



Étude par vélocimétrie volumique d'un jet dans un écoulement transverse à faibles ratios de vitesses.

Tristan Cambonie

► To cite this version:

Tristan Cambonie. Étude par vélocimétrie volumique d'un jet dans un écoulement transverse à faibles ratios de vitesses.. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2012. Français. NNT : . pastel-00795587

HAL Id: pastel-00795587

<https://pastel.hal.science/pastel-00795587>

Submitted on 28 Feb 2013

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 DE DOCTORAT DE
L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

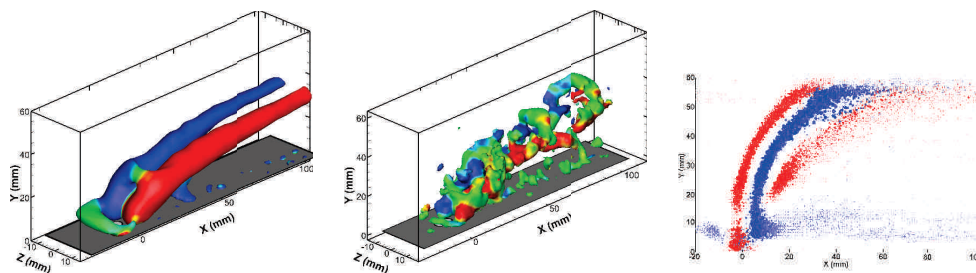
Spécialité :
Mécanique des fluides

École doctorale :
Sciences mécaniques, acoustique, électronique & robotique de Paris
(SMAER ED 391)

Présentée par
Tristan CAMBONIE

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Sujet de la thèse :
Étude par vélocimétrie volumique d'un jet dans un écoulement transverse à faibles ratios de vitesses.



Soutenue le 28 novembre 2012

devant le jury composé de :

M. Laurent DAVID	Rapporteur
M. Serge SIMOENS	Rapporteur
M. Eric GARNIER	Examineur
M. Francois LUSSEYRAN	Examineur
M. Maurice ROSSI	Examineur
M. Michel STANISLAS	Examineur
M. Jean-Luc AIDER	Directeur de thèse

Remerciements

Ma première pensée va à ceux qui ont eu la lourde tâche de lire ce manuscrit, et de suivre l'auteur dans son plan tortueux et ses chapitres sans fin. Merci donc à Laurent David et Serge Simoens, pour le soin et le sérieux apportés au travail important de lecture et de correction de ce manuscrit de thèse. Dans la foulée, il convient de remercier également messieurs Garnier, Lusseyrand, Rossi et Stanislas qui ont accepté de faire honneur à l'auteur de participer à son jury de soutenance.

Rien n'aurait été possible sans Jean-Luc, mon directeur de thèse : sans lui, cette thèse n'aurait jamais été la même, ni même été tout court. En plus de son expérience (indispensable), de son recul (indéniable), de ses conseils (souvent) avisés, et de ses idées (innombrables) dispensés durant cette thèse, il m'a permis d'en apprendre et de réfléchir beaucoup sur le métier de chercheur. Je le remercie pour tout cela.

J'aimerais chaleureusement remercier José-Eduardo Wesfreid de m'avoir si bien accueilli au sein de l'équipe *Instabilité, Contrôle et Turbulence*, et pour tout ce qu'il a fait pour ma thèse.

Mes remerciements les plus sincères également vont à Jean-Luc et Eduardo pour leur aide et leur soutien lors des démêlés juridiques rencontrés au cours de la thèse.

Je tiens également à remercier du fond du coeur tous les ITA du labos pour leur travail indispensable ! Sans vous le laboratoire ne tournerait pas !!

Merci donc à Alain, Guillaume, Daniel et Olivier, tous ces magiciens travaillant (ou ayant travaillé) à l'atelier sans qui les meilleures idées de manip' resteraient juste de l'encre sur du papier ou quelques bits dans un ordinateur. En particulier, merci à toi Guillaume pour toute l'aide que tu m'as apporté durant cette thèse. Sur plusieurs points essentiels, sans ton travail j'aurais été bien bloqué. Merci donc pour tout, pour ta disponibilité, tes qualités d'écoutes, et le sérieux dans ton investissement sur chacun des projets que nous avons développé ensemble.

Merci également à Thierry notre ingénieur de recherche et informaticien du laboratoire à ses heures. Et pardon de t'avoir sollicité toutes ces fois où il suffisait de redémarrer mon ordinateur. Frédérique et Amina sont nos deux fées au laboratoire. Je vous dis mille mercis pour votre bonne humeur, pour votre dévouement et votre efficacité sans faille. Vous donnez une âme à ce laboratoire.

Nicolas, bien que tu sois en thèse depuis plus d'un an maintenant, tu resteras néanmoins à jamais mon premier stagiaire. Je te remercie pour ton investissement, toutes ces heures de manip', et pour toutes ces conversations et réflexions qui ont résulté de notre cohabitation de co-bureau ! Je souhaite à notre premier article ensemble d'être enfin publié en 2013 !

Un grand merci à Philippe Petitjeans, notre directeur de laboratoire actuel, pour certains conseils très avisés et certaines prises de position qui m'ont bien aidé dans cette thèse.

Plus généralement je remercie tout le monde au PMMH pour avoir animé et fais vivre l'exceptionnel esprit de ce laboratoire, dans lequel il a été très agréable de travailler.

Last but not least, cette thèse est dédiée à tous ceux qui m'ont permis de trouver un équilibre, et de me créer à côté de tout ça une vie belle et heureuse :

A ma famille qui n'a jamais failli en matière de soutien, affectif comme matériel,

A mes amis,

Enfin et surtout, à ma douce Morgane, ma partenaire de vie et dame de mon coeur.

Notes aux lecteurs

En plus des éléments traditionnels généralement retrouvés en fin de manuscrit de thèse (tables des matières, listes des figures et des tables), deux annexes supplémentaires ont été rajoutées en fin de document afin de faciliter la lecture du manuscrit. Ces annexes sont conçues pour être imprimées à part.

Elles récapitulent sous forme de tables l'ensemble des paramètres expérimentaux et des conventions graphiques. Cette fiche devrait permettre de toujours pouvoir garder sous les yeux les conventions graphiques et les marqueurs utilisés pour les courbes.

Résumé

Cette thèse est consacrée à l'étude expérimentale d'un jet en interaction avec un écoulement transverse de paroi (Jet In Cross-Flow, JICF). L'écoulement est monophasique et isotherme. Le ratio des vitesses (VR) de jet et d'écoulement est bas, et le jet est affleurant à la paroi, avec des géométries d'injection diverses : circulaires, elliptiques, rectangulaires, et chevrons.

Cette étude a été réalisée en canal hydraulique à l'aide d'une méthode de vélocimétrie volumique optique (V3V) qui permet la mesure instantanée des 3 composantes du champ de vitesses, et l'ensemble du processus expérimental a été optimisé. La physique du JICF est analysée à l'aide des champs moyen et instantané, de statistiques et du suivi spatial de structure tourbillonnaire cohérentes. L'influence du VR sur la topologie d'écoulement est étudiée, et met en évidence l'existence d'une transition de soufflage à très bas ratios de vitesse. Nous étudions en détail les trajectoires et l'évolution des intensités tourbillonnaires des vortex composant le JICF, et un nouveau scaling de trajectoire est proposé. Les outils développés pour l'analyse du JICF rond ont été appliqués aux JICF non circulaires. La géométrie d'injection chevron conserve à la fois une intensité tourbillonnaire élevée et une trajectoire basse de jet, maximisant ainsi l'effet sur la couche limite. L'ensemble de ces résultats permettent une meilleure connaissance des jets transverses à bas VR, et seront très utiles pour la conception d'expériences de contrôle d'écoulement, en apportant des critères quantitatifs pour choisir les bons paramètres physiques et géométriques définissant les générateurs de vortex fluidiques.

Mot-clés : Jet transverse à bas ratios de vitesses, couche limite, optimisation de la mesure par vélocimétrie volumique, structure tourbillonnaires 3D instantanées et moyennes, transition topologique, trajectoire et intensité tourbillonnaire de la paire de tourbillons contra-rotatifs

Abstract

This thesis is dedicated to the experimental study of a Jet In Cross-Flow (JICF). The flow is monophasic and isothermal. The velocity ratio (VR) between jet and cross-flow velocities is low ($0.15 < VR < 3$), and the jet exit is flush at the wall. Diverse jet geometries are considered : circular, elliptic, rectangular, and winglet.

This study was realized in hydraulic channel using a new optical velocimetry method (V3V) which provides accurate measurements of the 3 components of the instantaneous velocity field. The whole experimental process was optimized. The physics of the JICF is investigated by means of the average and instantaneous fields, through their statistics and using a spatial follow-up of the main vortical structures.

The influence of the VR on the flow topology is analyzed, and highlights the existence of a blowing transition at very low velocity ratio. We study in detail the trajectories swirling intensities of the main vertical structures, and a new scaling of trajectories, taking into account the boundary layer, is proposed.

These results facilitate the interpretation of the elliptic and rectangular, straight and skewed JICF physics. The study of the half-winglet geometry allowed for an analysis of the winglet configuration, and a better comprehension of their effects on the boundary layer. All these results allows for a better understanding of the jet in cross-flow physic at low velocity ratios. They should also be useful for flow control experiments, by providing quantitative criteria to choose the relevant physical and geometrical parameters for vortex generators design.

Keywords : Jet in crossflow at low velocity ratios, boundary layer, optimization of volumetric velocimetry measurements , 3D mean and instantaneous vortical structures, topological transition, trajectory and swirling strength of the counter-rotating vortex pair.

Table des matières

Table des matières	1
1 Introduction	7
I Montage expérimental et moyens de mesure	11
2 Dispositif expérimental	13
2.1 Le canal hydrodynamique.	13
2.2 Plaque plane	15
2.3 Boîtier d'injection pour la génération de jets continus	17
2.4 Laser	18
2.5 Autres capteurs et actionneurs présents sur le montage.	18
2.6 Etalonnage du canal	20
3 Vélocimétrie volumique 3 composantes V3V	23
3.1 Vélocimétrie optique : du 2D2C au 3D3C	23
3.2 Caractéristique générale du système V3V	25
3.3 Calibration de la V3V	25
3.4 Preprocessing des images brutes	27
3.5 Processing des données V3V	28
3.6 Paramètres de processing	34
3.7 Incertitudes de mesure V3V	35
3.8 La V3V en quelques chiffres	35
II Optimisation du dispositif expérimental et des mesures V3V	37
3.9 Introduction	39
4 Optimisations du dispositif expérimental, de l'ensemencement et de l'illumination du volume de mesure	41
4.1 Dispositif expérimental	41
4.2 Ensemencement	41
4.3 Illumination	44
5 Optimisation de la concentration en particules	49
5.1 Existence d'un écrantage optique	49
5.2 Définition des différentes concentrations utilisées	52
5.3 Relation entre C_m et les concentrations C_{P2D} , C_{P3D} et C_{V3D}	54
5.4 Régimes de C_m	56
5.5 Relation entre C_{V3D} et C_{P2D}	59
5.6 Relation entre C_{V3D} , pourcentage de couverture des champs interpolés et C_{P2D} .	60

5.7	Exemple d'application pratique	61
5.8	Choix du déplacement optimal	63
5.9	Conclusion	64
III Traitement des données : Méthodes numériques		67
6	Outils de visualisation et de détection des structures	69
6.1	Contexte	69
6.2	Problématique du JICF	69
6.3	Comment définir un tourbillon ?	70
6.4	Critère λ_{Ci}	71
6.5	Autres outils classiques de visualisations de champs vectoriels : Forces et faiblesses.	74
7	Traitement des champs instantanés	77
7.1	Détection de structures	78
7.2	Concaténation de l'instantané et statistiques instantanées	80
7.3	Traitement dans le plan de symétrie	81
7.4	Plan de symétrie : HSV	82
7.5	Plan de symétrie : BDR	83
7.6	Plan de symétrie : LEV et TEV	83
7.7	Plans transversaux à X constant	87
8	Traitement des champs moyens	91
8.1	Le tourbillon en fer à cheval ou <i>Horse Shoe Vortex</i> (HSV)	91
8.2	La bulle de recirculation (BdR)	91
8.3	La paire de tourbillon contra-rotatifs	92
8.4	Les zones de vitesse verticales positive (Outflow) et négative (Inflow)	92
8.5	Les couches de cisaillement amont et aval (CC)	93
9	Traitement en moyennes conditionnelles	97
9.1	Moyenne de phase globale	98
9.2	Moyenne locale des états	102
9.3	Vue synthétique des méthodes et traitements utilisés	102
IV Topologies du jet rond transverse		105
10	Introduction	107
10.1	Objectifs du chapitre	107
11	Etat de l'art du jet rond transverse.	
	Une configuration simple pour un écoulement complexe	109
11.1	Orientation spatiale et origine	109
11.2	Paramètres d'écoulement	110
11.3	Du champ proche au champ lointain	111
11.4	Discussions abordées dans ce chapitre	111
11.5	La topologie classique du JICF	112
11.6	La paire de tourbillons contra-rotatifs	114
11.7	Les vortex des couches cisailées amont et aval	115
11.8	Les tourbillons d'écoulement de jonction	116
11.9	Les vortex de sillage et de paroi	118
11.10	DSSNV	118

11.11	La bulle de recirculation	120
11.12	Bas ratios de vitesses et transitions topologiques dans la littérature	120
11.13	Idées reçues	123
11.14	Bilan et ouverture	123
11.15	Synthèse bibliographique	123
12	Structures cohérentes en champ moyen	131
12.1	Introduction	131
12.2	Une pénétration du jet dans l'écoulement	131
12.3	Un obstacle	132
12.4	Structures tourbillonnaires du champs moyens et leurs effets	134
12.5	Influence du ratio de vitesse	140
12.6	Vers l'instantané...	143
13	Structures cohérentes en champs instantanés	145
13.1	Introduction	145
13.2	Topologie instantanée à $VR=1.71$	145
13.3	Anneaux ou en boucles tourbillonnaire	149
13.4	Topologie instantanée à $VR=1.39$	154
13.5	Topologie instantanée pour $VR=0.90$	163
13.6	Topologie pour de très bas ratios de vitesses ($VR=0.16$)	169
13.7	Conclusion de l'étude des structures instantanées du JICF à $VR=1.71, 1.39, 0.90$ et 0.16	173
14	Discussions	175
14.1	Le CRVP, une structure moyenne ou instantanée ?	175
14.2	Distributions spatiales des structures instantanées dans le plan de symétrie du jet	179
14.3	Trajectoires de CRVP instantané	188
14.4	Origine des CRVP	195
14.5	Retour sur les topologies du début	200
15	Conclusion	205
15.1	Topologie moyenne	205
15.2	Topologie instantanée	206
15.3	Discussions	208
V	Étude quantitative du jet rond transverse.	211
16	Méthode	213
16.1	Montage expérimental et paramètres étudiés	213
16.2	Problème rencontré	213
16.3	Conventions graphiques	215
17	Trajectoires moyennes	217
17.1	Définition de la trajectoire de jet	217
17.2	Scaling de trajectoire de jet	219
17.3	Définition de la trajectoire de CRVP	220
17.4	Configurations employées	222
17.5	Définition et pertinence du ratio de quantité de mouvement $\mathbf{r_m}$	223
17.6	Influence des différents paramètres expérimentaux sur les trajectoires de CVP . .	225
17.7	Évaluation quantitative de l'efficacité d'un scaling	227
17.8	Scaling de trajectoires de CRVP	229

