairpin a également mis en évidence une dépression plutôt à associer aux pieds des hairpins, cette dépression étant cependant assez faible devant les valeurs rms de la pression pariétale fluctuante.

Nous avons enfin étudié les différentes contributions à la pression pariétale fluctuante (termes source linéaire et non linéaire). Pour cela, nous avons formulé un terme de contribution volumique à la pression pariétale fluctuante. Cette contribution volumique a montré l’influence sur la pression pariétale des tourbillons en forme de rouleau dans la zone proche du bord d’attaque et des tourbillons de type hairpins plus en aval. La partie linéaire des sources de pression contribue plus fortement à la contribution totale dans la zone de cisaillement maximum grâce aux grandes valeurs de $\partial \langle U \rangle / \partial y$ et donc décroît quand ce cisaillement décroît en aval du recollement. La partie quadratique s’avère dominante en proche paroi et devient supérieure à la contribution linéaire en aval du recollement moyen. Cette évolution des contributions linéaire et quadratique est à associer avec la forte tridimensionalisation de l’écoulement en aval du recollement.

6.2 Perspectives

Les perspectives de ce travail sont nombreuses :

* Au niveau de la modélisation, d'autres méthodes hybrides mériteraient d'être utilisées. Même si les phénomènes physiques semblent bien prédits dans la région du recollement, les simulations DDES ont montré une forte sensibilité au maillage au niveau du décollement, qui influe sur la longueur de recirculation, celle-ci devenant fortement sous-estimée quand le maillage est raffiné. Des approches telles que l'approche PITM ou T-PITM basées sur une modélisation RANS au second ordre, et qui sont développées dans le laboratoire, mériteraient d'être analysées pour cette configuration afin d'en étudier le comportement dans la région du décollement. D'autre part, des approches permettant une meilleure résolution de la physique proche paroi (au niveau de l'interface RANS/LES) devraient être testées, notamment afin de confirmer l'importance des termes quadratiques mise en évidence dans l'étude des contributions à la pression pariétale fluctuante. Les approches IDDES (Improved DDES), et PITM semblent adaptées à cet objectif.

** L'analyse de la dynamique des structures de grande échelle a mis en évidence des structures de type rouleaux en amont du recollement et de type hairpin en aval. La désorganisation rapide de l'écoulement en aval du recollement moyen mériterait d'être analysée plus en détail, notamment afin de voir s'il existe un agencement préférentiel des hairpins lorsque l'écoulement de grande échelle devient pleinement 3D. L'interaction complexe du lâcher tourbillonnaire avec le battement de la couche cisailée ("flapping") pourrait également être analysée.

*** En ce qui concerne l'étude des contributions à la pression pariétale fluctuante, les résultats étant obtenus à partir d'une simulation où un modèle de turbulence intervient, ceux-ci devraient être dans un premier temps confirmés par une étude similaire à partir de simulations avec d'autres approches, comme expliqué plus haut afin de tester l'influence du modèle sur ces conclusions. D'autre part, il serait intéressant de reprendre l'étude des contributions à la pression pariétale en décomposant le champs de vitesse comme cela a été fait avec les techniques d'estimation stochastique. Ceci pourrait être fait en calculant les contributions linéaire et quadratique d'un champ de vitesse estimé à partir de la pression pariétale. En particulier, la partie linéaire, qui fait intervenir des corrélations entre pression fluctuante et vitesse dans l'écoulement, devrait être bien reconstruite.

Annexe A

Description de l'expérience

Dans le projet DIB-ANR, j'ai eu de la chance d'avoir une base de donnée d'expérience (occupé par Christophe SICOT) pour la même configuration et le même nombre de Re (figure A.1).

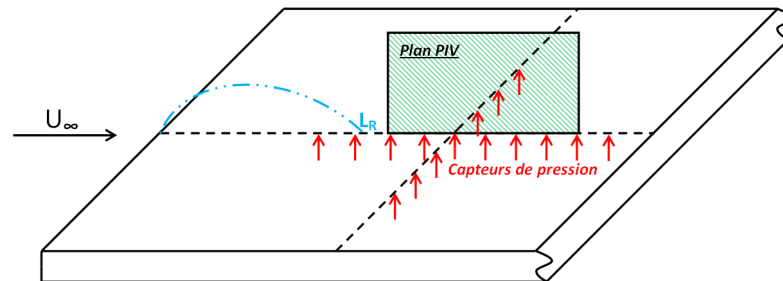


Figure A.1 : *Mesure expérimentale de la plaque épaisse dans le projet DIB-ANR*

L'expérience est réalisée dans la soufflerie anéchoïque de base vitesse de type Eiffel. La section de veine d'essai est $460 \times 460 \text{mm}^2$. La plaque a l'épaisseur de 30mm , la longueur de 1300mm et la largeur de 460mm , donc ça donne un blocage de 6.5% et un ratio d'aspect de 15.3 . La vitesse à l'entrée est 40m/s .

Les champs de vitesse sont mesurés par un système de HS-PIV (High Speed Particle Image Velocimetry), environ 200000 champs de vitesse sont stockés (5 groupes de 4274 champs) grâce à une caméra PHOTRON ABX-RS, la fréquence d'échantillonnage est 2kHz , la résolution de capteur est $1024 \times 1024 \text{pixel}^2$ où la taille un pixel est 0.216mm/pixel . L'illumination est faite par un émetteur de Laser New Wave PEGASUS de deux pulses de 10mJ (l'épaisseur $< 1 \text{mm}$). Un générateur de l'huile ensemence les particules de diamètre de $1 \mu\text{m}$. L'incertitude de mesure de la vitesse est estimée de 1.08m/s ou le déplacement est environ 0.1pixel .

La pression pariétale instantanée est obtenue par les capteurs off-set qui sont différentiels avec une bande de fréquence de $[0 - 1.6]kHz$ et avec une bande de pression de $250Pa$.

Les détails de mesure sont référés aux Sicot et al. ([Sic11]).

Annexe B

Abbréviations

ANR	Agence Nationale de la Recherche
CDS	Central Differencing Scheme
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy
DDES	Delayed Detached Eddy Simulation
DES	Detached Eddy Simulation
DIB	Dynamique-Instationnarité-Bruit
DNS	Direct Numerical Simulation
DSP	Densité Spectrale de la Puissance
EDF	Electricité de France
EPOD	Extended Proper Orthogonal Decomposition
HS-PIV	High Speed PIV
IDDES	Improved DDES
LES	Large Eddy Simulation
LIMSI	Laboratoire d'informatique pour la mécanique et les sciences de l'ingénieur
LSE	Linear Stochastic Estimation
mLSE	Multi-point Linear Stochastic Estimation
MPI	Message Passing Interface
mSSA	Multi-channel Singular Spectrum Analysis
OES	Organised Eddy Simulation
PANS	Partially Averaged Navier-Stokes
PIV	Vélocimétrie par Image de particules
POD	Proper Orthogonal Decomposition

PPRIME	Pôle Poitevin de Recherche pour l'Ingénieur en Mécanique, Matériaux et Energétique
PSA	Peugeot Société Anonyme
QSE	Quadratic Stochastic Estimation
RANS	Reynolds Averaged Navier Stokes
rms	Root Mean Square
SAS	Scale Adaptive Simulation
SIMPLE	Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations
SIMPLEC	SIMPLE-Consistent
SSA	Singular Spectrum Analysis
SST	Shear Stress Transport
tEPOD	Spatio-temporal Extended Proper Orthogonal Decomposition
tLSE	Spatio-temporal Linear Stochastic Estimation
TVD	Total Variation Diminishing
UDS	Upwind Differencing Scheme
VLES	Very Large Eddy Simulation

Annexe C

Symbols

$\langle U \rangle$	Moyenne de U
$\langle u E \rangle$	Moyenne de u conditionnée par l'évènement E
\mathcal{D}^1	Contribution volumique pour la pression
\mathcal{D}^2	Contribution bipoint pour la pression
μ	Viscosité dynamique
ν	Viscosité cinétique
Ω^Q	Volume entouré par une valeur de critère Q
ϕ_i	Mode i de POD
ρ	Masse volumique
τ	Fenêtre de temps pour la tLSE
τ_p	Contrainte cisailée à la paroi
\underline{x}	Vecteur x
$\widehat{\mathcal{D}}^1$	Contribution volumique adimensionnée pour la pression
$a_i(t)$	Coefficient aléatoire de mode i de POD
C_p	Coefficient de pression
C'_p	Ecart-type de coefficient de pression
e	Epaisseur de la plaque
E_i	Evènement i -ème
f	Fréquence
H	Seuil
I_{Q_2}	Index de quadrant Q_2
$L_{xu'}$	Echelle spatiale selon la direction x de u'
L_e, L_p, L_s, L_z	Taille du domaine de simulation