17.9 Trajectoires de CRVP instantané	237
18 Études des couches cisailées amont et aval	243
18.1 Introduction	243
18.2 Méthodologie de traitement	243
18.3 Trajectoires moyennes de jet	244
18.4 Nombre de structures instantanées des nuages de LEVs / TEVs	246
18.5 Dispersion des nuages de LEVs / TEVs	248
18.6 Intensité tourbillonnaire moyenne des structures instantanées des nuages de LEVs / TEVs	250
18.7 Vitesses de déplacement des structures tourbillonnaires	252
18.8 Longueur <i>d'onde</i> caractéristique entre deux structures consécutives de couche cisailée	254
18.9 Fréquence caractéristique de passage entre deux structures consécutives de couche cisailée	255
19 Intensité tourbillonnaire des CRVP	259
19.1 Influence qualitative des principaux paramètres	260
19.2 Scaling de l'intensité tourbillonnaire des CRVP	260
19.3 Fit d'une loi de décroissance	263
19.4 Intensité tourbillonnaire des structures instantanées	264
19.5 Relation entre intensités tourbillonnaires moyennes et instantanées.	268
20 Caractérisation des zones d'outflow	271
20.1 Influence qualitative des principaux paramètres	271
20.2 Comparaison des différents scaling possibles	272
21 Étude statistique dans le plan de symétrie du tourbillon en fer à cheval	275
21.1 Caractéristiques statistiques du HSV	276
22 Étude statistique dans le plan de symétrie des tourbillons de la bulle de recirculation	281
22.1 Caractéristiques statistiques du nuage de la BDR	282
23 Conclusions	285
23.1 Trajectoires du jet transverse	285
23.2 Étude statistique des nuages de couche cisailées amont et aval	287
23.3 Intensité tourbillonnaire du CRVP It_{CRVP} et vitesse d'outflow	288
23.4 Études statistiques dans le plan de symétrie du tourbillon en fer à cheval et des tourbillons de bulle de recirculation	289
VI Jets transverses solitaires à géométries diverses de section de sortie	291
24 Présentation des géométries étudiées	293
24.1 Introduction	293
24.2 Définitions et conventions	294
24.3 Géométries et paramètres étudiés	294
25 Déformation de la géométrie circulaire :	
Jets transverses solitaires elliptiques et rectangulaires.	299
25.1 Introduction	299
25.2 Conventions graphiques	300

25.3	Champ moyen : considérations topologiques	300
25.4	Trajectoire des CRVP	305
25.5	Intensité tourbillonnaire des CRVP en champs moyen	309
25.6	Vitesse vertical en outflow	312
25.7	Intensité tourbillonnaire des structures instantanées et intensité de cisaillement des couches cisillées amont et aval	314
25.8	Conclusion	315
26	Jets rectangulaires à conduit d'injection penché.	321
26.1	Introduction	321
26.2	État de l'art	322
26.3	Reconstruction des champs centré et décalé, et problèmes expérimentaux	325
26.4	Conventions graphiques	326
26.5	Champ moyen : considérations topologiques	327
26.6	Trajectoire des CRVP	332
26.7	Distance entre branches négative et positive λ_{CRVP}	338
26.8	Intensité tourbillonnaire des CRVP en champs moyen	340
26.9	Vitesse vertical en outflow	345
26.10	Conclusion	347
27	VG	351
27.1	Introduction	351
27.2	Géométries présentées	351
27.3	Configurations expérimentales n° 46 à 49	352
27.4	Configurations expérimentales n° 50 à 54	357
27.5	Conclusion	363
VI	Conclusion	365
27.6	Dimensions géométriques de la plaque plane et du boîtier d'injection	372
28	Tables récapitulatives des paramètres expérimentaux.	375
	Bibliographie	383

Chapitre 1

Introduction

L'écoulement de jet dans un courant transversal

L'écoulement de jet dans un courant transversal, que l'on désignera également dans le reste du manuscrit comme **JICF** acronyme de **Jet in Cross-Flow**, est une configuration d'écoulement fondamental ayant rapport avec une très large variété d'applications industrielles et fréquemment rencontrée en milieux naturels tels que panaches de cheminée, fumerolles volcaniques, geysers sous-marins, système de refroidissement de moteurs ou de turbines par films froids générés par des jets, système de contrôle pour aircrafts V/STOL, mélange carburant/comburant dans les chambres d'injections, dispersion de polluants. Cet écoulement a ainsi été l'objet d'un grand nombre d'études depuis plusieurs décennies. Deux excellentes revues de Margason [1] et Karagozian [2] offrent un bon aperçu du travail effectué depuis 70 ans sur ce sujet.

En raison de la variété des applications pratiques les recherches effectuées sur le JICF couvrent des axes de recherche très différents :

- La disposition du jet par rapport à l'écoulement transverse peut être séparée en deux configurations distinctes :
Le jet peut être issu d'un conduit surélevé, d'une cheminée qui débouche dans l'écoulement transverse loin de toute paroi.
Ou bien il peut être issu d'une configuration rasante par rapport à un écoulement de paroi.
- Les écoulements de jet et de courant transverse peuvent être constitués de fluides différents. Les différences de densité peuvent alors être la source de phénomènes propres de flottabilité. Les axes de recherche se focalisent souvent sur le mélange de ces deux espèces et sur les transferts de matière. Par exemple, c'est un cas fréquemment rencontré en génie des procédés lors du mélange de constituants différents.
- Les températures de jet et de courant peuvent également différer. Toute la physique des transferts de chaleur entre jet et courant est alors au cœur de ce type de recherche dont les applications principales touchent au refroidissement de parois chaudes à l'aide de films froids.
- Enfin certaines applications peuvent mélanger plusieurs de ces aspects et se révéler avoir des conséquences qui nous touchent tous. En 2010, l'éruption du volcan islandais Eyjafjöll a propagé un panache de fumées et de cendres dont la dispersion a bloqué pendant plusieurs jours toute une partie du trafic aérien européen.

Cette thèse est consacrée à l'étude d'un écoulement de jet transverse, rasant, monophasique, isotherme, et de géométries d'injection circulaires, elliptiques et rectangulaires. Cette configuration permet de découpler les effets de températures d'une part et les effets de

différence de densité d'autre part, et permet d'étudier les seuls aspects hydrodynamiques de la physique du JICF. En raison du caractère hautement tridimensionnel et instationnaire du JICF, et de la présence de ses nombreuses structures tourbillonnaires intriquées et interdépendantes, cet écoulement continue de soulever de nombreuses questions théoriques. Son étude, tant expérimentale que numérique, reste difficile si l'on veut avoir accès à la dynamique 3D instantanée de l'écoulement. Malgré les années, le jet transverse est toujours un sujet d'étude actif pour de nombreuses équipes de recherche internationales [3, 4, 2] et française [5, 6, 7, 8, 9, 10, 11]. La géométrie circulaire correspond à la configuration canonique, la plus étudiée et fera office de configuration de référence tandis que les configurations elliptiques et rectangulaires permettront d'étudier les différences introduites par une déformation de la géométrie d'injection.

Le développement ces dernières années de nouvelles méthodes de vélocimétrie optique volumique offre la possibilité d'une mesure à la fois globale et instantanée. Ceci permet une étude des états stationnaires et des dynamiques instationnaires des couplages hydrodynamiques entre les structures tourbillonnaires tridimensionnelles. L'objectif de cette thèse est précisément d'utiliser un système de vélocimétrie volumique pour caractériser les structures instantanées et moyenne du JICF.

Le contrôle d'écoulement

Le choix de cette configuration d'écoulement, un JICF monophasique isotherme, n'a cependant pas été uniquement motivé par les challenges expérimentaux et théoriques que posent la compréhension de la physique du JICF. Ce sujet s'inscrit également dans une autre des thématiques de l'équipe Instabilités, Contrôle et Turbulence (ICT) du PMMH qui a fortement motivé cette étude : le contrôle d'écoulement à l'aide de générateurs de vortex [12, 13, 14, 15, 16].

Dans un contexte où l'efficacité énergétique devient un axe qualité essentiel pour de nombreux industriels, le contrôle d'écoulement s'impose de plus en plus comme un domaine de recherche actif pour l'industrie.

Cette perspective n'est pas nouvelle. Ce domaine a été longtemps alimenté par la recherche aéronautique et spatiale, et a vu se développer une multiplicité de stratégie de contrôle parmi lesquels les *générateurs de vortex*. On désigne par générateur de vortex, ou *Vortex Generator* (VG), tout dispositif actif ou passif, solide ou fluide, qui introduit de la vorticité longitudinale dans un écoulement sous la forme de tourbillons co ou contra-rotatifs.

Or la caractéristique topologique la plus marquante JICF est le développement en champs moyen d'une paire de tourbillons contra-rotatifs forts et persistants longtemps en aval de l'injection du jet. Le JICF peut donc être considéré comme un générateur de vortex.

Bien que les générateurs de vortex aient été étudiés dès la fin des années 40 (Taylor 1948), cette configuration d'écoulement s'est vue popularisée depuis une vingtaine d'année après que plusieurs équipes aient redécouvert et souligné le potentiel des vortex longitudinaux contra-rotatifs dans la perspective du contrôle de couche limite et du contrôle de la séparation d'écoulements décollés. Ces dernières années la conjonction de la crise énergétique et environnementale a servi de déclencheur et permis le développement de nombreuses innovations technologiques (tels que les MEMS [17]) qui ouvre de nouvelles perspectives pour le contrôle d'écoulement.

L'effet d'un ou plusieurs générateurs de vortex sur une couche limite est de perturber la répartition en quantité de mouvement de la couche limite. Les vitesses verticales positives remontent les couches de fluide initialement proches de la paroi (transportant donc une faible quantité de mouvement) vers les zones hautes de la couche limite. Les vitesses verticales négatives abaissent des couches de fluide rapides qui injectent de l'énergie et de la quantité de mouvement en proche paroi. A travers le rapport des vitesses verticales positives et négatives un transfert d'énergie

s'exerce donc qui affecte la couche limite et permet de favoriser ou retarder sa transition à la turbulence ou son décollement [16].

Si l'effet des générateurs de vortex est connu depuis longtemps, de nombreuses zones d'ombre persistent concernant les phénomènes physiques qui président à la génération même des vortex et gouvernent leur efficacité énergétique.

Ainsi, bien souvent leur mise en œuvre reste soumise à de longues, systématiques et coûteuses études paramétriques dans l'optique de rassembler les connaissances empiriques afin de déterminer les paramètres pertinents au dimensionnement de générateurs de vortex optimaux.

Le but du présent travail est donc également de permettre une meilleure compréhension des phénomènes physiques de l'actionneur lui-même pour des géométries d'injection classiquement utilisées en contrôle d'écoulement : section de sortie, longueur d'injection, angles d'injection, géométrie de type chevrons...

Plan général du manuscrit

Cette thèse comporte six parties :

- La première partie décrit le dispositif expérimental utilisé lors de cette étude ainsi que la méthode optique de vélocimétrie volumique employée (V3V).
- La seconde partie présente les optimisations du dispositif expérimental et de la mesure V3V qui ont été nécessaires à l'obtention de champs 3D instantanés de vitesses avec la résolution la plus fine possible.
- La troisième partie rassemble les méthodes numériques de traitement des données qui ont été employées pour l'analyse de nos résultats.
- La quatrième partie est consacrée à l'étude des champs de vitesses et des structures cohérentes instantanées et moyennes du jet rond transverse. Nos résultats sont mis en regard avec la littérature afin de discuter les topologies instantanées et moyennes du jet rond transverse.
- La cinquième partie est dédiée à une analyse quantitative des structures tourbillonnaires cohérentes du JICF et confirme quantitativement certains des résultats obtenus dans la partie n° 4. En envisageant le JICF comme un générateur de vortex, elle permet de faire le lien avec la sixième partie.
- La sixième partie poursuit dans cette perspective "*générateurs de vortex*" et étudie d'une part les effets sur la paire de tourbillons contra-rotatifs d'une modification de la géométrie de sortie du jet, de l'introduction d'un ou plusieurs angles d'injection du jet dans l'écoulement transverse par rapport à la verticale d'autre part.
- Enfin, ce mémoire s'achève par une synthèse des différents résultats obtenus au cours de cette étude. Les perspectives et les différents axes de recherches futures sont évoqués dans cette dernière partie.

Première partie

Montage expérimental et moyens de mesure

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Dans cette partie, nous exposons le dispositif expérimental ayant servi à réaliser nos expériences ainsi que les méthodes de mesure utilisées.

2.1 Le canal hydrodynamique.

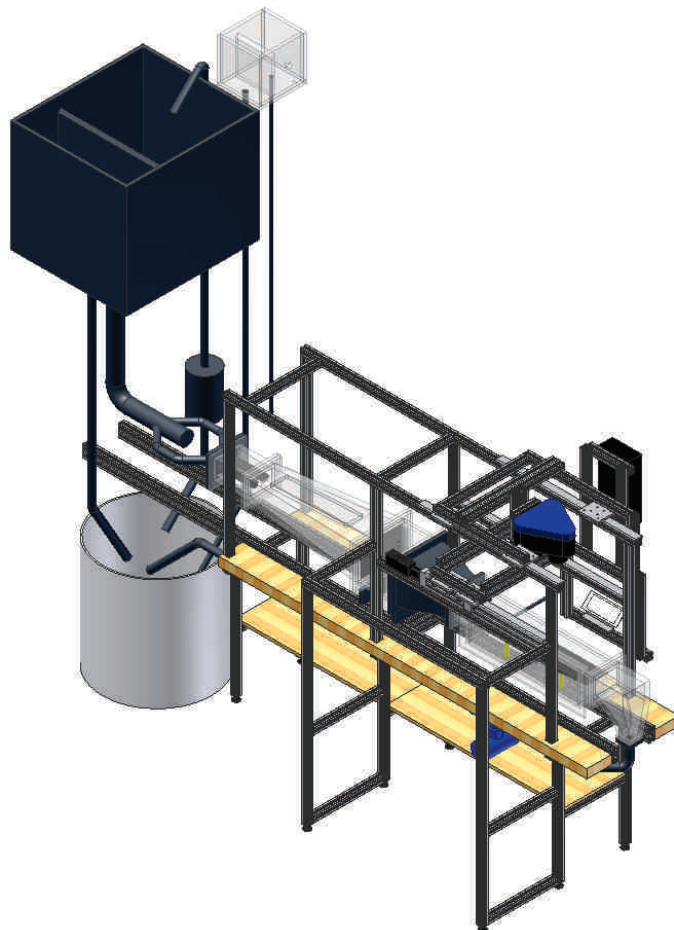


Figure 2.1: *Modélisation de l'ensemble du dispositif expérimental.*

Les résultats présentés dans cette thèse ont été obtenus dans le canal Görtler du laboratoire PMMH (Modélisé dans la figure 2.1).

La mise en mouvement de l'écoulement est obtenu par gravité. Une différence de pression est établie entre le réservoir supérieur, où un déversoir assure un niveau d'eau constant, et une cuve au niveau du sol. Ceci permet d'éviter toutes les perturbations que pourrait introduire une pompe. La différence de pression totale ΔP ainsi obtenu est de 0.3 bars correspondant.

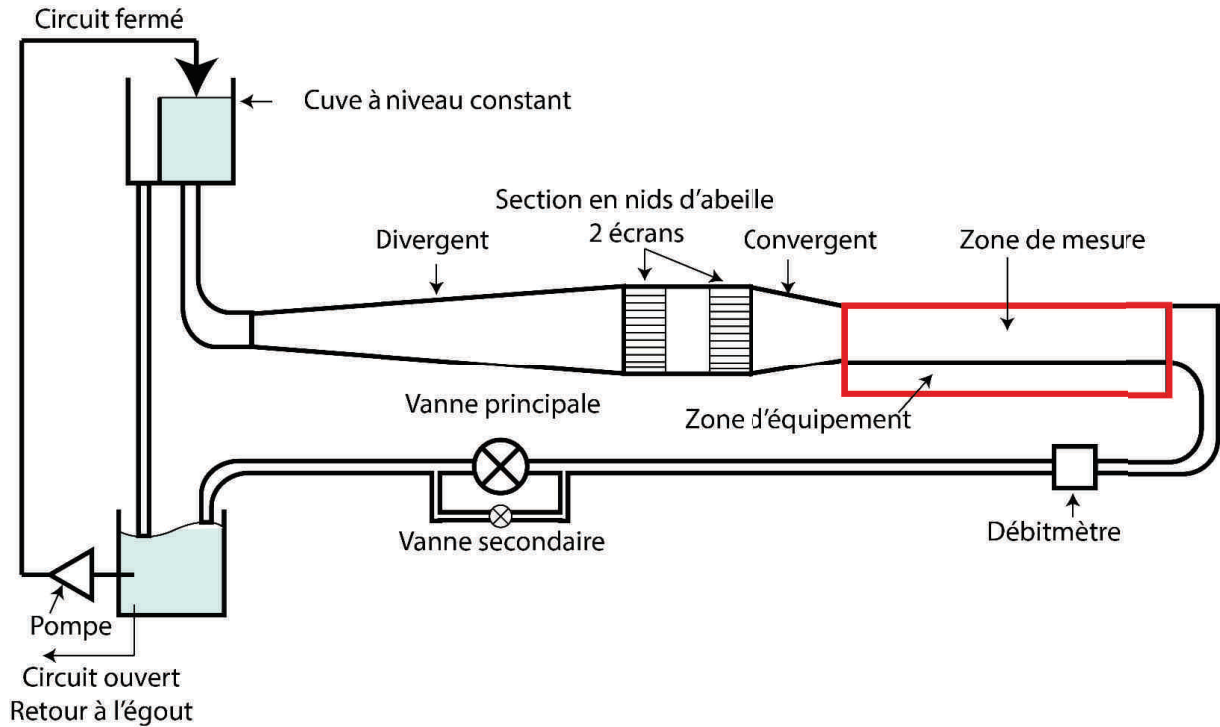


Figure 2.2: Schéma du canal hydraulique.

La première partie du canal, appelée caisson d'homogénéisation, est constituée d'un long divergent, de deux nids d'abeille et d'un convergent court (figures 2.1, 2.2 et 2.3). L'objectif est dans un premier temps de ralentir l'écoulement. Les nids d'abeille servent ensuite à casser les grandes structures tourbillonnaires qui se créent à la sortie du tuyau d'injection dans le divergent, et à régulariser l'écoulement pour enfin récupérer un profil de vitesse propre en sortie du convergent.

En seconde partie se trouve la zone d'essai qui a une section de $15\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 80\text{ cm}$ (figures 2.2 et 27.10 pages 14 et 373 en annexe.). Sous cette zone se trouve la zone technique immergée qui sert à installer tout équipement pouvant supporter une immersion. Nous y faisons passer les tuyaux d'injection du jet à partir du presse-étoupe, une ouverture étanche pratiquée dans la paroi du canal, jusqu'au système de génération des jets.

À la suite de cette section de test, un coude renvoie le fluide vers le circuit de sortie qui contient un débitmètre électromagnétique et les vannes de régulation du débit. Une vanne principale sert à régler grossièrement le débit du canal tandis qu'une dérivation sur laquelle se trouve une électrovanne plus petite permet un réglage plus fin du débit.

Le fluide arrive enfin dans la cuve du bas où une pompe le renvoie dans la cuve du haut (figures 2.1 et 2.2). Les vitesses maximales obtenues à l'entrée de la zone de test sont d'environ 0.22 m.s^{-1} .

Un des points forts de cette installation est l'accessibilité optique disponible pour les techniques de visualisation et de vélocimétrie optique. En effet l'intégralité des parois est transparente et constituée d'Altuglas optique permettant des observations très propres, mêmes avec des angles d'incidence des caméras importants. Ce dernier point est particulièrement important dans le cas

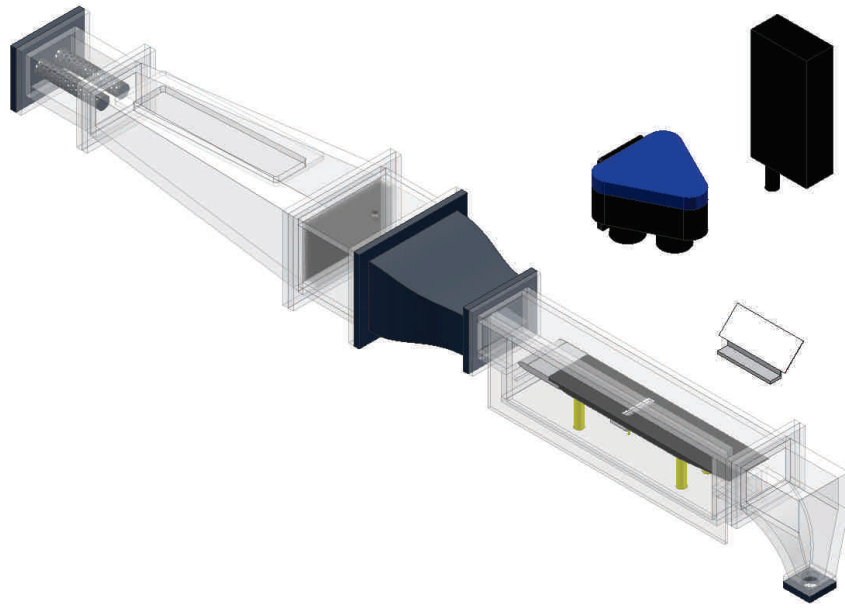


Figure 2.3: *Vue expurgée de la modélisation du canal hydraulique, de la V3V en bleu, de la tête du laser et du miroir assurant la génération du volume laser. L'organisation du système de mesure est similaire à celle présentée dans la figure 2.5a. On y retrouve également les éléments présentés dans la figure 2.2.*

de méthodes de vélocimétrie optique à plusieurs caméras comme la stéréo-PIV ou la V3V. Un autre point fort de ce montage est sa modularité (figure 2.1).

- La zone technique et ses multiples accès permettent de faire évoluer facilement la géométrie du canal et de l'écoulement étudié.
- La structure dense de Norcan© qui encadre le canal permet une grande souplesse d'installation des caméras et des laser et de passer facilement d'une configuration à une autre.
- Enfin, un moteur couplé à une vis sans fin et un rail autorise un déplacement contrôlé le long de la direction longitudinale du canal sans lequel de nombreuses expériences n'auraient pas pu être réalisées.

2.2 Plaque plane

A l'intérieur de la zone d'essai, est installée une plaque plane de 20 mm d'épaisseur (figures 2.4a et b), avec un bord d'attaque à profil NACA symétrique 00020. Elle est surélevée de 15 mm¹ par rapport au niveau de sortie du divergent (figures 2.2 et 2.3 pages 14 et 15) afin que les éléments les plus lourds portés par la couche limite en sortie du convergent, les gros agrégats de particules, et les perturbations tourbillonnaires dues à l'encrassement inévitable des rayons des nids d'abeille les plus bas soient évacués dans la zone technique. On obtient ainsi une couche limite propre et maîtrisée se développant sur la plaque plane.

1. Des mesures de PIV 2D et des visualisations (non présentées ici) ont été réalisés auparavant au niveau du bord d'attaque, afin de s'assurer que cette hauteur soit suffisante pour éviter un blocage trop important de la veine de mesure et afin d'être certain qu'aucun phénomène ne perturbe la création et le développement de la couche limite.

Une ouverture est pratiquée dans la plaque plane à 380 mm en aval du bord d'attaque. Y est encastré le système d'injection du jet (figures 2.4b et 2.6a et d). Pour choisir cette distance de 380 mm, une qualification de la couche limite a été réalisée au préalable sur la plaque plane à l'aide de PIV 2D avant de pratiquer l'ouverture d'encastrement du système d'injection.

En amont des jets, nous avons vérifié que la couche limite est bien établie, et mesure au minimum 10 mm pour les plus hauts débits. L'objectif était d'avoir au moins 10 points de mesure pour caractériser le profil de la couche limite.

La plaque plane a été peinte en noir de manière à minimiser les réflexions, augmenter le contraste et permettre la meilleure observation possible de la zone de proche paroi. L'ensemble des dimensions sont présentées dans la figure 27.11 page 374 en annexe.

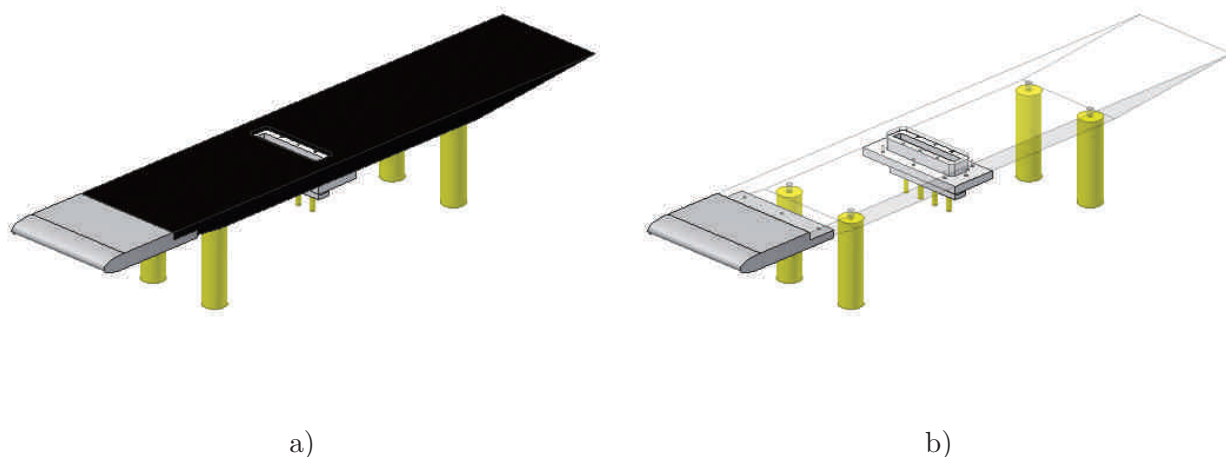


Figure 2.4: Plaque plane. a) Vue réaliste. La plaque plane est peinte en noir. b) Plaque plane rendue transparente afin de voir la chambre d'injection des jets.

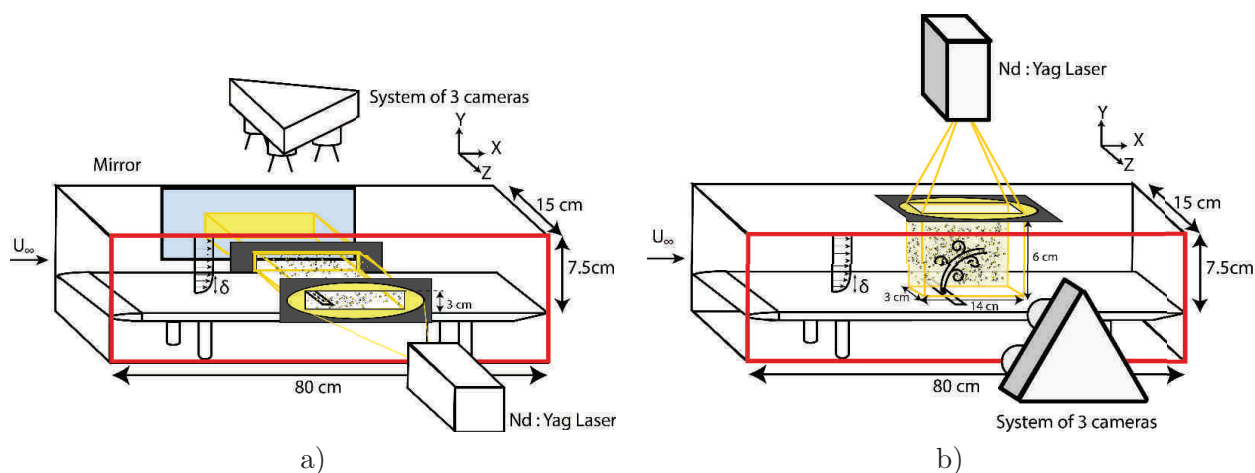


Figure 2.5: Schéma simplifié du dispositif expérimental limité à la zone d'essai. La plaque plane est placée dans la zone de test du canal hydrodynamique (le cadre rouge coïncide avec celui de la figure 2.2 page 14). a) Montage avec les caméras au-dessus du canal. b) Montage avec les caméras sur le côté du canal.