L_i	Coefficient linéaire de LSE ou QSE
L_R, x_R	Longueur de recollement
P	Pression
Q	critère Q , source de pression
q	fluctuation de source de pression
Q_{ij}	Coefficient quadratique de QSE
Q_i	Quadrant i ème du plan de vitesse (u', v')
q_L	fluctuation de source de pression linéaire
q_Q	fluctuation de source de pression quadratique
R_{ab}	Corrélation croisée de a et b
Re	Nombre de Reynolds
t	Temps
$T_{p'}$	Echelle temporelle intégrale de p'
T_w	Largeur de fenêtrage
u', v', w'	Fluctuation de la vitesse en x, y, z respectivement (comme u, v, w)
u, v, w	Fluctuation de la vitesse en x, y, z respectivement
U, V, W	Vitesse en x, y, z respectivement
U_∞	Vitesse d'entrée à l'infini
u_τ	Vitesse de frottement
u_{rms}	Ecart-type de U
u'_{rms}	R.m.s de U (comme u_{rms})
U_c	Vitesse de convection
x	Direction de l'écoulement d'entrée (longueur de la plaque)
y	Direction normale de la surface de la plaque (distance de la paroi)
y^+	Unité de viscosité pariétale
y_δ	y où $\langle U \rangle = 99\% \langle U \rangle_{\text{max}}$
y_p	Distance de la paroi
z	Direction transversale (largeur de la plaque)

Table des figures

1.1	Simulation de vent croisé d'un TGV (après Krajnovic et al. [Kra08])	6
1.2	Configuration de la plaque épaisse	6
1.3	Les coordonnées	7
1.4	Schéma de l'écoulement moyen autour de plaque épaisse	7
1.5	Des configurations pour l'écoulement décollé/recollé	8
1.6	Longueur de recollement en fonction de blocage (d'après Cherry et al. [Che84])	10
1.7	Longueur de recollement en fonction de rapport d'aspect (d'après Cherry et al. [Che84])	11
1.8	Longueur de recollement en fonction de Re (après Nie et al. [Nie04])	12
1.9	Figure qualitative de tourbillon de grande échelle au recollement grâce à la corrélation croisée entre la pression pariétale au recollement et le champs de vitesse (après Kiya et al. [Kiy83])	12
1.10	Echelle temporelle intégrale de la vitesse sur y_δ (après Kiya et al. [Kiy83])	13
1.11	Echelle intégrale de la pression pariétale (après Kiya et al. [Kiy83])	13
1.12	Echelle intégrale en x et en z selon y de la vitesse et de la pression (après Kiya et al. [Kiy83])	14
1.13	Echelle intégrale en z selon x de la vitesse (après Kiya et al. [Kiy83])	14
1.14	DSP de pression pariétale dans l'expérience de Cherry et al. ([Che84])	15
1.15	Vitesse de convection selon y , $x = L_R$ (après Kiya et al. [Kiy83]) . .	16
1.16	Lâchers tourbillonnaires (après Kiya et al. [Kiy85])	17
1.17	Contour instantané $\lambda_2 = -0.1$ de la simulation (LES) pour la plaque épaisse de Suksangpanomrung et al. ([Suk00])	19
1.18	Contour instantané $Q = 0.5U_0^2/h^2$ de la simulation (LES) pour la marche descendante d'Aider et al. ([Aid08]) avec la condition à l'entrée du bruit blanc (gauche) et du calcul précurseur (droite)	20
1.19	Tourbillon conditionnel de la pression pariétale proposé par Kiya et al. ([Kiy85])	21
1.20	Tourbillon hairpin attaché sur la paroi (après Adrian [Adr07]) . . .	24

2.1	Rôle des éléments de Code_Saturne (après EDF R&D [EDF08a]) . . .	29
2.2	Schéma des cellules i et j voisines	31
2.3	Format de la matrice de donnée U pour POD (en haut) et mSSA (en bas)	52
3.1	Paramètres de domaine de calcul	56
3.2	Lignes de courant et iso-contour de la composante $\langle U \rangle$ de vitesse (calcul RANS). x, y adimensionnés par e , les vitesses adimensionnée par U_∞	58
3.3	Tests sur les dimensions du domaine de calcul. A gauche : test sur la longueur L_e en amont ; à droite : test sur la longueur L_s . Les quan- tités représentées sont : la position de recollement moyen L_R (haut), les hauteurs H (carrés) et H_{U0} (triangles) définies dans le texte (mi- lieu), la vitesse maximale (bas). Les longueurs adimensionnées par e , les vitesses adimensionnée par U_∞	59
3.4	Maillage de simulation	60
3.5	Répartition des taille de mailles selon les direction x et y . Les lon- gueurs adimensionnées par e	61
3.6	Exemple de région où le limiteur DES est activé, tiré d'un champ instantané	62
3.7	Vitesses moyennes $\langle U \rangle$ (en haut) et $\langle V \rangle$ (en bas), issues de l'expé- rience ($y>0$) et du calcul SST ($y<0$)	65
3.8	Vitesses moyennes $\langle U \rangle$ (en haut) et $\langle V \rangle$ (en bas), issues de l'expé- rience ($y>0$) et du calcul DDES ($y<0$)	66
3.9	Contraintes turbulentes $\langle u^2 \rangle$ (en haut), $\langle v^2 \rangle$ (au milieu) et $\langle uv \rangle$ (en bas) issues de l'expérience ($y>0$) et du calcul SST ($y<0$)	67
3.10	Contraintes turbulentes $\langle u^2 \rangle$ (en haut), $\langle v^2 \rangle$ (au milieu) et $\langle uv \rangle$ (en bas) issues de l'expérience ($y>0$) et du calcul DDES ($y<0$)	68
3.11	Profils de $\langle U \rangle$ selon y_p/L_R en $x/L_R = 0.5; 0.75; 1; 1.25; 1.5; 1.75$. . .	69
3.12	Profils de $\langle V \rangle$ selon y_p/L_R en $x/L_R = 0.5; 0.75; 1; 1.25; 1.5; 1.75$. . .	69
3.13	Profils de $\langle u^2 \rangle$ selon y_p/L_R en $x/L_R = 0.5; 0.75; 1; 1.25; 1.5; 1.75$. .	69
3.14	Profils de $\langle v^2 \rangle$ selon y_p/L_R en $x/L_R = 0.5; 0.75; 1; 1.25; 1.5; 1.75$. . .	70
3.15	Profils de $\langle uv \rangle$ selon y_p/L_R en $x/L_R = 0.5; 0.75; 1; 1.25; 1.5; 1.75$. .	70
3.16	Coefficient moyen de pression pariétale C_p (à gauche) et C'_p (à droite)	71
3.17	Iso-surface $Q = 3 U_\infty^2/e^2$ du crière Q tiré d'un champ instantané de la simulation de DDES	72
3.18	Série de champs instantanés issus de la simulation de DDES, iso- surface $Q = 3 U_\infty^2/e^2$, le décalage de temps entre deux images consé- cutives est $0.4e/U_\infty$. Le plan visualisé est (x, z)	73