2.3 Boitier d'injection pour la génération de jets continus

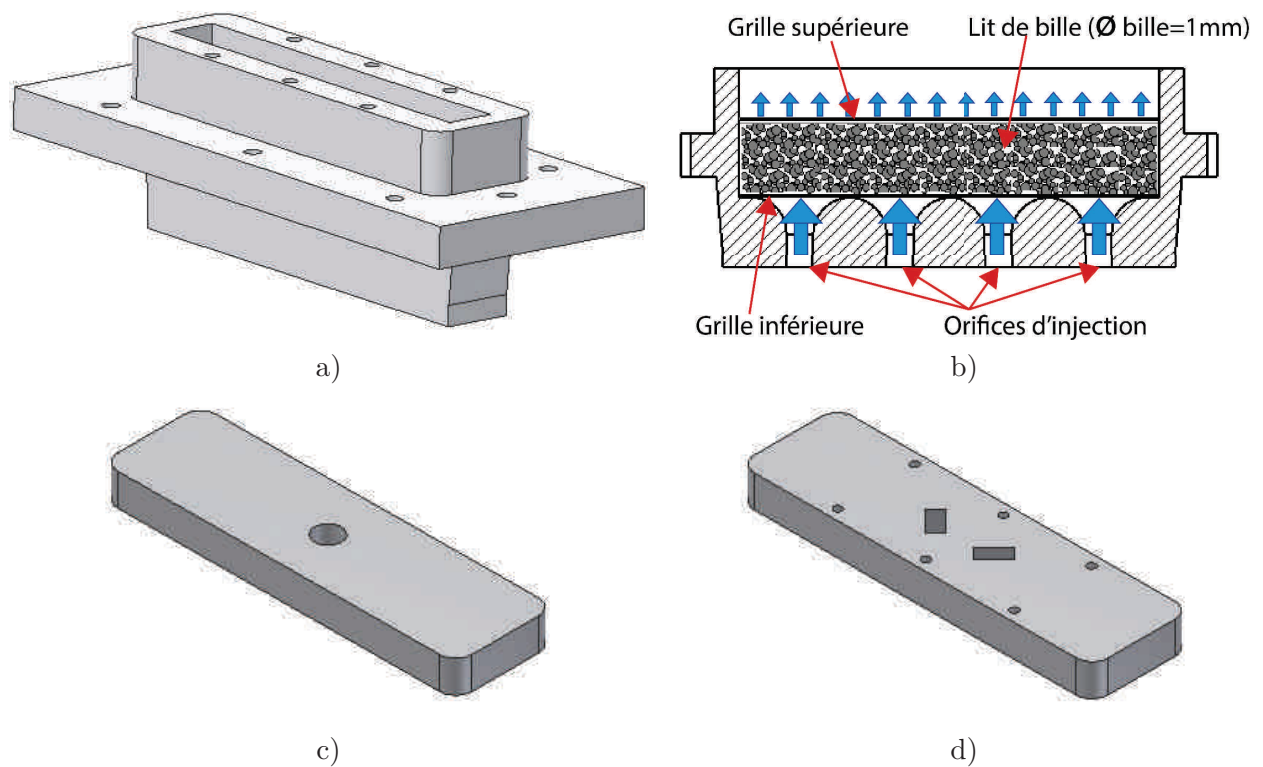


Figure 2.6: a) Schéma du boîtier d'injection des jets. b) Schéma en coupe transversale du boîtier d'injection. Positionnement des grilles inférieure et supérieure et du lit de billes. Les dimensions sont indiquées dans la figure 27.11 page 374 en annexe. c)&d) Schémas de plaquettes qui viennent couvrir la chambre d'injection. c) Plaquette vue du dessus. Géométrie de jet rond. d) Plaquette vue du dessous. Géométrie de type chevron. Les 6 trous circulaires sont utilisées pour visser la plaquette au boîtier d'injection. Dans ces schémas, l'orientation est défini en fonction de l'écoulement du JICF. La direction Z ne correspond donc pas nécessairement à l'axe optique du système V3V.

La figure 2.6a présente la boîtier d'injection des jets qui vient s'encastrent dans la plaque plane. Autour de la partie encastrée, un rebord où se trouve les passages des vis permettant de visser le boîtier d'injection à la plaque plane, sert d'aplat afin de garantir un parallélisme entre les surfaces du haut du boîtier d'injection et de la plaque plane.

Le fluide est amené dans le boîtier d'injection par 4 arrivées et débouche dans la chambre d'injection (Voir la vue de dessus et la vue en coupe dans la figure 27.11 page 374 en annexe). Il traverse un lit de billes (diamètre des billes $\varnothing = 1 \text{ mm}$) de 25 mm d'épaisseur pris entre deux grilles qui sert de milieu poreux afin d'homogénéiser le profil de vitesse sur l'ensemble de la chambre d'injection (figure 2.6b).

Le boîtier d'injection est conçu pour que l'on puisse le refermer en vissant dessus des plaquettes (figures 2.6c 2.6d). L'étanchéité est garantie par la présence de joint siliconé et vérifiée à chaque changement de plaquette.

L'avantage de ce système de boîtier d'injection et de plaquettes est sa modularité. Il est très facile de faire varier la géométrie de section de sortie des jets (figures 2.6c et d), tout comme l'épaisseur de la plaquette, afin de pouvoir faire varier la longueur du conduit d'injection du jet. Les plaquettes ont été fabriquées dans l'atelier du laboratoire pour les configurations de jets ronds, ou à l'aide de stéréolithographie pour les géométries plus complexes ou présentant des

angles d'injection. Les arêtes des conduits d'injection sont vives. La surface des plaquettes est elle aussi peinte en noire.

2.4 Laser

L'éclairage volumique est généré à l'aide d'un laser pulsé Nd :Yag 200 mJ (Quantel) et de deux lentilles semi-cylindriques disposées perpendiculairement l'une par rapport à l'autre. L'uniformité de l'éclairage dépend essentiellement de la qualité de l'éclairage volumique et de l'épaisseur de volume éclairé. Le laser émet un faisceau gaussien qui est transformé à l'aide des deux lentilles en un volume d'éclairage laser qui conserve ses caractéristiques gaussiennes en intensité dans chaque direction de l'espace. Afin d'avoir un volume de mesure illuminé de la façon la plus uniforme possible, on n'utilise pas l'ensemble du volume laser. On ne conserve que la zone centrale où l'intensité est maximale.

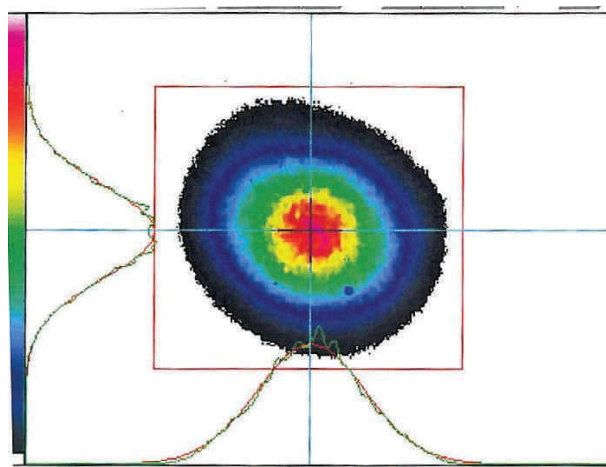


Figure 2.7: Profil d'intensité du faisceau laser présentant une distribution gaussienne.

Lorsque l'éclairage se fait de côté et la mesure optique par le dessus du canal, un miroir est placé de l'autre côté du canal (figure 2.5a), afin d'homogénéiser l'éclairage dans la dimension transversale (le long de l'axe du faisceau laser). Il rétro-éclaire par l'autre côté le volume de mesure. Un masque de fenêtrage est également positionné sur l'autre paroi pour s'assurer là encore que le volume rétro-éclairé ait les bonnes dimensions. Les particules sont ainsi éclairées des deux côtés, ce qui améliore grandement la détection des particules comme le montrent les histogrammes dans les figures 2.8 a et b qui présentent la distribution spatiale de particules dans la direction transversale d'un champ instantané. Le rétro-éclairage du volume de mesure par un miroir s'avère un moyen simple et efficace pour améliorer la détection de particules en compensant partiellement le déficit d'intensité lumineuse le long de l'axe du faisceau dû à la dispersion lumineuse entraînée par le nuage de particules traversé et à la baisse d'intensité naturelle pour un faisceau traversant un medium. Cette atténuation du faisceau sur la largeur ou l'épaisseur du canal a lieu même en l'absence de particule.

2.5 Autres capteurs et actionneurs présents sur le montage.

2.5.1 Débitmètre canal

Le débit dans le canal est mesuré à l'aide d'un débitmètre électromagnétique RPMag60 de la société Gesint posé sur la conduite de retour principale. Le fonctionnement de ce type de

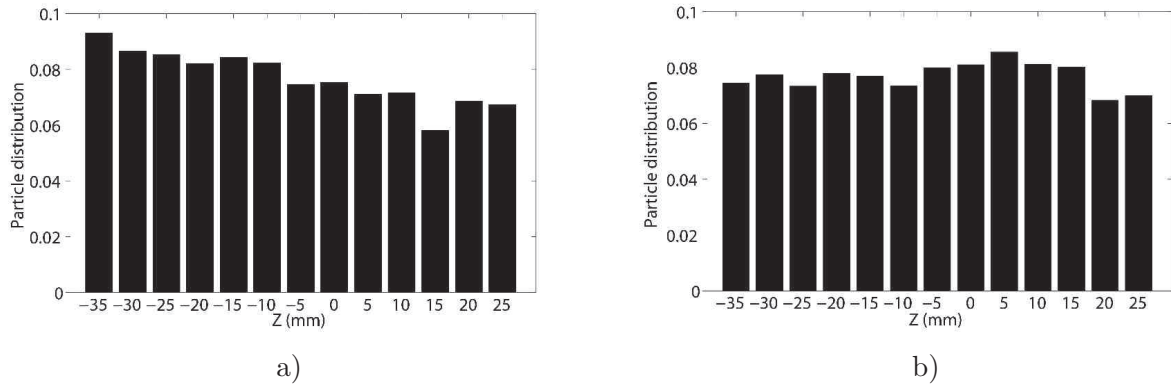


Figure 2.8: Distribution des particules détectées le long de la direction transversale : a) sans miroir de l'autre côté du canal. b) avec un miroir de l'autre côté du canal. (configuration de la figure 2.5a)

débitmètre utilise la présence de particules chargées (ions divers) à l'intérieur du fluide pour mesurer le débit dans la conduite à l'aide de la Loi de Faraday :

$$U_m = K \times B \times V \times D, \quad (2.1)$$

où U_m est la tension induite mesurée aux bornes du débitmètre, K un facteur de correction propre au système, B l'induction magnétique, V la vitesse du fluide et D le diamètre intérieur de la conduite de mesure.

Les bobines de part et d'autre de la conduite génèrent un champ magnétique qui s'établit à travers la conduite. Quand un liquide conducteur s'écoule perpendiculairement à travers le champ magnétique, le déplacement des charges au sein du fluide suivant ce champ magnétique établit une différence de potentiel électrique. Cette différence de potentiel, captée à l'aide des deux électrodes, permet de déduire la vitesse et donc le débit du fluide dans la conduite.

Une telle mesure à l'avantage d'être non intrusive, relativement insensible à la densité, à la viscosité et au profil d'écoulement au sein de la conduite, et d'offrir une mesure simple avec une variation de la grandeur mesurée directement proportionnelle au débit. Ce débitmètre présente une précision de $\pm 0,2\%$ de la valeur mesurée.

2.5.2 Débitmètre jet

Le débit du système de jets est mesuré à l'aide d'un débitmètre à ailettes FHKU PVDF 1.50 mm de la société Digmesa.

En passant dans le débitmètre, le fluide entraîne des pales sur lesquelles sont fixés des aimants. La fréquence de passage de ces aimants est mesurée et ce signal permet d'obtenir après calibration le débit de matière passant à travers le débitmètre. Ce modèle permet de mesurer des débits compris entre 0.053 et 0.845 L/min avec une précision de 1% fs (full scale). Afin de conserver une imprécision de mesure la plus faible possible, il est donc préférable de travailler à plus haute vitesse de jet.

2.5.3 Thermocouple

Un thermocouple de type K, plongé dans la cuve principale et branché sur une carte d'acquisition National Instrument, permet la mesure de la température en temps réel durant les expériences. Cette mesure de température permet de tenir compte des variations de la viscosité de l'eau $\nu(T)$ et de vérifier l'absence de dérive en température de l'eau durant les expériences. Le nombre de Reynolds est donc systématiquement calculé à l'aide $\nu(T)$

2.5.4 Déplacement motorisé Mac23

Un système composé d'une vis sans fin et d'un moteur pas à pas MAC23 de la société Midi Ingénierie est positionné le long de la zone de mesure et autorise un déplacement motorisé précis et contrôlé de la V3V et du laser le long de la direction longitudinale. Le moteur dispose d'une précision de 2000 pas par tour ce qui correspond dans la pratique à une précision de $19.3 \mu\text{m}$ dans la direction longitudinale.

2.5.5 Contrôle Labview

L'ensemble de ces capteurs et actionneurs — Débitmètre électromagnétique et débitmètre à ailette, thermocouple, électrovannes, système de déplacement motorisé du rail, déclenchement de la mesure V3V avec acquisition des images de mesure et flash des lasers — est contrôlé à l'aide d'une seule interface Labview et d'une baie de cartes National Instrument et de boîtiers NI9401, NI9203, NI9263, NI9211, NI6009.

2.6 Etalonnage du canal

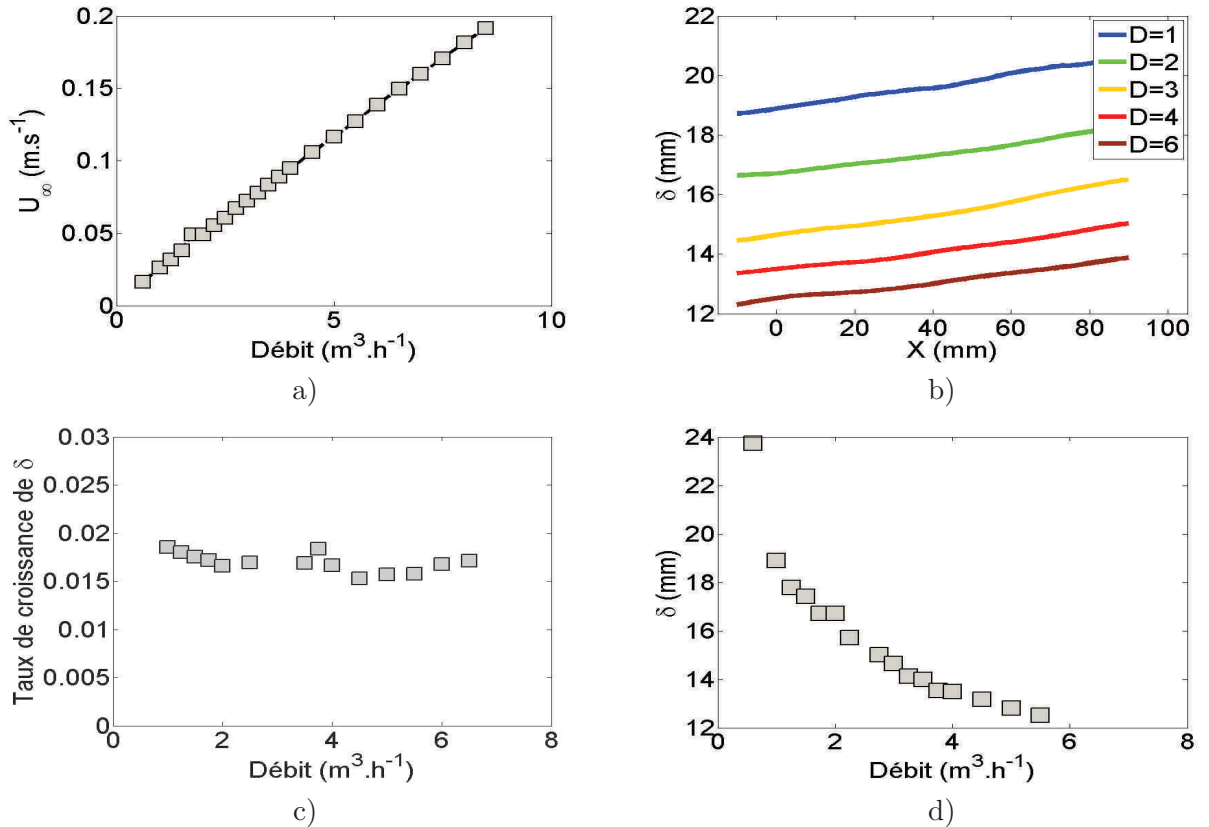


Figure 2.9: a) Relation entre vitesse de l'écoulement en dehors des couches limites U_∞ dans le canal et le débit mesuré au débitmètre. b) Pour différents débits, épaisseurs de couche limite δ en fonction de la position longitudinale X dans le canal. $X=0$ correspondant à l'emplacement de l'injection des jets. c) Taux de croissance de l'épaisseur de couche limite en fonction du débit. d) Épaisseur de couche limite δ en mm en fonction du débit.

Dans la figure 2.9a est présentée la relation entre la vitesse de l'écoulement dans le canal en dehors des couches limites U_∞ et le débit mesuré au débitmètre électromagnétique. Cette

relation est fonction de la résistance hydraulique du canal, du blocage introduit par la présence de la plaque plane, du boîtier d'injection, des pieds de la plaque plane et des tuyaux d'injection des jets. L'étalonnage de la figure 2.9a a été effectué en présence de tout ces éléments.

On retrouve une dépendance linéaire entre vitesse et débit. La droite d'ajustement a pour coefficients :

$$U_{\infty} = 0.02216 \cdot D + 0.005146, \quad (2.2)$$

et si on force un passage par l'origine des axes :

$$U_{\infty} = 0.02311 \cdot D. \quad (2.3)$$

où U_{∞} est en $m.s^{-1}$ et D en $m^3.h^{-1}$.

Dans la pratique, cette relation est utilisée de manière à régler la bonne vitesse pour effectuer l'expérience. La véritable vitesse U_{∞} utilisée lors du post-processing des données est mesurée directement à partir des champs de vitesse afin de tenir compte des fluctuations de vitesse dues aux fluctuations de température de la pièce et donc de viscosité de l'eau.

Dans la figure 2.9b sont présentées pour quelques débits la croissance de l'épaisseur de la couche limite moyennée suivant la direction transversale en fonction de la direction longitudinale X en l'absence de jet. La position $X=0$ correspond à l'emplacement où se trouverait l'injection des jets.

Dans la figure 2.9c, le taux de croissance de la couche limite en fonction de X est présenté en fonction du débit dans le canal.

Enfin, dans la figure 2.9d est présentée l'épaisseur de couche limite δ moyennée suivant Z et suivant X entre 4.5 et 3 diamètres de jet en amont de l'injection des jets.

Comme pour la vitesse U_{∞} dans le canal, l'épaisseur de couche limite propre à chaque expérience utilisée lors du post-processing des données est mesurée directement à partir des champs de vitesse.

Chapitre 3

Vélocimétrie volumique 3 composantes V3V

3.1 Vélocimétrie optique : du 2D2C au 3D3C

3.1.1 La vélocimétrie par image de particules, PIV (2D)

La PIV, acronyme de *Particle Image Velocimetry*, est une des méthodes expérimentales de vélocimétrie optique les plus connues et employées en mécanique des fluides. Dans un plan d'illumination 2D formé par une nappe laser, cette méthode mesure de 2 à 3 des composantes de la vitesse (PIV classique, ou stéréo-PIV). On parle de mesure 2D2C (resp. 2D3C). La PIV s'appuie sur une représentation eulérienne de l'écoulement qui utilise sur une fenêtre spatiale d'interrogation une corrélation entre deux pas de temps afin de déterminer le déplacement moyen à l'aide du pic de corrélation. Cette approche implique que les gradients de vitesse s'effectuant sur une échelle caractéristique de l'ordre de grandeur de la taille de la fenêtre de corrélation ne sont pas résolus. Dans ce cas là, les déplacements obtenus ne correspondent pas à un déplacement physique particulier de l'écoulement dans cette zone. La taille caractéristique des gradients que l'on désire observer impose donc une taille de fenêtre de corrélation. Depuis Adrian 1991 [18], on sait qu'un minimum d'une dizaine de particules par fenêtre de corrélation est nécessaire afin d'obtenir un rapport signal sur bruit permettant une détection sans ambiguïté du pic de corrélation.

3.1.2 La vélocimétrie par suivi de particules, PTV (2D)

La PTV, acronyme de *Particle Tracking Velocimetry*, s'appuie quant à elle sur une représentation lagrangienne de l'écoulement. Chaque particule est individuellement détectée dans l'image (resp les images), puis positionnée dans l'espace et enfin traquée d'un pas de temps à un autre. Les déplacements obtenus correspondent donc à un déplacement réel de particules qui sous des conditions de diamètre et de densité sont assimilables à des traceurs dont les vitesses et trajectoires suivent fidèlement celles de l'écoulement. Les étapes sensibles de cette méthode sont la détermination précise de la position des particules dans l'espace et le suivi de chaque particule entre deux pas de temps. Les premiers essais de PTV étaient effectués à de très faible concentrations en particules. Cela permettait d'utiliser une méthode de tracking dite du "plus proche voisin" qui suppose que si le déplacement des particules est petit devant la distance inter-particulaire alors il est très probable que la particule la plus proche au second pas de temps de la position d'une particule au premier pas de temps soit la même particule. De nombreuses autres méthodes ont vu le jour depuis (méthode à plusieurs pas de temps avec minimisation de la variation d'angle et de longueur de trajet des particules traquées[19], méthode de relaxation [20], méthode basé sur un *deterministic annealing and expectation minimization optimization*

[21]) de manière à pouvoir effectuer un tracking performant avec des concentrations en particules toujours plus élevées.

3.1.3 La DDPIV (3D)

La DDPIV, acronyme pour *Defocusing Digital Particle Image Velocimetry*, est une méthode de vélocimétrie pour la première fois décrite et employée par Willert & Gharib[22] dans une configuration expérimentale utilisant une seule caméra. Cette technique fut reprise par la suite par Pereira & al [23] pour une configuration à trois caméras, et fit l'objet de nombreuses études [24, 25, 26, 27, 28] pour en caractériser les performances et les limites.

La figure 3.1 page 25 illustre en version simplifiée le principe de la DDPIV et la figure 3.2a page 26 précise les notations qui seront adoptées dans ce manuscrit. Un système de DDPIV est constitué d'un jeu de lentilles, d'un masque composé de plusieurs ouvertures décentrées par rapport à l'axe optique du système et d'un capteur. Le plan image du système (dans notre cas le(s) capteur(s) CCD) définit un plan de référence. Toute particule A comprise dans ce plan de référence apparaît focalisée dans le plan image (particule A'). Toute particule B en dehors du plan de référence se retrouve focalisée dans un plan différent du plan image et possède alors dans celui-ci autant d'images que d'ouvertures dans le masque. Par de simples considérations géométriques, il est possible de relier la position de B suivant Z avec les autres caractéristiques géométriques du système :

$$\begin{aligned} b &= \frac{1}{K} \left\| \frac{1}{z} - \frac{1}{L} \right\|, \\ \text{Avec } K &= \frac{1}{MdL_{focal}}, \\ \text{et } M &= \frac{h(L_{focal} - c)}{c(L_{focal} + d)}. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Où $b = \overline{B_1B_2}$ est la distance entre les deux images B_1 et B_2 de B , L_{focal} et ℓ_{focal} sont les longueurs focales du système optique, $l_{apertures} = \overline{O_1O_2}$ est la distance entre les ouvertures décentrées du système optique¹ et z est la position suivant l'axe optique de la particule B.

Les coordonnées (x, y) de B sont évalués en moyennant les coordonnées (x_1, y_1) et (x_2, y_2) de B_1 et B_2 ².

En inversant l'équation 3.1, la position suivant z est obtenue :

$$z = \frac{1}{L^{-1} + Kb} \quad (3.2)$$

Ces relations ont été définies pour la première fois par Willert et Gharib (1992) [22] puis réévaluées par Pereira & al (2000) [23]. Les relations exposées ici correspondent à la configuration exposée dans la figure 3.2a page 26.

Les relations complètes pour un système à 3 caméras sont exposées et détaillées dans les travaux de Pereira & al [23, 24] où est également réalisée une analyse poussée des erreurs associées à ce système.

Ainsi, bien que la DDPIV soit décrites dans la littérature comme une méthode de vélocimétrie, il serait plus juste de dire que c'est une méthode permettant l'évaluation de la position 3D de particules à l'aide d'image(s)³ 2D. Une fois la position des particules obtenues, la DDPIV

1. Dans le cas de la V3V, entre les centres des caméras.

2. Et B_3 pour un système à trois caméras/trois ouvertures

3. Willert and Gharib applique cette méthode uniquement avec une *seule* caméra en utilisant un masque doté d'ouverture disposées en triangle posé sur l'objectif. Bien que possible, cela nécessite alors de travailler à très basse concentrations en particules pour éviter que les triplets ne se chevauchent et complique grandement leur reconnaissance.

n'impose pas de méthode particulière pour récupérer le champs de vitesse. Le plus souvent, un algorithme de tracking de particule (PTV) est utilisé,⁴ mais il est possible d'appliquer une corrélation spatiale directement sur les positions particulières⁵. Pour le système V3V, une phase de tracking dans le volume des particules 3D reconstruites est utilisée pour obtenir les champs de vitesse.

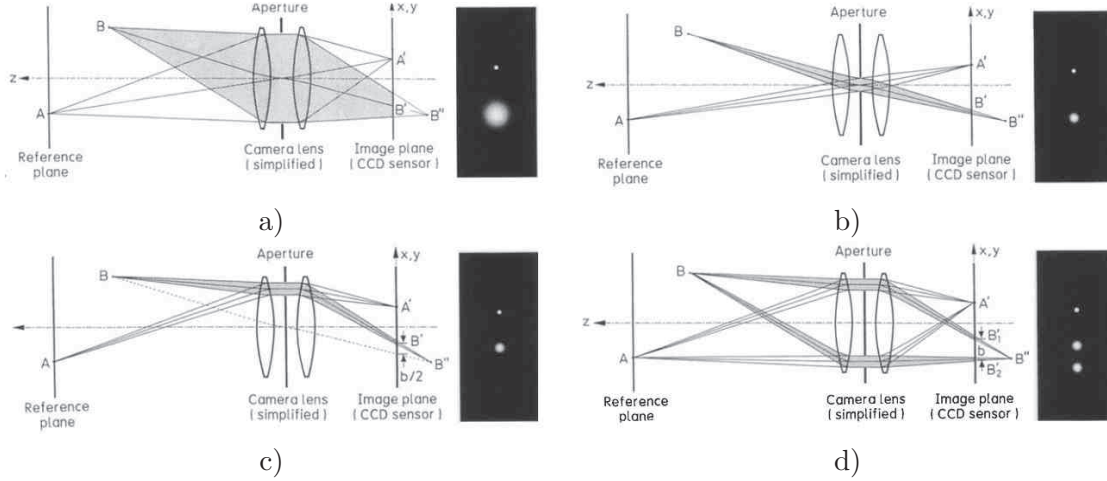


Figure 3.1: Schémas de principe de la DDPIV appliquée à un cas 2D (Source : Willert & Gharib (1992) [22]) et photos illustratives du rendu à l'image. La particule A étant située dans le plan focal du système, son image apparaît donc focalisée dans le plan image qui coïncide avec le plan capteur. L'image de la particule B située en avant du plan focal est donc focalisée dans un plan différent du plan capteur. Dans celui-ci, la particule B aura donc autant d'images que d'ouvertures dans le masque du système. a) Système optique classique centré. b) Système optique avec une ouverture de champ réduite centrée. c) Système optique avec une ouverture de champ réduite décentrée. d) Système optique avec deux ouvertures de champ réduite décentrées.

3.2 Caractéristique générale du système V3V

La vélocimétrie volumique 3 composantes (ou système V3V : Volumetric 3-components Velocimetry) est un système de mesure dans un volume des trois composantes instantanées de la vitesse (3D3C) commercialisée par TSI. Initialement issue d'une idée de Willert & Gharib [22] pour effectuer de la PTV 3D à l'aide d'une seule caméra, le concept s'est vu développé et approfondi par la suite par l'équipe de Gharib pour finalement adopter une configuration à trois caméras [23, 24, 26, 25, 28]. La sonde V3V actuelle utilisée dans notre laboratoire est composée de trois caméras 4 MP (2048 x 2048) disposées en triangle équilatéral de 170 mm de côté. L'ensemble du système est dimensionné de manière à optimiser la taille du système observable et la précision des mesures. Les images sont encodées sur 12 bits, avec des pixels mesurant 7.4 μm de côté et une fréquence d'acquisition maximum de 7,5 Hz.

3.3 Calibration de la V3V

Comme tout système de mesure, une calibration du système de caméras est nécessaire. Cette calibration est réalisée à l'aide d'une mire qui est déplacée dans l'espace le long de l'axe optique

4. Plus proche voisin pour Willert and gharib, méthode de relaxation pour Pereira

5. C'est d'ailleurs ce qui est fait dans les algorithmes de tracking de la V3V afin d'obtenir une estimation de la vitesse locale de convection utilisée dans la méthode de relaxation (voir page 32)

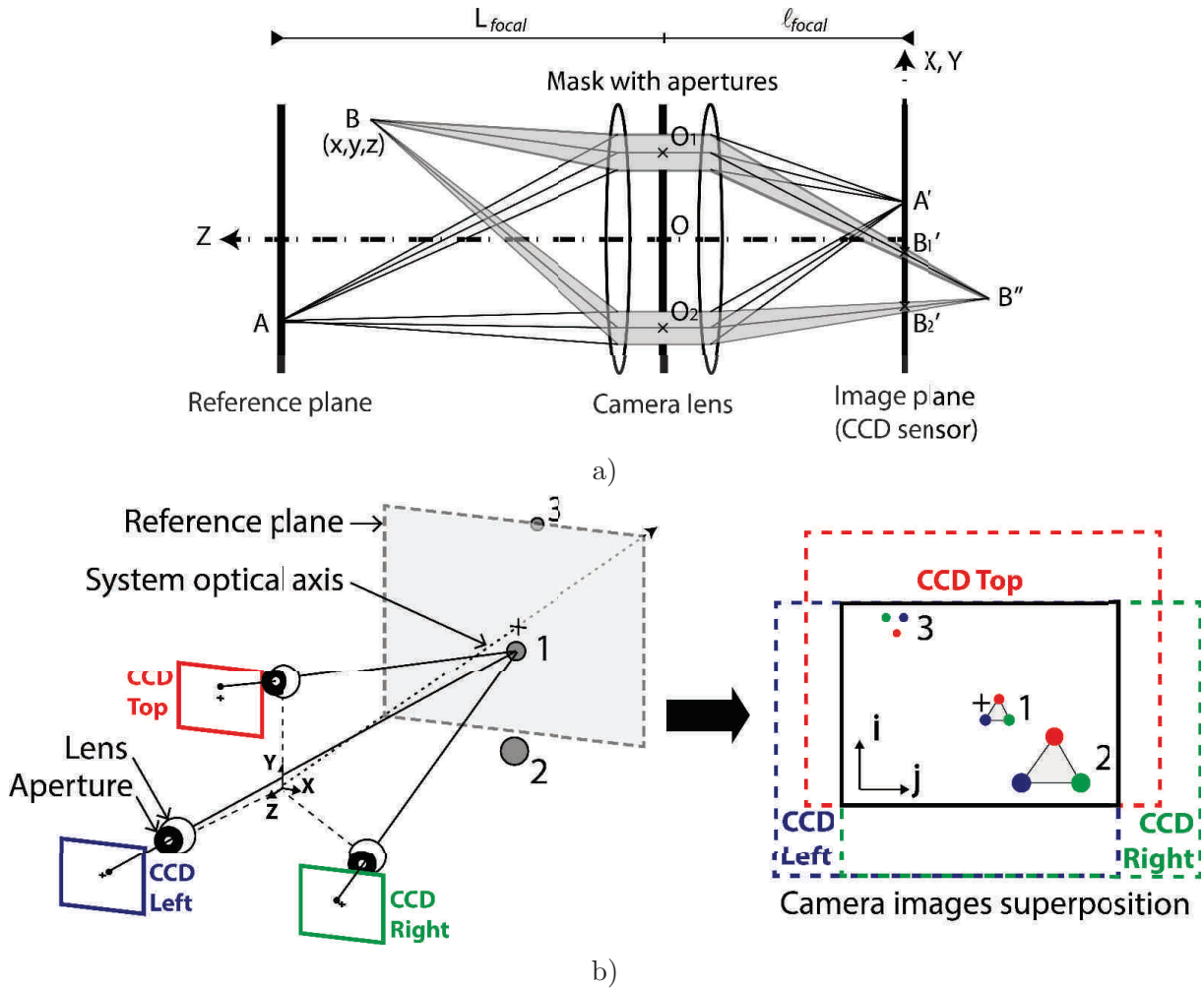


Figure 3.2: a) Schéma de principe de la DDPIV appliqué à un cas 2D (Adapté de [22]). b) Schéma de fonctionnement du système de DDPIV utilisé. (Adapté de [23]).

du système de caméras de manière à balayer l'ensemble du volume à calibrer suivant la direction Z (figure 3.3a).