3.19	Spectres de vitesse DSP(u) (à gauche) et DSP(v) (à droite) pour la simulation et l'expérience à $x/L_R = 1.0$ pour $y_p/L_R = 0.05; 0.1; 0.15; 0.2$ respectivement de haut en bas	74
3.20	Lieux des contraintes extrémales $\langle u^2 \rangle$, $\langle v^2 \rangle$, $\langle uv \rangle$ respectivement de haut en bas pour l'expérience et la simulation (les coordonnées sont adimensionnées par L_R)	76
3.21	Spectres de vitesse DSP(u) (à gauche) et DSP(v) (à droite) pour la simulation à $x/L_R = 0.1 \div 1.0$ sur la ligne des contraintes extrémales en amont du recollement moyen	77
3.22	Spectres de vitesse DSP(u) (à gauche) et DSP(v) (à droite) pour l'expérience et pour la simulation à $x/L_R = 0.6, 1.0$ et 1.5 respectivement de haut en bas sur la ligne des contraintes extrémales	78
3.23	Evolution depuis le bord d'attaque des spectres de pression pariétale pour la simulation selon x	79
3.24	Spectres de la pression pariétale pour la simulation et l'expérience à $x/L_R = 1; 1.25; 1.5$ respectivement de haut en bas	80
3.25	Fonction de cohérence sur la ligne de maximum de contraintes à $x/L_R = 1$ pour u (à gauche) et pour v (à droite) dans le cas de l'expérience (en haut) et de la simulation (en bas).	81
3.26	Fonction de cohérence à $x/L_R = 1, 1.25$ et 1.5 respectivement de haut en bas pour c_p dans le cas de l'expérience (à gauche) et de la simulation (à droite)	82
3.27	Corrélation en espace selon x et en temps de la vitesse (gauche pour u et droite pour v , en haut pour l'expérience et en bas pour DDES) avec la vitesse à $x = L_R$ et $y_p/L_R \sim 0.1$ sur la ligne de maximum négatif de $\langle uv \rangle$. Le temps de décalage τ est adimensionné par le temps de référence $\tau_\infty = e/U_\infty$	84
3.28	Superposition l'expérience/DDES des courbes de maximum de corrélation en espace selon x et en temps de la vitesse (en haut pour u et en bas pour v) avec la vitesse à $x = L_R$ et $y_p/L_R \sim 0.1$ sur la ligne de maximum négatif de $\langle uv \rangle$. Le temps de décalage τ est adimensionné par le temps de référence $\tau_\infty = e/U_\infty$	85
3.29	Corrélation en temps de la vitesse (en haut pour u et en bas pour v) à $x = L_R$ et $y_p/L_R \sim 0.1$ sur la ligne de maximum négatif de $\langle uv \rangle$. Le temps de décalage τ est adimensionné par le temps de référence $\tau_\infty = e/U_\infty$	86
3.30	Corrélation en espace selon x de la vitesse (en haut pour u et en bas pour v) à $x = L_R$ et $y_p/L_R \sim 0.1$ sur la ligne de maximum négatif de $\langle uv \rangle$	87

3.31	Vitesse de convection (adimensionnée par la vitesse de référence U_∞) selon y estimée à partir de l'auto-corrélation de u (à gauche) et de v (à droite) en $x/L_R = 0.8$ et $x/L_R = 1.2$	88
3.32	Echelle intégrale de temps pour u (en haut) et v (en bas) sur la ligne de maximum de $-\langle uv \rangle$	89
3.33	Echelle intégrale de temps selon y pour u (à gauche) et v (à droite) au recollement	90
3.34	Echelle intégrale de temps selon y au recollement après Kiya et al. ([Kiy83])	90
3.35	Corrélation en espace selon x et en temps de la pression pariétale pour l'expérience (à gauche) et pour la simulation (à droite), les positions de référence sont choisies à $x/L_R \sim 1$ (en haut) et $x/L_R \sim 1.25$ (en bas). Le temps de décalage τ est adimensionné par le temps de référence $\tau_\infty = e/U_\infty$	92
3.36	Superposition l'expérience/la simulation des courbes de maximum de corrélation en espace selon x et en temps de la pression pariétale pour l'expérience (à gauche) et pour la simulation (à droite), les positions de référence sont choisies à $x/L_R \sim 1$ et $x/L_R \sim 1.25$. Le temps de décalage τ est adimensionné par le temps de référence $\tau_\infty = e/U_\infty$	93
3.37	Corrélation en temps (en haut) et en espace (en bas) de la pression pariétale pour l'expérience et pour la simulation, la position de référence est à $x/L_R = 1.25$. Le temps de décalage τ est adimensionné par le temps de référence $\tau_\infty = e/U_\infty$	93
4.1	Champs instantané de critère Q pour l'expérience. Q est adimensionné par U_∞^2/e^2	96
4.2	Champs instantané de critère Q pour la simulation de DDES. Q est adimensionné par U_∞^2/e^2	96
4.3	Spectre énergie du calcul de POD de la vitesse pour l'expérience et la simulation de DDES	98
4.4	Des modes du calcul de POD de la vitesse pour l'expérience et la simulation de DDES. Niveau de couleur montre la norme de (ϕ_u, ϕ_v)	99
4.5	Corrélation croisée des modes de la POD pour l'expérience et pour la simulation de DDES. Les diamants montrent les modes de l'expérience les plus corrélés aux modes de la simulation	100
4.6	DSP des coefficients aléatoires du calcul de POD de la vitesse pour l'expérience et la simulation de DDES	101

4.7	Un instant original (en haut) et sa reconstruction (en bas) par 20 modes du calcul de POD de la vitesse pour l'expérience. Le niveau de couleur montre le critère Q adimensionné par U_∞^2/e^2 , le contour $Q = 0.01U_\infty^2/e^2$ pour le champs de reconstruction	102
4.8	Un instant original (en haut) et sa reconstruction (en bas) par 15 modes du calcul de POD de la vitesse pour la simulation de DDES. Le niveau de couleur montre le critère Q adimensionné par U_∞^2/e^2 , le contour $Q = 0.01U_\infty^2/e^2$ pour le champs de reconstruction	102
4.9	DSP de la vitesse (prise à $x/L_R = 1$ et $y_p/L_R = 0.1$) de reconstruction par 20 modes du calcul de POD de la vitesse pour l'expérience. DSP pour u à gauche et pour v à droite	103
4.10	DSP de la vitesse (prise à $x/L_R = 1$ et $y_p/L_R = 0.1$) de reconstruction par 15 modes du calcul de POD de la vitesse pour la simulation de DDES. DSP pour u à gauche et pour v à droite	103
4.11	Corrélation de la pression pariétale (à $x/L_R \sim 1; 1.25; 1.5$ respectivement de haut en bas) et la vitesse pour l'expérience (à gauche) et la simulation de DDES (à droite). Les lignes de courant basés sur les composantes ($R_{pu}, R_{p,v}$). Les petits cercles sont les points de référence de la pression pariétale	105
4.12	Profil à $x = L_R$ de corrélation de la pression pariétale (à $x/L_R \sim 1$ et la vitesse pour l'expérience et la simulation de DDES avec les résultats de Kiya et al. ([Kiy83]) où la vitesse mesurée par des fils chauds et split-flims	106
4.13	Profil à $x = L_R$ de corrélation de la pression pariétale (à $x/L_R = 1$ et la vitesse (d'après Kiya et al. [Kiy83])	106
4.14	Vitesse $\langle U/U_\infty \rangle$ de moyenne conditionnée à la dépression pariétale au recollement pour l'expérience avec le seuil H varié ; 5 points choisis en $x/L_R = 0.75, 1, 1.25$ et y varie pour être en proche paroi $y_p/L_R = 0.02$, en région de grande cisaillement $y_p/L_R = 0.1$, au limite de couche limite $y_p/L_R = 0.2$	108
4.15	Profils de $\langle U/U_\infty \rangle$ à $x/L_R = 1$ de moyenne conditionnée à la dépression pariétale au recollement pour l'expérience avec le seuil H varié	108
4.16	Moyenne conditionnée à la dépression pariétale à $x/L_R \sim 1$ avec un seuil $H = 1$ fois valeur de l'écart-type pour l'expérience (à gauche) et la simulation de DDES (à droite). Le temps décalé de l'évènement de dépression $\Delta t U_\infty/e = -2; 0; +2; +4; +6$ respectivement de haut en bas	110