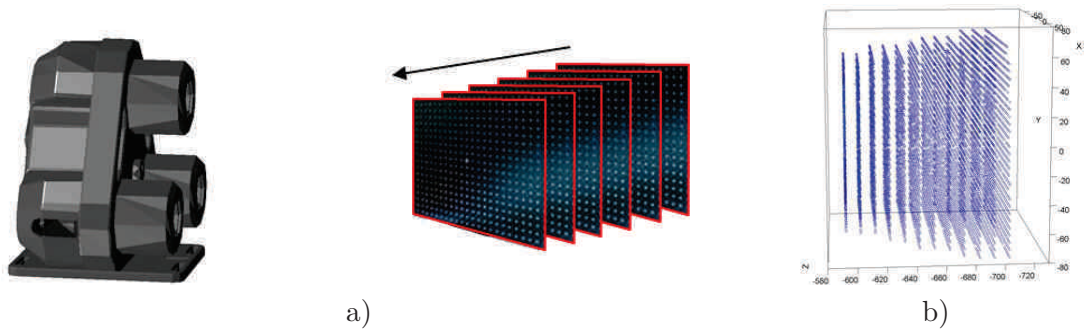


Figure 3.3: a) Déplacement dans l'espace de la mire de calibration parallèlement à l'axe optique du système V3V. b) Positions des points de la mire dans l'espace après les étapes de détection et de reconstruction de la phase de calibration.

Les positions de l'origine de la mire et de la grille de points qui la compose sont ensuite

extraites des images de calibrations et analysées à l'aide de différents graphes dont la position du centre de la mire en fonction de Z et de la caméra (figure 3.4).

Cette calibration a plusieurs buts :

- Elle fixe une origine spatiale.
- Elle permet de définir la direction des axes de recherches utilisés pour associer entre elles les images dans chaque caméra d'une même particule.
- Suite à la reconnaissance d'une même particule dans les images de chaque caméras, un triplet de point est obtenu (voir figure 3.2b). La calibration permet de relier l'aire du triplet à la distance suivant l'axe optique et ainsi aboutir à la position dans l'espace de la particule imagée.

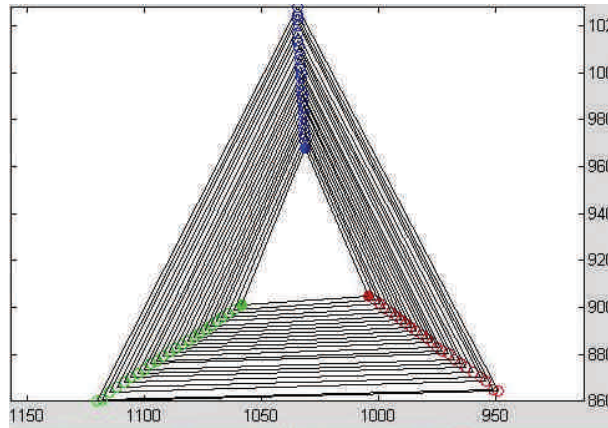


Figure 3.4

Certaines conditions assurant une calibration rigoureuse ont été respectées :

- L'espacement entre les plans de calibration est choisi inférieur à la taille caractéristique d'interpolation de la vitesse effectuée dans la dernière étape du processing la "*velocity interpolation processing*". Nous avons en effet constaté que cette condition était nécessaire (voir en annexe). Si elle n'est pas respectée des artefacts numériques sont introduits lors de cette étape d'interpolation des champs de vitesse.
- La position des plans de calibrations suivant Z est maîtrisée à 10^{-2} mm près.
- Le parallélisme entre la plaque de calibration et le plan focal du système optique est ajusté de manière à ce que la déviation des positions des points de la grille de points de la mire de calibration s'écarte de moins de 0.25 pixels (*Dewarping error*) de la position idéale de la grille de points.

3.4 Preprocessing des images brutes

Avant d'entamer le traitement proprement dit, les images sont pré-traitées. Une image intégrant tous les éléments immobiles est créée : le fond et bords du canal, les reflets d'éclairage, les particules déposées sur le fond, les imperfections des parois telles que les rayures, etc... Pour créer cette image de fond, on attribue à chaque pixel une intensité correspondant à la valeur d'intensité minimale prise par ce pixel sur l'ensemble des images instantanées. Cette image dont un exemple est présenté figure 3.5b est ensuite soustraite aux images d'origine afin d'obtenir

des images sur lesquelles seuls les éléments en mouvement, dans notre cas les particules, sont présents. Ce pré-traitement a pour résultat d'améliorer très fortement le contraste entre le fond et les particules. La détection des particules est ainsi grandement facilitée, spécialement pour les particules moins lumineuses qui sont le plus souvent des particules en très proche paroi et dont l'intensité lumineuse est proche de celle du fond. Ainsi sans même changer la concentration, le nombre de particules détectées est augmenté. De plus, les profils d'intensité lumineuse des particules sont mieux définis. Les centres des particules sont déterminés avec plus de précision et l'erreur associée à la détermination de la position des particules dans l'espace est diminuée.

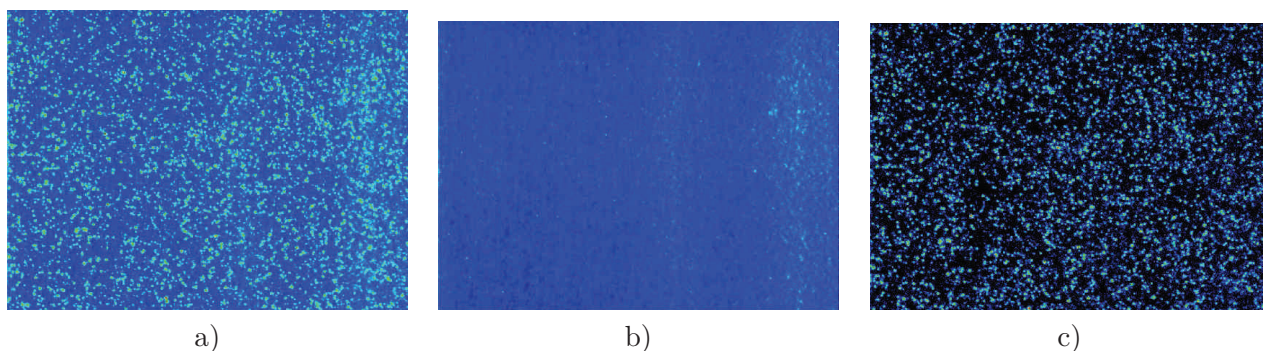


Figure 3.5: a) Image brute obtenue avec la V3V. b) Image de fond. c) Image pré-traité en soustrayant à l'image brute l'image de fond.

3.5 Processing des données V3V

Nous avons utilisé pour le réaliser le logiciel de TSI, *InsightV3V*. Le processing s'accomplit en plusieurs étapes. La figure 3.6 page 29 synthétise l'ensemble des étapes du traitement V3V. Nous présentons dans cette section chacune des étapes de processing, leur *philosophie*, sans rentrer dans le détail des équations. Le lecteur intéressé par la mise en oeuvre des méthodes présentées ici peut se référer aux travaux de Pereira & al [23, 24, 25].

3.5.1 Détection des particules 2D

La première étape décrite dans la figure 3.7, consiste à détecter dans les zones d'intérêt (le cadre rouge) de chacune des 6 images (3 caméras et 2 pas de temps, cf figure 3.6) les pics d'intensité correspondant à la présence d'une particule. Un fit gaussien effectué itérativement (Algorithmes de Levenberg-Marquardt) de proche en proche sur l'intensité des pixels voisins permet ensuite d'associer à chaque particule une taille caractéristique correspondant à la largeur à mi-hauteur du fit gaussien d'intensité⁶. A l'issue de cette étape, 6 champs particuliers 2D sont produits, et nous qualifions ainsi de "*particules 2D*", les particules détectées dans chacune des images et caractérisées à l'aide de 2 coordonnées spatiales.

3.5.2 Reconstruction des particules 3D

Lors de la seconde étape un premier algorithme dit de *particle matching*, illustré dans la figure 3.8, associe à chaque particule dans l'image de la caméra gauche ses images dans les

6. Une conséquence est donc la possibilité d'avoir des rayons de particules inférieurs au pixel. ça peut être le cas notamment pour les plus petites particules 2D imageables avec précision, qui font 2 à 3 pixels de côté.

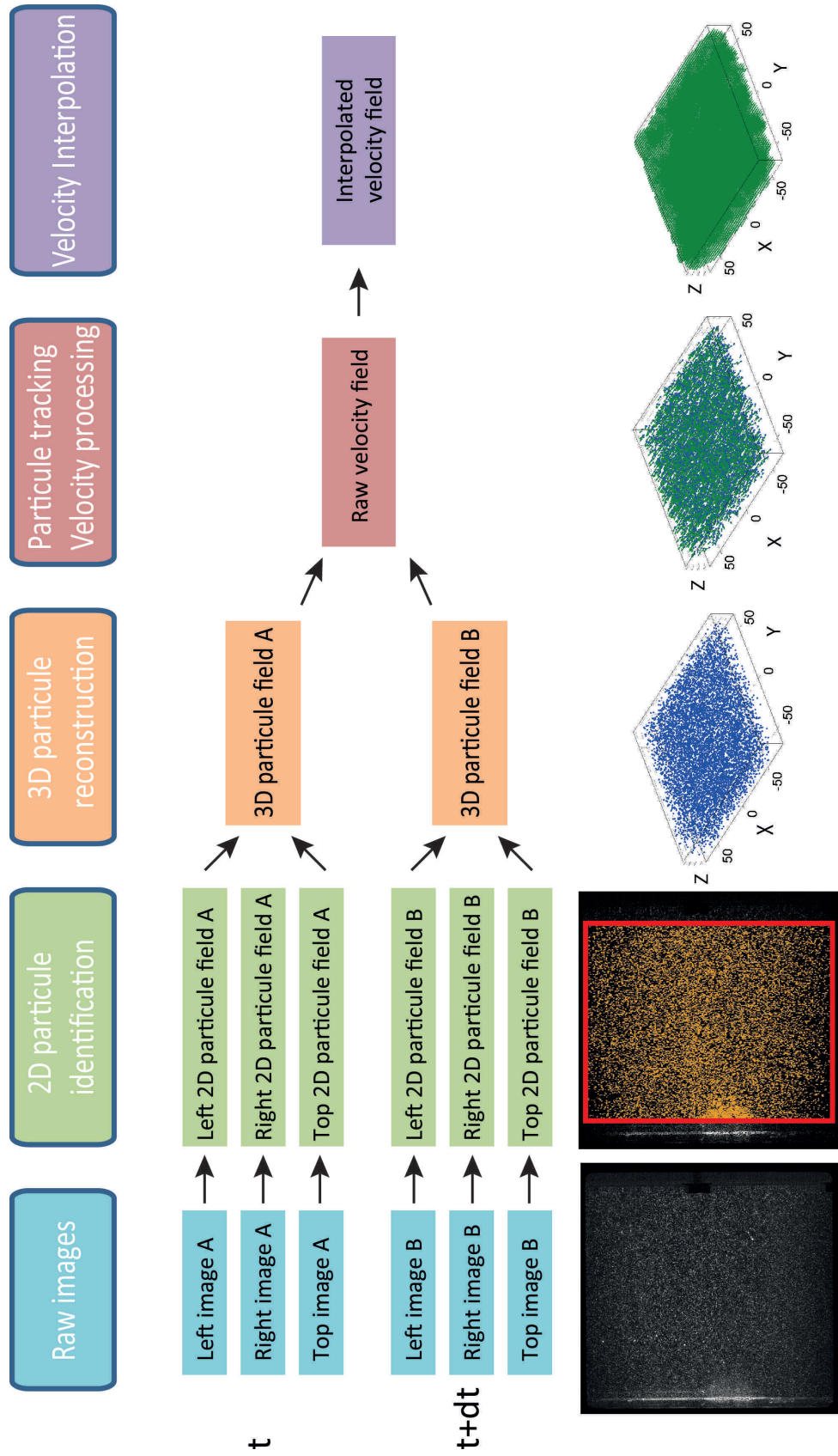


Figure 3.6: Principales étapes du traitement d'une image V3V.

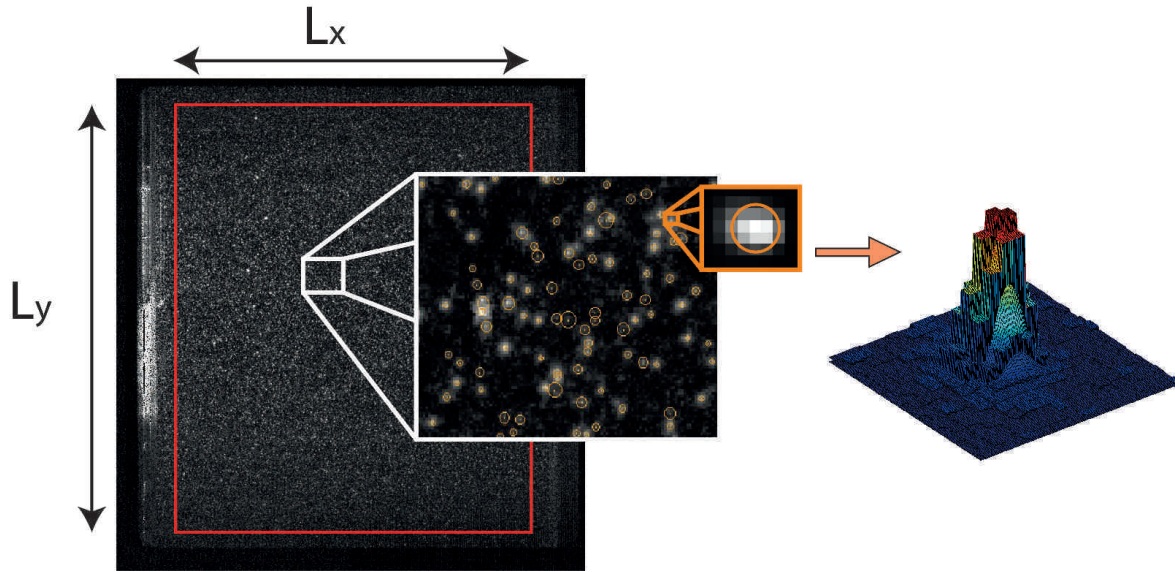


Figure 3.7: En rouge, le masque définissant la région d'intérêt de l'image dans laquelle est effectuée l'étape de détection des particules. Les particules détectées suite à la première étape de processing sont représentées par un cercle orange.

caméras de droite et du haut. A partir de la particule source dans l'image de gauche⁷, cet algorithme utilise les axes de recherche primaires et secondaires définies lors de la calibration du système pour retrouver dans les images de droite et du haut, dans un premier temps toutes les particules dans l'image droite dans la direction primaire puis toutes les particules dans l'image haute dans la direction secondaire à partir de ces particules de l'image droite. Un ensemble de triplets de particules est ainsi reconstitué pour chaque particule source.