4.17	Caractéristiques de tourbillons de moyenne conditionnelle de la dépression pariétale à $x/L_R \sim 1$ pour l'expérience et la simulation de DDES avec un seuil $H = 1$	111
4.18	Vitesse fluctuante estimée par la pression pariétale. A gauche : Energie cinétique estimée par la LSE classique. A droite : Erreur quadratique entre les champs originaux et les champs estimés en fonction de la fenêtre de temps (T) de la tLSE (d'après Sicot et al. [Sic11]) .	113
4.19	Vitesse fluctuante estimée par la pression pariétale. A gauche : Energie cinétique estimée par la tEPOD. A droite : Erreur quadratique entre les champs originaux et les champs estimés en fonction de la fenêtre de temps (T) de la tLSE et de la tEPOD (d'après Sicot et al. [Sic11])	114
4.20	Pourcentage de l'énergie de reconstruction par la tEPOD de la pression pariétale (la fenêtre de temps $\tau = 8e/U_\infty$) selon l'instant de calcul des modes étendus dans la fenêtre de temps et selon nombre de modes de reconstruction N_m	116
4.21	Champs d'énergie de reconstruction $\langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle$ avec tous les modes de la tEPOD pour la pression pariétale selon l'instant de calcul des modes étendus dans la fenêtre de temps (la fenêtre de temps $\tau = 8e/U_\infty$)	117
4.22	Erreur quadratique entre l'original et la reconstruction par la tEPOD pour la pression pariétale selon la largeur de fenêtre de temps τ (adimensionné par e/U_∞) et nombre de modes de reconstruction. En haut, les 10^4 premiers champs sont utilisés pour estimer les 10^4 premiers champs. En bas, les 10^4 premiers champs sont utilisés pour estimer les 10^4 derniers champs	118
4.23	Pourcentage d'énergie et énergie cumulée selon mode de tEPOD pour la pression pariétale avec $\tau = 8e/U_\infty$ pour l'expérience et pour la simulation de DDES	119
4.24	Des modes du calcul de tEPOD pour la pression pariétale avec $\tau = 8e/U_\infty$ pour l'expérience (à gauche) et pour la simulation de DDES (à droite)	120
4.25	DSP des coefficients aléatoires du calcul de tEPOD pour la pression pariétale avec $\tau = 8e/U_\infty$ pour l'expérience (à gauche) et pour la simulation de DDES (à droite)	121
4.26	Des modes étendus du calcul de tEPOD pour la pression pariétale avec $\tau = 8e/U_\infty$ pour l'expérience (à gauche) et pour la simulation de DDES (à droite). Le niveau de couleur montre la norme de (ϕ_u, ϕ_v) et les lignes de courant sont basées sur ces deux composantes	121

4.27 Un champ instantané original de l'expérience (en haut) et ce champs estimé par 13 modes la tEPOD de la pression pariétale avec $\tau = 8e/U_\infty$ (en bas) avec leur pression pariétale fluctuante associée. Le niveau de couleur montre le critère Q , le contour $Q = 0.01U_\infty^2/e^2$ pour le champs de l'estimation	122
4.28 Un champ instantané original de la simulation de DDES (en haut) et ce champs estimé par 13 modes la tEPOD de la pression pariétale avec $\tau = 8e/U_\infty$ (en bas) avec leur pression pariétale fluctuante associée. Le niveau de couleur montre le critère Q , le contour $Q = 0.01U_\infty^2/e^2$ pour le champs de l'estimation	123
4.29 DSP de u et v de reconstruction par 13 modes de tEPOD pour la pression pariétale avec $\tau = 8e/U_\infty$ aux $x/L_R = 1$, $y_p/L_R = 0.01; 0.1; 0.2$ (respectivement de gauche à droite) pour l'expérience et pour la simulation	123
4.30 DSP de u et v de reconstruction par 13 modes de tEPOD pour la pression pariétale avec $\tau = 8e/U_\infty$ aux $x/L_R = 1.25$, $y_p/L_R = 0.01; 0.1; 0.2$ (respectivement de gauche à droite) pour l'expérience et pour la simulation	124
4.31 DSP de u et v de reconstruction par 13 modes de tEPOD pour la pression pariétale avec $\tau = 8e/U_\infty$ aux $x/L_R = 1.5$, $y_p/L_R = 0.01; 0.1; 0.2$ (respectivement de gauche à droite) pour l'expérience et pour la simulation	124
4.32 Un champ instantané original de l'expérience (en haut) et ce champs estimé par 30 modes la tEPOD de la pression pariétale avec $\tau = 20e/U_\infty$ (en bas) avec leur pression pariétale fluctuante associée. Le niveau de couleur montre le critère Q , le contour $Q = 0.01U_\infty^2/e^2$ pour le champs de l'estimation	126
4.33 Un champ instantané original de la simulation de DDES (en haut) et ce champs estimé par 30 modes la tEPOD de la pression pariétale avec $\tau = 20e/U_\infty$ (en bas) avec leur pression pariétale fluctuante associée. Le niveau de couleur montre le critère Q , le contour $Q = 0.01U_\infty^2/e^2$ pour le champs de l'estimation	127
4.34 Evolution de la moyenne des caractéristiques de tourbillons (se situent entre $x/L_R = 0.95 \div 1.05$) selon le seuil de l'aire r_s/e pour l'expérience (en haut) et pour la simulation de DDES (en bas) . . .	129

4.35	Distribution de tourbillons (se situent entre $x/L_R = 0.95 \div 1.05$) selon la hauteur (y_p/L_R) et la racine de l'aire (r/e) pour l'expérience (en haut) et pour la simulation de DDES (en bas). Les tourbillons sont estimés par 13 modes de tEPOD pour la pression pariétale avec $\tau = 8e/U_\infty$	130
4.36	Trajet de tourbillons de grandes échelles estimés par la tEPOD pour la pression pariétale de l'expérience (à gauche) et de la simulation de DDES (à droite) avec $\tau U_\infty/e = 8$ et 20	132
4.37	Statistique de tourbillons (aux alentours du recollement) estimés par 13 modes de mSSA pour la pression pariétale de l'expérience (gauche) et de la simulation de DDES (droite) avec $\tau = 8e/U_\infty$ selon le temps de vie	133
4.38	Inter-temps de tourbillons (passent à $x/L_R = 1$) de mSSA de la pression pariétale de l'expérience et de la simulation de DDES avec $\tau = 8e/U_\infty$ selon le seuil de temps de vie T_s (adimensionné par e/U_∞)	134
4.39	Probabilité de densité de l'inter-temps de tourbillons (passent à $x/L_R = 1$) de mSSA de la pression pariétale de l'expérience (en haut) et de la simulation de DDES (en bas) avec $\tau = 8e/U_\infty$. Le seuil de temps de vie $T_s U_\infty/e = 4$ et 10	134
4.40	Statistique de tourbillons de grandes échelles estimés par la tEPOD pour la pression pariétale de l'expérience avec $\tau U_\infty/e = 8$ et 20 . . .	135
4.41	Statistique de tourbillons de grandes échelles estimés par la mSSA pour la pression pariétale de la simulation de DDES avec $\tau U_\infty/e = 8$ et 20	136
4.42	Un champ instantané original de l'expérience (en haut) et ce champs estimé par 13 modes de tEPOD d'une ligne de vitesse avec $\tau = 8e/U_\infty$ (en bas). Le niveau de couleur montre le critère Q , le contour $Q = 0.01U_\infty^2/e^2$ pour le champs de l'estimation	138
4.43	Un champ instantané original de la simulation de DDES (en haut) et ce champs estimé par 13 modes de tEPOD d'une ligne de vitesse avec $\tau = 8e/U_\infty$ (en bas). Le niveau de couleur montre le critère Q , le contour $Q = 0.01U_\infty^2/e^2$ pour le champs de l'estimation	139
4.44	Trajets de tourbillons de grandes échelles estimés par la tEPOD pour la pression pariétale et pour une ligne de vitesse de l'expérience avec $\tau U_\infty/e = 8$	140
4.45	Trajets de tourbillons de grandes échelles estimés par la tEPOD pour la pression pariétale et pour une ligne de vitesse de de la simulation de DDES avec $\tau U_\infty/e = 8$	140