Trois heuristiques physiques simples sont utilisées pour évaluer la pertinence de ces triplets de particules 2D :

- L'écart en moyenne quadratique par rapport aux directions de recherches primaires et secondaires : plus une particule se situe proche de ces axes, plus il y a de chance qu'elle soit effectivement la *bonne* particule image.
- Les diamètres 2D trouvés lors de l'étape d'identifications des particules 2D sont comparés. Les images d'une même particule ne peuvent pas présenter des diamètres radicalement différents d'une caméra à une autre (Caméra de droite, de gauche et du haut).
- Les intensités moyennes de chaque particules sont elle aussi évaluées et utilisées pour éliminer les triplets aberrants.

Une description de l'algorithme employé se trouve dans Pereira & Gharib [24]. A noter qu'à l'issue de cette étape plusieurs triplets peuvent être considérés comme valides. Ce cas de figure, bien que peu commun, relève du fait que la particule source peut masquer d'autres particules derrière elle, dans l'axe optique de la caméra de gauche. Après avoir obtenu les triplets de coordonnées les considérations géométriques propres à la méthode de DDPIV permettent à l'aide de la calibration effectuée au préalable, de remonter précisément à la position spatiale tridimensionnelle de chaque triplet de point.

A l'issue de cette étape de processing, un champs particulaire 3D est produit pour chaque pas de temps, et nous qualifions ainsi de "*particules 3D*", les particules qui sont alors caractérisées

7. l'image de la caméra de gauche.

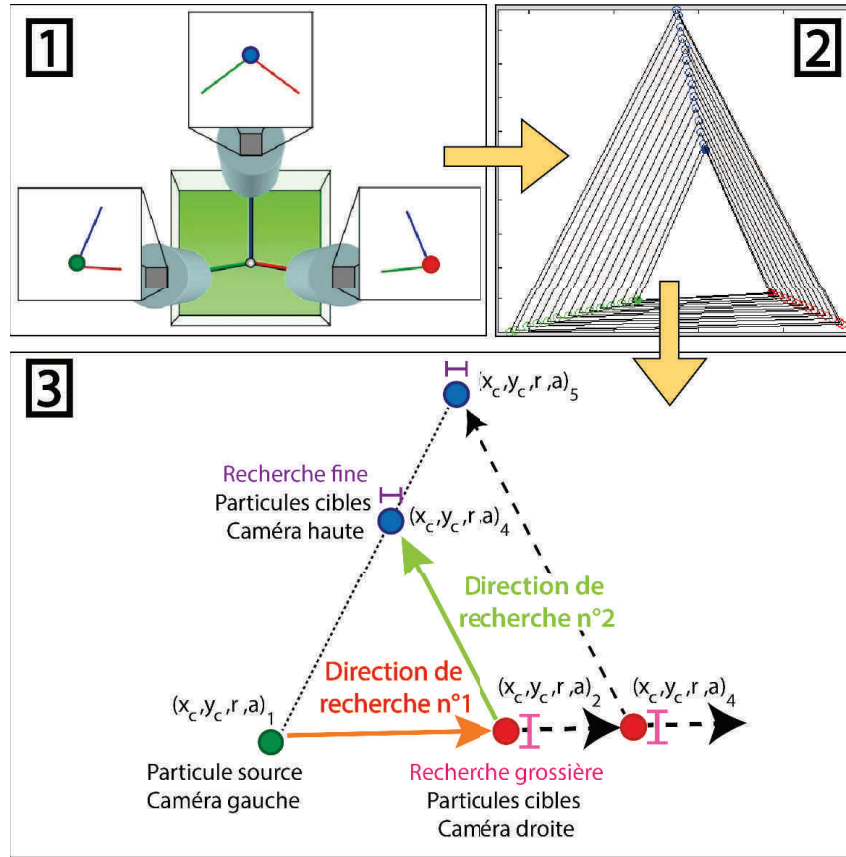


Figure 3.8: Étapes de reconstruction du triplet de coordonnées. 1) Chaque particule a une position particulière dans chacune des caméras en raison des orientations angulaires différentes de chaque caméras vis à vis de l'écoulement. 2) La calibration est utilisée pour la définition des axes de recherches. 3) Schéma synthétisant l'algorithme de reconstruction des triplets de points à l'aide des axes de recherche.

à l'aide de 3 coordonnées d'espace. Le gain brut de cette étape, ou *raw yield* noté R_{ry} , permet d'apprécier l'efficacité de l'étape de reconstruction des particules 3D. On le définit comme le rapport du nombre de particules 3D reconnues (3D particle count : $PC3D$) sur le nombre de particules 2D détectées (2D particle count : $PC2D$), $R_{ry} = PC3D/PC2D$. Il correspond au gain de l'étape de reconstruction compris entre 0 dans le cas d'une reconstruction nulle et 1 dans celui d'une reconstruction parfaite (ou entre 0% et 100%).

3.5.3 Le *tracking* des particules

La troisième étape est celle du *tracking* : les champs de position 3D sont comparés, et un algorithme de *tracking* établit un lien entre les particules des champs pris au temps t et celles des champs pris à $t + \delta t$.

Le rapport $\delta x / \delta t$ permet d'obtenir une estimation au premier ordre de la vitesse instantanée de la particule. A l'issue de cette étape, un champ 3D de vecteurs vitesse est obtenu, composé de vecteurs irrégulièrement répartis dans l'espace de mesure.

Trois algorithmes permettant d'obtenir un champ 3D de vitesses à partir des champs 3D de positions des particules ont été implémentés : le plus proche voisin, la méthode de relaxation [20, 23, 24], et une méthode basée sur une minimisation énergétique des positions des particules entre deux pas de temps [21]. L'algorithme que nous avons retenu pour l'ensemble des traitements

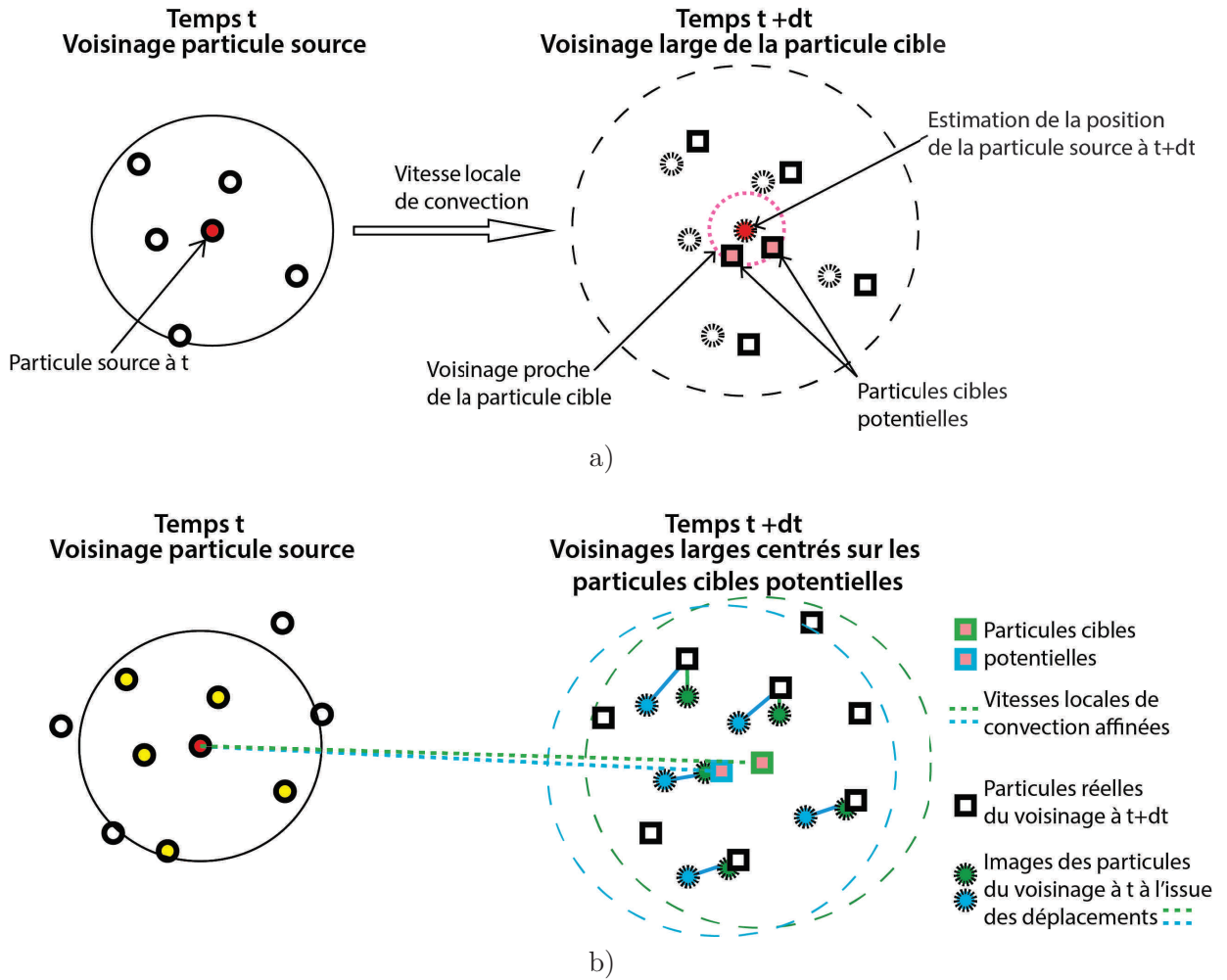


Figure 3.9: Schéma explicatif sur un exemple 2D de la méthode de relaxation. La particule source est colorée en rouge, les particules cibles sont colorées en rose. Les particules détectées dans chaque image sont en traits pleins, rond à t et carré à $t + dt$. Les traits pointillés marquent au temps $t + dt$ les positions estimées des particules détectées au temps t . Les couleurs bleu et verte permettent de dissocier le nuage de particules estimés centré sur la particule cible bleue de celui centré sur la particule cible verte.

est la méthode de relaxation qui s'avère plus performante à forte⁸ concentration en particules⁹.

Le principe de la méthode de relaxation est exposé dans la figure 3.9 page 32. Les particules présentes dans l'image au temps t sont représentées par des ronds en traits pleins, et celles présentes dans le champ particulaire 3D au temps $t + dt$ par des carrés. On définit un voisinage autour de la particule source (en rouge) à t . Sous réserve que ce voisinage soit suffisamment petit, la divergence nulle de la vitesse du fluide implique que les déplacements des particules voisines sont très similaires à celui de la particule source. Dans le champ particulaire 3D à $t + dt$, un second voisinage¹⁰ est donc défini autour de la position attendue de la particule cible à $t + dt$ à l'issue de son déplacement. Cette estimation de la position attendue, est obtenue à l'aide d'une vitesse locale de convection calculée à partir d'une corrélation spatiale 3D très grossière effectuée sur les positions particulaires 3D¹¹ [25]. Autour de la position estimée de la particule source à

8. $4 \cdot 10^{-2}$ ppp, soit ≈ 700 particules.cm⁻²

9. Bien que plus gourmande en temps de calcul

10. Plus grand que le premier voisinage.

11. Si l'on utilise déjà une corrélation spatiale 3D pourquoi donc effectuer un tracking, et ne pas tout simplement

$t + dt$ (cercle rouge pointillé de la figure 3.9a page 32), un troisième voisinage proche est défini dans lequel toute particule est considérée comme une particule cible possible (carré coloré de rose), issue du déplacement de la particule source entre t et $t + dt$ (il y en a deux dans l'exemple de la figure 3.9 page 32). Dans le cas où sont présentes plusieurs particules cibles potentielles, une phase de discrimination va permettre de déterminer la particule cible ayant le plus de probabilité d'être la *bonne* particule cible. Pour chaque particule cible potentielle, les positions des particules voisines à t (colorées en jaune dans la figure 3.9b) sont centrées sur la particule cible (Contours bleu et vert colorés en rose). Des positions estimées des particules voisines (en rond pointillé bleues ou vertes suivant la particule cible) sont alors obtenues. A chacune de ces positions estimées de particules voisines est associée la particule la plus proche à $t + dt$. La somme des distances entre positions estimées et réelles fournit un critère permettant de déterminer la particule cible. Ce critère revient à minimiser la dispersion du groupe de particules entre t et $t + dt$. Dans la figure 3.9, on comprend bien que la "bonne" particule cible est celle de contour vert.

3.5.4 Interpolation de la vitesse

Dans la dernière étape, une interpolation de grille est effectuée de manière à obtenir un champs de vitesse spatialement homogène. Des exemples de cette interpolation spatiale se trouve dans les figures 3.10 page 33. Cette étape s'avère indispensable dans la pratique. En réorganisant les données suivant une grille régulière, il devient possible d'effectuer tous les post-traitements désirés : moyenne suivant les directions spatiales, calculs du rotationnel des champs de vitesse etc... et pour de la visualisation de pratiquer des plans de coupes, d'utiliser des isosurfaces, de calculer des lignes de courant etc.

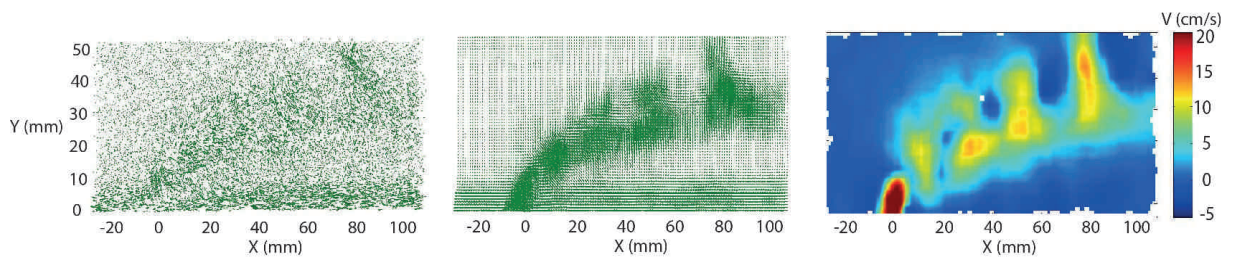


Figure 3.10: Jet à la position $X=0$ mm dans un écoulement issu de la gauche de l'image, vue de côté, ratio de vitesse $VR = 1,5$. a) Exemple d'un champ instantané de vitesse brute auquel est soustrait la vitesse U_∞ pour une meilleure visualisation des structures tourbillonnaires de l'écoulement. b) Même champ instantané de vitesse, interpolé à l'aide du champ de vitesse brute. La vitesse U_∞ est elle aussi soustraite dans cette image. c) Exemple de visualisation obtenue à l'aide d'un plan de coupe situé dans le plan médian du jet et coloré en vitesse verticale. Ce type d'exploitation n'est possible que sur un champ interpolé.