4.46	Statistique de tourbillons de grandes échelles estimés par la tEPOD pour la pression et pour une ligne de vitesse de l'expérience avec $\tau U_\infty/e = 8$	141
4.47	Statistique de tourbillons de grandes échelles estimés par la tEPOD pour la pression pariétale et pour une ligne de vitesse de la simulation de DDES avec $\tau U_\infty/e = 8$	142
4.48	Probabilité de densité de l'inter-temps de tourbillons (passent à $x/L_R = 1$) estimés par la tEPOD pour une ligne de vitesse et pour la pression pariétale de l'expérience (en haut) et de la simulation de DDES (en bas) avec $\tau = 8e/U_\infty$	143
5.1	Iso-surface du critère $Q = 0.03U_\infty^2/e^2$ (à gauche) et la pression pariétale associée (à droite) de moyenne conditionnelle de la dépression pariétale à $x/L_R \sim 1$ avec un seuil $H = 1$. Le temps décalage est $\Delta t U_\infty/e = -2, 0, +2, +4, +6$ respectivement de haut en bas	147
5.2	Champs de critère Q de moyenne conditionnelle de la dépression pariétale à $x/L_R \sim 1$ (repéré par le cercle bleu) avec un seuil $H = 1$. Le temps décalage est $\Delta t U_\infty/e = 0$. Plan $\Delta z = 0$ à gauche, plan $\Delta x = 0$ à droite	147
5.3	Champs originaux (à gauche, iso-surface $Q = 10U_\infty^2/e^2$) et estimés (à droite, iso-surface $Q = 0.2U_\infty^2/e^2$) de la tEPOD étendue 3D pour la pression pariétale avec $\tau = 8e/U_\infty$	149
5.4	Iso-surface du critère $Q = 5U_\infty^2/e^2$ (à gauche), l'index de quadrant Q_2 (au milieu) dans le plan $y_p/L_R = 0.1$ et leur superposition (à droite) d'un champs instantané. Le cercle de pointillage montre un tourbillon hairpin associé à l'évènement de quadrant Q_2	151
5.5	Moyenne de U/U_∞ conditionnée par l'évènement de quadrant Q_2 selon le seuil H en quelques positions autour du point référé $x/L_R = 1, y_p/L_R = 0.1$	152
5.6	Iso-surface $Q = 1U_\infty^2/e^2$ du champs de moyenne conditionné par l'évènement de quadrant Q_2 au point $x/L_R = 1, y_p/L_R = 0.1$ (référé par un vecteur) selon le seuil H	153
5.7	Iso-surface du critère $Q = 0.08U_\infty^2/e^2$ (à gauche) et la pression pariétale associée (à droite) de moyenne conditionnelle de l'évènement de la vitesse dans le quadrant Q_2 à $x/L_R = 1, y_p/L_R = 0.1$ avec un seuil $H = 1$. Le temps décalage est $\Delta t U_\infty/e = -2, 0, +2, +4, +6$ respectivement de haut en bas	155

5.8	Squelette Q_{\max} des tourbillons de moyenne conditionnelle de l'évènement de la vitesse dans le quadrant Q_2 à $x/L_R = 1$, $y_p/L_R = 0.1$ (repéré par un vecteur) avec un seuil $H = 1$. Le temps décalage est $\Delta t U_\infty/e = -2, 0, +2$	156
5.9	Champs de critère Q de moyenne conditionnelle de l'évènement de la vitesse dans le quadrant Q_2 à $x/L_R = 1$, $y_p/L_R = 0.1$ (repéré par un vecteur) avec un seuil $H = 1$. Le temps décalage est $\Delta t U_\infty/e = 0$. Plan $\Delta z = 0$ à gauche, plan $\Delta x/L_R \sim -0.03$ à droite	157
5.10	Champs originaux (à gauche, iso-surface $Q = 10U_\infty^2/e^2$) et estimés (à droite, iso-surface $Q = 0.2U_\infty^2/e^2$) de la tEPOD étendue 3D pour une ligne de vitesse en $y_p/L_R = 0.1$ avec $\tau = 8e/U_\infty$	158
5.11	Champs originaux (à gauche, iso-surface $Q = 10U_\infty^2/e^2$) et estimés (à droite, iso-surface $Q = 0.2U_\infty^2/e^2$) de la tEPOD étendue 3D pour une ligne de vitesse en $y_p/L_R = 0.1$ avec $\tau = 8e/U_\infty$. c_p associé en bas	159
5.12	Contribution bipoint ($\Delta z' = \Delta z'' = 0$, $x' = x'' = L_R$) pour la pression pariétale au recollement moyen selon $\Delta y'$ et $\Delta y''$. Respectivement de gauche à droite : \mathcal{D}^2 , $\mathcal{D}^{2(LL)}$, $\mathcal{D}^{2(QQ)}$, $\mathcal{D}^{2(LQ)}$, $\mathcal{D}^{2(QL)}$. Les profils à $\Delta y'/L_R = 0.02$ et 0.1 sont extraits en bas	164
5.13	Contribution bipoint ($\Delta z' = \Delta z'' = 0$, $y'_p = y''_p = 0.02L_R$ en haut et $0.1L_R$ en bas) pour la pression pariétale au recollement moyen selon $\Delta x'$ et $\Delta x''$. Respectivement de gauche à droite : \mathcal{D}^2 , $\mathcal{D}^{2(LL)}$, $\mathcal{D}^{2(QQ)}$, $\mathcal{D}^{2(LQ)}$, $\mathcal{D}^{2(QL)}$. Les profils à $\Delta x'/L_R = 0$ sont extraits en bas	165
5.14	Contribution bipoint ($x' = x'' = L_R$, $y'_p = y''_p = 0.02L_R$ en haut et $0.1L_R$ en bas) pour la pression pariétale au recollement moyen selon $\Delta z'$ et $\Delta z''$. Respectivement de gauche à droite : \mathcal{D}^2 , $\mathcal{D}^{2(LL)}$, $\mathcal{D}^{2(QQ)}$, $\mathcal{D}^{2(LQ)}$, $\mathcal{D}^{2(QL)}$. Les profils à $\Delta z'/L_R = 0$ sont extraits en bas	166
5.15	Corrélation de u , v , q , q_L et q_Q (respectivement de gauche à droite) entre deux points au recollement moyen ($z' = z'' = 0$) selon y' et y''	167
5.16	Corrélation de u , v , q , q_L et q_Q entre deux points au recollement moyen ($z' = z'' = 0$) selon y'' , $y'_p/L_R = 0.1$	168
5.17	Echelle intégrale en y de q , q_L et q_Q entre deux points au recollement moyen ($z' = z'' = 0$) selon y	168
5.18	Corrélation de u , v , q , q_L et q_Q (respectivement de gauche à droite) entre deux points ($z' = z'' = 0$; $y'_p = y''_p = 0.02L_R$ en haut et $y'_p = y''_p = 0.1L_R$ en bas) selon x' et x''	169
5.19	Echelle intégrale en x de q , q_L et q_Q entre deux points ($z' = z'' = 0$; $y'_p = y''_p = 0.02L_R$ en haut et $y'_p = y''_p = 0.1L_R$ en bas) selon x	170

5.20	Corrélation de u, v, q, q_L et q_Q (respectivement de gauche à droite) entre deux points ($x' = x'' = L_R$; $y'_p = y''_p = 0.02L_R$ en haut et $y'_p = y''_p = 0.1L_R$ en bas) selon z' et z''	171
5.21	Echelle intégrale en z de q, q_L et q_Q entre deux points ($x' = x'' = L_R$; $y'_p = y''_p = 0.02L_R$ en haut et $y'_p = y''_p = 0.1L_R$ en bas) selon z	172
5.22	Densité (adimensionnée par $\langle p^2 \rangle$) de contribution volumique pour la pression pariétale à $x/L_R \sim 0.6 \div 1.6$. L'iso-surface $\widehat{D}^1 = 2/\pi$	174
5.23	Densité (adimensionnée par $\langle p^2 \rangle$) de contribution volumique pour la pression pariétale au recollement. Plan $z = 0$ en haut, plan $x = L_R$ en bas	174
5.24	Une coupe de pied du hairpin conditionné à l'évènement Q_2 à $x/L_R = 1$, $y_p/L_R = 0.1$ avec la pression pariétale associée (en haut) et le schéma de contribution pour la pression pariétale au recollement d'un tourbillon hairpin (en bas). Zone hachée : la plaque, deux cercle : pieds d'un hairpin, courbe sous la plaque : la pression fluctuante pariétale sous le hairpin, triangle : position de la pression pariétale de référence	177
5.25	Densité (adimensionnée par $\langle p^2 \rangle$) de contribution volumique à la pression pariétale à $x/L_R \sim 0.6, 1$ et 1.4 (respectivement de haut en bas). De gauche à droite : contribution totale, linéaire et quadratique. L'iso-surface $\widehat{D}^1 = 2/\pi$	178
5.26	Plan médian (x, y) de la densité (adimensionnée par $\langle p^2 \rangle$) de contribution volumique à la pression pariétale à $x/L_R \sim 0.6 \div 1.4$ (respectivement de haut en bas). De gauche à droite : contribution totale, linéaire et quadratique	179
5.27	Plan (y, z) ($\Delta x = 0$ du point de référence) de la densité (adimensionnée par $\langle p^2 \rangle$) de contribution volumique à la pression pariétale à $x/L_R \sim 0.6 \div 1.4$ (respectivement de haut en bas). De gauche à droite : contribution totale, linéaire et quadratique	180
5.28	Evolution de la contribution linéaire et quadratique pour la pression pariétale ($\langle c_p^2 \rangle$) en différents points	181
5.29	Gradients (absolus) de la vitesse moyenne	182
5.30	Densité (adimensionnée par $\langle p^2 \rangle$) de contribution volumique linéaire (à gauche) et quadratique (à droite) à la pression pariétale à $x = L_R$ des champs originaux (en haut) et des champs estimés par la tEPOD pour la pression pariétale. L'iso-surface $\widehat{D}^1 = 2/\pi$	183

5.31	Plan médian de la densité (adimensionnée par $\langle p^2 \rangle$) de contribution volumique linéaire (à gauche) et quadratique (à droite) à la pression pariétale à $x = L_R$ des champs originaux (en haut) et des champs estimés par la tEPOD pour la pression pariétale	183
A.1	Mesure expérimentale de la plaque épaisse dans le projet DIB-ANR	191

Liste des tableaux

1.1	Longueur de recollement	9
3.1	Longueur de recollement pour les simulations DDES, RANS et pour l'expérience	61

Bibliographie

- [Abd04] Abdalla I. E., Yang Z. Numerical study of the instability mechanism in transitional separating-reattaching flow. *International journal of heat and fluid flow*, vol. 25 :p. 593–605, 2004.
- [Abd05] Abdalla I. E., Yang Z. Numerical study of a separated-reattached flow on a blunt plate. *AIAA journal*, vol. 43(no. 12), December 2005.
- [Adr87] Adrian R. J., Moin P., Moser R. D. Stochastic estimation of conditional eddies in turbulent channel flow, Studying Turbulence Using Numerical Simulation Databases. *Proceedings of the 1987 Summer Program*, pages p. 7–19, 1987.
- [Adr94] Adrian R. J. Stochastic Estimation of Conditional Structure : a Review. *Applied Scientific Research*, vol. 53 :p. 291–303, 1994.
- [Adr07] Adrian R. J. Hairpin vortex organization in wall turbulence. *Phys. Fluids*, vol. 19 :p. 041301, 2007.
- [Aid08] Aider J. L., Danet A. Large-eddy simulation study of upstream boundary conditions influence upon a backward-facing step flow. *C. R. Mécanique*, vol. 336 :p. 447–453, 2008.
- [Air02] Aires F. , Rossow W. B., Chédin A. Rotation of EOFs by the Independent Component Analysis : Toward a Solution of the Mixing Problem in the Decomposition of Geophysical Time Series. *J. Atmos. Sci.*, vol. 59 :p. 111–123, 2002.
- [Alo05] Alonso F. J., Castillo J. M., Pintado P. Application of singular spectrum analysis to the smoothing of raw kinematic signals. *J Biomech.*, vol. 38(no. 5) :p. 1085–1092, May 2005.
- [Arc04] Archambeau F., Méchitoua N., Sakiz M. Code_Saturne : a Finite Volume Code for the Computation of Turbulent Incompressible Flows - Industrial Applications. *International Journal on Finite Volumes*, vol. 1, 2004.

- [Arm83] Armaly B. F. , Durst F., Pereira J. C. F., Schonung B. Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow. *J. Fluid Mech.*, vol. 127 :p. 473–496, 1983.
- [Bal93] Balachandar S., Adrian R. J. Structure extraction by stochastic estimation with adaptive events. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, vol. 5(no. 4-5) :p. 243–257, 1993.
- [Bea04] Beaudoin J. F., Cadot O., Aider J. L., Wesfreid J. E. Three-dimensional stationary flow over a backward-facing step. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, vol. 23 :p. 147–155, 2004.
- [Ber88] Bernal L. P. The statistics of the organized vortical structure in turbulent mixing layers. *Phys. Fluids*, vol. 31(no. 9), September 1988.
- [Ber93] Berkooz G., Holmes P., Lumley J. L. The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows. *Ann Rev Fluid Mech*, vol. 25 :p. 539–575, 1993.
- [Bon98] Bonnet J. P., Delville J., Glauser M. N., Antonia R. A., Bisset D. K., Cole D. R., Fiedler H. E., Garem J. H., Hilberg D., Jeong J. Collaborative testing of eddy structure identification methods in free turbulent shear flows. *Experiments in Fluids*, vol. 25(no. 3) :p. 197–225, 1998.
- [Bor03] Borée J. Extended proper orthogonal decomposition : a tool to analyse correlated events in turbulent flows. *Experiments in Fluids*, vol. 35(no. 2), 2003.
- [Bou08a] Bouda N. N., Schiestel R., Amielh M., Rey C., Benabid T. Experimental approach and numerical prediction of a turbulent wall jet over a backward facing step. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 29 :p. 927–944, 2008.
- [Bou08b] Bourguet R., Braza M., Harran G., Akoury R. E. Anisotropic Organised Eddy Simulation for the prediction of non-equilibrium turbulent flows around bodies. *Journal of Fluids and Structures*, vol. 24 :p. 1240–1251, November 2008.
- [Bro86] Broomhead D. S., King G. P. Extracting qualitative dynamics from experimental data. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, vol. 20 :p. 217–236, 1986.
- [Cas87] Castro I. P., Haque A. The structure of a turbulent shear layer bounding a separation region. *J. Fluid Mech.*, vol. 179 :p. 439–468, 1987.
- [Cas96] Castro I. P., Epik E. . Boundary-Layer Relaxation after a separated region. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 13 :p. 338–348, 1996.

-
- [Che84] Cherry N. J., Hillier R., Latour M. E. M. P. . Unsteady measurements in a separated and reattaching flow. *J. Fluid Mech.*, vol. 144 :p. 13–46, 1984.
- [Chu04] Chun S., Liu Y. Z., Sung H. J. Wall pressure fluctuations of a turbulent separated and reattaching flow affected by an unsteady wake. *Experiments in Fluids*, vol. 37 :p. 531–546, 2004.
- [Col92] Cole D. R., Glauser M. N., Guezennec Y. G. An application of the stochastic estimation to the jet mixing layer. *Phys. Fluids A*, vol. 4 :p. 192, 1992.
- [Col98] Cole D. R., Glauser M. N. Applications of stochastic estimation in the axisymmetric sudden expansion. *Phys. Fluids*, vol. 10 :p. 2941, 1998.
- [Dao04] Daoud M. I. Stochastic estimation of the flow structure downstream of a separating/reattaching flow region using wall-pressure array measurements. *PhD Thesis, Michigan State University*, 2004.
- [Dar03] Darwish M. S., Moukalled F. TVD schemes for unstructured grids. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 46 :599–611, February 2003.
- [Dau85] Dautray R., Lions J. L. Analyse mathématique et calcul numérique pour les sciences et les techniques. *Collection du Commissariat à l’Energie Atomique, Paris : Masson*, vol. 2, 1985.
- [Dej07] Dejoan A., Leschziner M. A. On the near-wall structure in reverse-flow and post-reattachment recovery regions of separated flow and its equivalence to the structure in wall and free-surface jets. *Journal of Turbulence*, vol. 8(no. 14), 2007.
- [Del11] Deliancourt F. Etude expérimentale d’un écoulement fortement décollé sur plaque épaisse. Influence du nombre de Reynolds sur la dynamique de l’écoulement. *Rapport de stage ingénieur ENSMA Poitiers*, 2011.
- [Der98] Dervieux A., Braza M., Dussauge J. P. Computation and comparison of efficient turbulence models for aeronautics. *Notes on Numerical Fluid Mechanics*, vol. 65, 1998.
- [EDF08a] EDF R&D. Code_Saturne version 1.3.2 : guide pratique et théorique du Préprocesseur. *Code_Saturne documentation*, 2008.
- [EDF08b] EDF R&D. Code_Saturne version 1.3.2 : practical user’s guide. *Code_Saturne documentation*, 2008.
- [Fad10a] Fadai-Ghotbi A., Friess C., Manceau R., Borée J. A seamless hybrid RANS-LES model based on transport equations for the subgrid stresses and elliptic blending. *Physics of Fluids*, vol. 22(no. 5), 2010.

- [Fad10b] Fadai-Ghotbi A., Friess C., Manceau R., Gatski T., Borée J. Temporal filtering : A consistent formalism for seamless hybrid RANS-LES modeling in inhomogeneous turbulence. *J. of Heat and Fluid Flow*, vol. 31(no. 3), 2010.
- [Fer99] Ferziger J. H., Peric M. Computational Methods for Fluid Dynamics. *Springer*, 1999.
- [Gir06] Girimaji S. S., Srinivasan R., Jeong E. Partially Averaged Navier-Stokes Method for Turbulence : Fixed Point Analysis and Comparison With Unsteady Partially Averaged Navier-Stokes. *J. Appl. Mech*, vol. 73(no. 3), 2006.
- [Gra01] Graftieaux L., Michard M., Grosjean N. Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Journal Measurement Science and Technology*, vol. 12(no. 9) :p. 1422–1429, 2001.
- [Gue89] Guezennec Y. G. Stochastic estimation of coherent structures in turbulent boundary layers. *Phys. Fluids A*, vol. 1 :p. 1054, 1989.
- [Hal00a] Haller G. Finding finite-time invariant manifolds in two-dimensional velocity fields. *Chaos*, vol. 10(no. 1), March 2000.
- [Hal00b] Haller G., Yuan G. Lagrangian coherent structures and mixing in two-dimensional turbulence. *Physica D*, vol. 147 :p. 352–370, 2000.
- [Hal05] Haller G. Physical and Numerical Upgrades in the Detached-Eddy Simulation of Complex Turbulent Flows. *J. Fluid Mech.*, vol. 525 :p. 1–26, 2005.
- [Han93] Hancock P. E., Castro I. P. . End Effect in Normally Two-Dimensional Separated Flows. *Applied Scientific Research*, vol. 51 :p. 173–178, 1993.
- [Har10] Harris T. J., Yuan H. Filtering and frequency interpretations of Singular Spectrum Analysis. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, vol. 239 :p. 1958–1967, October 2010.
- [Hee98] Heenan A. F., Morrison J. F. Passive control of backstep flow. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 16 :p. 122–132, 1998.
- [Hek11] Hekmati A., Ricot D., Druault P. About the convergence of POD and EPOD modes computed from CFD simulation. *Computers & Fluids*, 2011.
- [Hsi04] Hsieh W. W. Nonlinear multivariate and time series analysis by neural network methods. *Reviews of geophysics*, vol. 42 :p. 25, 2004.
- [Hud03] Hudy L. M., Naguib A. M., Humphreys W. M. Wall-pressure-array measurements beneath a separating/reattaching flow region. *Physics of fluids*, vol. 15(no. 3), March 2003.

- [Hud07] Hudy L. M., Naguib A., Humphreys W. M. Stochastic estimation of a separated-flow field using wall-pressure-array measurements. *Physics of Fluids*, vol. 19, 2007.
- [Hun88] Hunt J. C., Wray A. A., Moin P. Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows. *Center for Turbulence Research*, page p. 193, 1988.
- [Jeo95] Jeong J., Hussain F. On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 285 :p. 69–94, 1995.
- [Joh87] Johansson A. V., Her J. Y., Haritonidis J. H. On the generation of high-amplitude wall-pressure peaks in turbulent boundary layers and spots. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 175 :p. 119–142, 1987.
- [Jon73] Jones W. P., Launder B. E. The calculation of low-Reynolds-number phenomena with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 16 :p. 1119–1130, June 1973.
- [Kas95] Kasagi N., Matsunaga A. Three-dimensional particle-tracking velocimetry measurement of turbulence statistics and energy budget in a backward-facing step flow. *J. Heat and Fluid Flow*, vol. 16 :p. 477–485, 1995.
- [Ke 07] Ke F., Liu Y., Chen H. Simultaneous flow visualization and wall-pressure measurement of the turbulent separated and reattaching flow over a backward-facing step. *Journal of Hydrodynamics Ser.B*, vol. 19(no. 2) :p. 180–187, 2007.
- [Kim85] Kim J., Moin P. The structure of the vorticity field in turbulent channel flow. Part 1. Analysis of instantaneous fields and statistical correlations. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 155 :p. 441–464, 1985.
- [Kim86] Kim J., Moin P. The structure of the vorticity field in turbulent channel flow. Part 2. Study of ensemble-averaged fields. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 162 :p. 339–363, 1986.
- [Kim89] Kim J. On the structure of pressure fluctuations in simulated turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 205 :p. 421–451, 1989.
- [Kiy83] Kiya M., Sasaki H. . Structure of a Turbulent separation bubble. *J. Fluid Mech.*, vol. 137 :p. 83–113, 1983.
- [Kiy85] Kiya M., Sasaki H. . Structure of large-scale vortices and unsteady reverse flow in the reattaching zone of a turbulent separation bubble. *J. Fluid Mech.*, vol. 154 :p. 463–491, 1985.
- [Kov70] Kovasznay L. S. G., Kibens V., Blackwelder R. F. Large-scale motion in the intermittent region of a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 41 :p. 283–325, 1970.

- [Kra08] Krajnovic S., Georgii J., Hemida H. DES of the flow around a High-speed train under the influence of wind gust. *7th International ERCOFTAC Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements*, June 2008.
- [Lac09] Lacarelle A., Faustmann T., Greenblatt D., Paschereit C. O., Lehmann O., Luchtenburg D. M., Noack B. R. Spatiotemporal Characterization of a Conical Swirler Flow Field Under Strong Forcing. *J. Eng. Gas Turbines Power*, vol. 131 :p. 031504, May 2009.
- [Lam10] Lamballais E., Silvestrini J., Laizet S. Direct numerical simulation of flow separation behind a rounded leading edge : Study of curvature effects. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 31 :p. 295–306, 2010.
- [Le 97] Le H., Moin P., Kim J. Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step. *J. Fluid Mech.*, vol. 330 :p. 349–374, 1997.
- [Lee01] Lee I., Sung H. J. Characteristics of wall pressure fluctuations in separated flows over a backward-facing step : Part II. Unsteady wavelet analysis. *Experiments in Fluids*, vol. 30 :p. 273–282, 2001.
- [Lee04] Lee I., Ahn S. K., Sung H. J. Three-dimensional coherent structure in a separated and reattaching flow over a backward-facing step. *Experiments in Fluids*, vol. 36 :p. 373–383, 2004.
- [Liu05] Liu Y. Z., Kang W., Sung H. J. Assessment of the organization of a turbulent separated and reattaching flow by measuring wall pressure fluctuations. *Experiments in Fluids*, vol. 38 :p. 485–493, 2005.
- [Liu08] Liu Y. Z., Ke F., Sung H. J. Unsteady separated and reattaching turbulent flow over a two-dimensional square rib. *Journal of Fluids and Structures*, vol. 24 :p. 366–381, 2008.
- [Lo 00] Lo S. H., Voke P. R., Rockliff N. J. Eddy Structures in a Simulated Low Reynolds Number Turbulent Boundary Layer. *Flow, Turbulence and Combustion*, vol. 64 :p. 1–28, 2000.
- [Man93] Manhart M., Wengle H. A spatiotemporal decomposition of a fully inhomogeneous turbulent flow field. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, vol. 5(no. 4-5) :p. 223–242, 1993.
- [Mar03] Martinuzzi R. J., Bailey S. C. C., Kopp G. A. Influence of wall proximity on vortex shedding from a square cylinder. *Experiments in Fluids*, vol. 34 :p. 585–596, 2003.
- [Mau01] Maurel S., Borée J., Lumley J. L. Extended proper orthogonal decomposition : Application to jet/vortex interaction. *J Flow Turbulence Combust*, vol. 67 :p. 125–136, 2001.

- [Men92] Menter F. R. Improved Two-Equation k - ω Turbulence Models for Aerodynamic Flows. *NASA Technical Memorandum*, 1992.
- [Men03] Menter F. R., Kuntz M., Langtry R. Ten years of industrial experience with the SST turbulence model. *4th Int. Symp. Turbulence, Heat and Mass Transfer*, 2003.
- [Men10] Menter F. R., Egorov Y. The Scale-Adaptive Simulation Method for Unsteady Turbulent Flow Predictions. Part 1 : Theory and Model Description. *Flow, Turbulence and Combustion*, vol. 85 :p. 113–138, 2010.
- [Mic04] Michard M., Favelier T. Développement d'un critère d'identification de structures tourbillonnaires adapté aux mesures de vitesse par PIV. *9ème Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser*, Septembre 2004.
- [Nag01] Naguib A. M., Wark C. E., Juckenhofel O. Stochastic estimation and flow sources associated with surface pressure events in a turbulent boundary layer. *Phys. Fluids*, vol. 13 :p. 2611, 2001.
- [Nag02] Naguib A., Hudy L., Humphreys W.M. Stochastic estimation and non-linear wall-pressure sources in a separating/reattaching flow. *Proceedings of the 2002 Fluids Engineering Division Summer Meeting*, 2002.
- [Nak96] Nakamura Y. . Vortex shedding from bluff bodies with splitter plates. *Journal of Fluids and Structure*, vol. 10 :p. 147–158, 1996.
- [Ngu10] Nguyen T. D., Wells J. C., Mokhasi P., Rempfer D. Proper orthogonal decomposition-based estimations of the flow field from particle image velocimetry wall-gradient measurements in the backward-facing step flow. *Meas. Sci. Technol.*, vol. 21, 2010.
- [Nie04] Nie J. H., Armaly B. F. Reverse flow regions in three-dimensional backward-facing step flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 47 :p. 4713–4720, 2004.
- [Per08] Perrin R., Braza M., Cid E., Cazin S., Thiele F., Borée J. Time Resolved Stereoscopic PIV measurements in the near wake of a circular cylinder at high Reynolds number. *14th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, July 2008.
- [Pio03] Piomelli U., Balaras E., Pasinato H., Squires K., Spalart P. R. The inner-outer layer interface in large-eddy simulations with wall-layer models. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, vol. 24 :p. 538–550, 2003.
- [Pri02] Price S. J., Sumner D., Smith J. G., Leong K., Paisoussis M. P. Flow visualization around a circular cylinder near to a plane wall. *Journal of Fluids and Structures*, vol. 16(no. 2) :p. 175–191, 2002.

- [Rhi83] Rhie C. M., Chow W. L. Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Airfoil with Trailing Edge Separation. *AIAA Journal*, vol. 21(no. 11), November 1983.
- [Rud86] Ruderich R., Fernholz H. H. . An experimental investigation of a turbulent shear flow with separation, reverse flow, and reattachment. *J. Fluid Mech.*, vol. 163 :p. 283–322, 1986.
- [Rui10] Ruiz T., Sicot C., Brizzi L. E., Borée J., Gervais Y. Pressure/velocity coupling induced by a near wall wake. *Experiments in Fluids*, vol. 49(no. 1), 2010.
- [Saa97] Saathoff P. J., Melbourne W. H. Effects of free-stream turbulence on surface pressure fluctuations in a separation bubble. *J. Fluid Mech.*, vol. 337 :p. 1–24, 1997.
- [Sch05] Schiestel R., Dejoan A. Towards a new partially integrated transport model for coarse grid and unsteady turbulent flow simulations. *Theoret. Comput. Fluid Dynamics*, vol. 18 :p. 443–468, 2005.
- [Shi10] Shi L. L., Liu Y. Z., Sung H. J. On the wake with and without vortex shedding suppression behind a two-dimensional square cylinder in proximity to a plane wall. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, vol. 98 :p. 492–503, 2010.
- [Shu08] Shur M. L., Spalart P. R., Strelets M. K., Travin A. K. A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modelled LES capabilities. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, vol. 29 :p. 1638–1649, 2008.
- [Sic11] Sicot C., Perrin R., Tran T. T., Borée J. Wall pressure and conditional flow structures in the reattachment region of the flow over a thick plate. *Seventh International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, July 2011.
- [Smi05] Smith T. R., Moehlis J., Holmes P. Low-Dimensional Modelling of Turbulence Using the Proper Orthogonal Decomposition : A Tutorial. *Non-linear Dynamics*, vol. 41 :p. 275–307, 2005.
- [Spa92] Spalart P. R., Allmaras S. R. A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows. *AIAA Paper*, pages p. 92–0439, 1992.
- [Spa97] Spalart P. R., Jou W. H., Stretlets M., Allmaras S. R. Comments on the Feasibility of LES for Wings and on the Hybrid RANS/LES Approach, Advances in DNS/LES. *Proceedings of the First AFOSR International Conference on DNS/LES*, 1997.
- [Spa01] Spazzini P. G., Iuso G., Onorato M., Zurlo N., Di Cicca G. M. Unsteady behavior of back-facing step flow. *Experiments in Fluids*, vol. 30 :p. 551–561, 2001.

- [Spa06] Spalart P. R., Deck S., Shur M. L., Squires K. D., Strelets M. Kh., Travin A. A New Version of Detached-eddy Simulation, Resistant to Ambiguous Grid Densities. *Theor. Comput. Fluid Dyn.*, vol. 20 :p. 181–195, 2006.
- [Spe98] Speziale C. G. Turbulence modeling for time-dependent RANS and VLES : a review. *AIAA Journal*, vol. 36(no. 2), 1998.
- [Suk00] Suksangpanomrung A., Djilali N., Moinat P. Large-eddy simulation of separated flow over a bluff rectangular plate. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 21 :p. 655–663, 2000.
- [Taf91] Tafti D. K., Vanka S. P. A three-dimensional numerical study of flow separation and reattachment on a blunt plate. *Phys. Fluids A*, vol. 3(no. 12) :p. 2887–2909, September 1991.
- [Ten10] Tenaud C., Fraigneau Y., Daru V. Numerical simulation of the turbulent detached flow around a thick flat plate. *Proceedings of the 6th Int. Conf. on Computational Fluid Dynamics*, July 2010.
- [Tho83] Thomas A. S. W., Bull M. K. On the role of wall-pressure fluctuations in deterministic motions in the turbulent boundary layer. *Journal of fluid mechanics*, vol. 128 :p. 283–322, 1983.
- [Tra00] Travin A., Shur M., Strelets M., Spalart P. R. Physical and Numerical Upgrades in the Detached-Eddy Simulation of Complex Turbulent Flows. *Fluid Mechanics and Its Applications*, vol. 65 :p. 239–254, 2000.
- [Tro07] Tropea C., Yarin A. L., Foss J. F. Analysis and Post-Processing of Data, Part D. *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*, pages p. 1370–1378, 2007.
- [Ver95] Versteeg H. K., Malalasekera W. An introduction to computational fluid dynamics : the finite volume method. *Longman Scientific and Technical*, 1995.
- [Vol01] Vollmers H. Detection of vortices and quantitative evaluation of their main parameters from experimental velocity data. *Meas. Sci. Technol.*, no. 12 :p. 1199, 2001.
- [Vol09] Volino R. J., Schultz M. P., Flack K. A. Turbulence structure in a boundary layer with two-dimensional roughness. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 635 :p. 75–101, 2009.
- [Wel67] Welch P. The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra : A method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*, vol. 15(no. 2), 1967.

- [Wen01] Wengle H., Huppertz A., Barwolff G., Janke G. The manipulated transitional backward-facing step flow : an experimental and direct numerical simulation investigation. *Eur. J. Mech. B - Fluids*, vol. 20 :p. 25–46, 2001.
- [Wil72] Willmarth W. W., Lu S. S. Structure of the Reynolds stress near the wall, *Journal of Fluid Mechanics. Journal of Fluid Mechanics*, vol. 55 :p. 65–92, 1972.
- [Wil75] Willmarth W. W. Pressure Fluctuations Beneath Turbulent Boundary Layers. *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 7 :p. 13–36, 1975.
- [Wil94] Wilcox D. C. Turbulence Modeling for CFD. *DCW Industries Inc.*, November 1994.
- [Yan01] Yang Z., Voke P. R. Large-eddy simulation of boundary-layer separation and transition at a change of surface curvature. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 439 :p. 305–333, 2001.
- [Yan09] Yang Z., Abdalla I. E. Effects of free-stream turbulence on a transitional separated-reattached flow over a flat plate with a sharp leading edge. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2009.
- [Zho99] Zhou J., Adrian R. J., Balachandar S., Kendall T. M. Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 387 :p. 353–396, 1999.