Une grille est définie à l'aide d'une taille de maille (Voxel size), d'un pourcentage de chevauchement des voxels (voxel overlapping) et d'un facteur de lissage prenant en compte l'influence des voxels voisins (non utilisé sauf mention contraire dans nos mesures). L'algorithme d'interpolation utilisé en chaque noeud est une pondération gaussienne classique dont le facteur de lissage définit la taille caractéristique. Une valeur de 1 correspondant à un cas sans lissage et utilise une gaussienne dont la taille caractéristique correspond à la taille des mailles d'interpolation.

utiliser une corrélation 3D fine sur l'ensemble du domaine (Choix effectué par Dantec avec la LSM) ? La réponse se situe dans la gourmandise du calcul et dans la précision de la mesure effectuée qui a poussé les ingénieurs de TSI à choisir cette solution.

Un paramètre supplémentaire permet de choisir le nombre minimum de vecteur bruts de vitesse en dessous duquel l'interpolation est réalisée. Bien que dans la pratique, un seul vecteur dans le voisinage d'un noeud de la grille soit suffisant pour obtenir un vecteur interpolé en ce noeud, les travaux de Pereira & al [24] montrent clairement que 7 vecteurs vitesses bruts dans ce voisinage sont nécessaires afin de conserver une estimation précise de la vitesse interpolée. Ce paramètre permet donc d'exclure de l'interpolation les mailles ne comportant pas suffisamment de vecteurs bruts.

Ainsi, en fonction de la concentration spatiale et de l'homogénéité de la répartition en vecteur des champs bruts de vitesse obtenus après l'étape de velocity processing, l'interpolation va être effectuée avec succès ou pas. Le champs interpolé peut ainsi présenter des trous, dans les zones où aucune interpolation n'a pu être réalisée. Un facteur important pour apprécier la qualité d'une mesure est le pourcentage de champs interpolé aussi appelé pourcentage de couverture et noté $R_{\%cover}$. Il est défini comme le rapport du nombre de maille où l'interpolation a été réalisée avec succès sur le nombre total de maille de la grille d'interpolation.

3.6 Paramètres de processing

Les paramètres gouvernant la première étape, l'étape de détection des particules sont :

- Le seuil de détection des particules, ou PDT (*Particle detection threshold*). Il est utilisé comme critère de détermination de la présence d'une particule et une étude préliminaire présentée dans la section 4.3.2 page 46 a permis de fixer sa valeur à 50 sur une échelle de niveaux de gris allant jusqu'à 4095. Ce choix est évidemment dépendant de la taille de notre volume d'éclairage et de l'intensité de notre laser.
- Les rayons minimum et maximum de taille de particules. Ils sont fixés à 0.5 et 2 pixels.
- Le chevauchement des images de particules. Il est fixé à 75% du diamètre imagé de la particule.

Les paramètres de processing gouvernant la seconde étape, l'étape de reconstruction des triplets de particules sont les critères fin et grossier de recherche suivant les directions de recherches principale et secondaire (figure 3.8).

Les paramètres gouvernant la troisième étape, l'étape de tracking sont :

- le choix de l'algorithme de tracking. Nous avons systématiquement utilisé la méthode de relaxation.
- Le nombre de particules définissant le voisinage de la particule source (figure 3.9a). Ce nombre a été choisi à 8 voisins pour nos traitements.

Enfin, les paramètres gouvernant la dernière étape, l'étape d'interpolation des champs de vecteurs bruts sont :

- La taille de maille d'interpolation, où taille de voxel. Elle a été adaptée en fonction de la taille du volume de mesure.
- Le chevauchement des mailles (Voxel overlap), choisi à 75%.
- Un facteur de lissage prenant en compte l'influence des voisins laissé à 1 (Pas de lissage) sauf mention contraire.

3.7 Incertitudes de mesure V3V

Cette question a été étudiée en détail dans de précédentes études [25, 24, 27, 28]. Les erreurs associées aux mesures V3V sont issues de 2 sources.

- Une erreur effectuée lors de la première étape de processing. Pour chaque image, pour chaque particule il y a une imprécision portant sur la détermination des coordonnées du centre des particules à partir des gradients d'intensité de l'image.
- Une erreur effectuée lors de la seconde étape de processing qui s'exerce lors de la reconstruction de la position 3D de la particule à l'aide de la calibration. Cette erreur peut être réduite en améliorant la qualité de la calibration

En combinant ces deux types d'erreurs et sous la réserve de conditions que nous avons respecté sur le placement de la caméra par rapport au volume de mesure et sur la calibration, Pereira & al [24] ont déterminé un niveau d'incertitude sur les composantes de la vitesse dans le plan capteur XY (cf figure 3.2 page 26) d'environ 1 à 2%, et une incertitude sur la composante de vitesse suivant l'axe optique du système d'environ 8%.

3.8 La V3V en quelques chiffres

Nous donnons ici quelques ordres de grandeurs associés à la mesure V3V.

3.8.1 Espace disque

La résolution des images est d'environ 4 Mp et leur encodage se fait sur 12 bits. Une image pèse donc environ 8 Mo. Comme 6 images sont nécessaires pour obtenir un champ de vitesse, les seules images brutes nécessaires à l'obtention d'un champ de vitesse instantané occupent donc approximativement 50 Mo sur un disque dur. Étant donné que nous conservons également les images pré-traitées après soustraction du fond, et que chaque étape génère des fichiers intermédiaires, l'ensemble total de la place nécessaire pour sauvegarder l'ensemble des éléments associés à un seul champs de vitesse représente entre 120 à 160 Mo.

Pour l'ensemble de nos expériences, nous avons choisi d'acquérir 1000 champs instantanés par configuration expérimentale, ce qui représente entre 120 et 160 Go par configuration. Très vite, le stockage a été assuré à l'aide de disques durs 2To sur lesquels on peut mettre en réalité jusqu'à ≈ 1.8 To. Un disque dur de 2 To permet donc de stocker jusqu'à 11 acquisitions différentes.

Plus de 250 expériences ont été réalisées sur l'ensemble de la thèse, cependant pas toutes avec 1000 champs instantanés sauvegardés. Au final, l'ensemble du stockage des données associées à cette thèse est sauvegardé sur une trentaine de disques durs, représentant un peu plus de 50 To de données.

3.8.2 Temps caractéristiques

Les temps de transfert des images et de processing sont eux mêmes loin d'être négligeables. Un ensemble de 1000 champs instantanés est transféré de la V3V au disque dur par l'intermédiaire de carte *Hyperstreaming* en approximativement 50 minutes, ce qui permet de remplir un disque dur de 2 To, sans pause.

Le temps de processing en lui même est dépendant des caractéristiques choisie de processing et des concentrations en particules sur l'image¹². Après optimisation de l'ensemble de la mesure

12. Et des caractéristiques de l'ordinateur bien sûr : Xeon quadricore 2.4 Ghz. 8 Gb de SDRAM.

et pour des concentrations élevées en particules¹³ dans chaque image, le temps caractéristique de traitement de 1000 images est d'environ 1 semaines de processing pour 1 ordinateur. Le post-traitement a été réalisé sur le cluster du PMMH ce qui a permis de gérer la quantité très importante de données en un temps acceptable à l'échelle de la thèse.

13. $4 \cdot 10^{-2}$ ppp, soit ≈ 700 particules.cm⁻²

Deuxième partie

Optimisation du dispositif expérimental et des mesures V3V

3.9 Introduction

Le passage à des méthodes réellement 3D a changé radicalement le travail de l'expérimentateur en modifiant les contraintes/limites expérimentales.

Il peut le faciliter. Par exemple l'éclairage en volume du domaine de mesure supprime la nécessité d'un contrôle précis de l'orientation spatiale des nappes laser et d'un réglage fin de leur épaisseur ; le problème de particules présentes dans la nappe à un pas de temps et absentes au pas de temps suivant disparaît...etc

L'ajout de la troisième dimension spatiale introduit également de nouvelles contraintes avec lesquelles il nous faut apprendre à travailler : particules fantômes [28], calibration du volume de mesure, localisation des particules dans l'espace, distorsion de volume, changement de grossissement et de taille de voxels suivant la profondeur, erreur de perspective, volume de données générées très important... Des solutions ont été trouvées : lentilles télécentriques, amélioration des algorithmes afin d'intégrer le caractère volumique de l'écoulement, etc. Indépendamment de la méthode employée, des problèmes intrinsèques à la mesure 3D demeurent et limitent l'utilisation de ces systèmes.

L'intégration visuelle sur un capteur 2D de l'ensemble du champ particulaire 3D présent dans le volume illuminé introduit une concentration visuelle 2D de particules à l'image beaucoup plus importante que la concentration 3D effective en particules par unité de volume. Des phénomènes d'écrantage optique apparaissent du fait de la possibilité qu'une particule puisse en masquer une ou plusieurs autres. Une solution simple consiste à travailler avec une concentration modérée, voire faible suivant les standards classiques de la PIV¹⁴, de travailler en champ moyen, et d'augmenter la résolution spatiale des champs de vecteurs obtenus à l'aide d'un grand nombre de réalisations instantanées. Peuvent être utilisées :

- une moyenne temporelle classique si le champ est stationnaire ou si l'information instantanée n'est pas recherchée,
- une moyenne de phase si le phénomène étudié est périodique [29],
- des répétitions multiples d'une même expérience, si le déclenchement du phénomène observé et mesuré est maîtrisé par l'expérimentateur [30, 31].

Si le phénomène observé ne rentre dans aucune de ces catégories, il faut alors soit sacrifier de la résolution en travaillant à faible concentration afin d'éviter ces phénomènes d'écrantage et à générer des structures plus grosses de manière à pouvoir utiliser des tailles de voxels importantes, soit diminuer le volume de mesure dans la direction de l'axe optique du système de manière à réduire la densité de particules dans l'image. Dans chacun de ces cas, afin d'être certain d'éviter les phénomènes d'écrantages, un compromis doit être fait en sacrifiant soit la dynamique instantanée des mesures par l'intermédiaire du processus de moyennage temporelle, soit la résolution spatiale en travaillant à faible concentration.

Dans l'étude présentée dans ce chapitre, nous avons choisi d'étudier un écoulement le plus simple possible : un écoulement uniforme. Nous avons évalué l'influence des phénomènes optiques d'écrantage afin d'optimiser l'ensemble du processus expérimental dans la perspective d'acquérir de véritables champs 3D3C instantanés hautement résolus spatialement (c'est à dire le plus hautement possible dans la limite de ce phénomène d'écrantage). L'absence de gradient

14. Un critère couramment utilisé dans la littérature [20, 25] est que la distance interparticulaire doit être petite devant la distance maximale parcourue par une particule entre deux images. Dans la pratique, si le rapport de ces deux distances est inférieur à 0.1, alors chaque particule est suffisamment éloignée de ses plus proches voisins pour permettre un tracking aisé des particules entre deux pas de temps. Sous cette condition, la concentration est d'environ $5 \cdot 10^{-3}$ ppp, est considérée comme faible à modérer, permet d'utiliser un algorithme de plus proche voisin, et correspond

de vitesse garantit que la baisse d'efficacité du processing ne peut être imputée qu'aux phénomènes optiques d'écrantage et de saturation optique de l'image.

Cette optimisation du processing est quantifiée à l'aide de deux grandeurs.

- Le pourcentage de couverture des champs interpolés finaux. Cette grandeur est celle qui intéresse tout expérimentateur indépendamment de toutes tentatives d'optimisation, à savoir : “ Est-ce que mon champs de vecteur se révélera complet ou plein de trous ? ”
- Le ratio entre le nombres de vecteurs bruts obtenus au final et le nombre de particules détectées à l'image. Ce ratio, compris entre 0 et 1, n'est pas spécifique à la technique de V3V ici employée et peut donc être utilisé pour comparer l'efficacité du processing de toutes méthodes de 2D/3D PTV. Des valeurs typiques de ce ratio, noté $R_{Eff\ Proc}$, pour la technique V3V employée sont de l'ordre d'un facteur 1/4 [29] à 1/5 [32] ce qui signifie qu'une particule détectée sur respectivement 4 et 5 sont traquées avec succès et fournit un vecteur vitesse. Une autre interprétation est que ce ratio permet de faire le lien entre la concentration effective en particules détectées et la concentration utile finale en vecteurs vitesse. Dans la limite des faibles concentrations où la distance interparticulaire est grande devant le déplacement maximal d'une particule entre deux pas de temps, l'efficacité du processing s'effectue avec de moins en moins de perte pour tendre vers un ratio $R_{EffProc} = 1$.

Chapitre 4

Optimisations du dispositif expérimental, de l'ensemencement et de l'illumination du volume de mesure

4.1 Dispositif expérimental

Dans cette partie d'optimisation de la mesure, le système de caméras a été positionné selon la configuration de la figure 2.5a page 16. Cependant attention, à la différence de ce schéma, la direction Z correspond dans cette partie d'optimisation de la mesure à l'axe optique du système et le plan XY correspond au plan capteur du système V3V.

Le volume de mesure mesure $12\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 1\text{ à }4\text{ cm}$ (directions longitudinale, transversale, verticale), et est disposé en plein milieu du canal à 3 cm au dessus de la plaque plane. La vitesse de l'écoulement a été fixée à 20 cm.s^{-1} . Pour une telle vitesse, la couche limite se développant sur la plaque plane mesure environ 9 mm, et les couches limites se développant sur les parois latérales et du haut mesurent un peu moins de 16 mm. Dans tous les cas, notre volume de mesure se situe donc totalement en dehors des couches limites. L'écoulement mesuré ne présente donc aucun gradient de vitesses. L'origine en Z correspond au plan d'éclairage le plus éloigné de la V3V, celui situé à 3 cm de la plaque plane.

4.2 Ensemencement

Nous avons travaillé avec des particules en polyamide (Dantec Dynamics) de diamètre $d_p = 50 \pm 20\text{ }\mu\text{m}$ et de masse volumique $\tau_p = 1.03\text{ g.cm}^{-3}$, une valeur suffisamment proche de celle de l'eau pour que le phénomène de sédimentation puisse être considéré comme négligeable. Deux considérations ont servi de critère dans le choix d'une taille appropriée de particules :

- l'incertitudes de mesure dues aux particules,
- la taille relative de l'image des particules par rapport à la taille du pixel des caméras.

4.2.1 Incertitudes de mesure dues aux particules

La taille des particules doit être choisie de manière à ce que la mesure de la vitesse des traceurs introduits dans le fluide corresponde avec suffisamment de précision à la vitesse réelle du fluide. Certains travaux ultérieurs[33, 18] ont été utilisés pour s'assurer que les particules suivent cette contrainte. Les erreurs introduites par la mesure des vitesses des particules sont

principalement issues des phénomènes de sédimentation due à la gravité, de l'inertie propre des particules par rapport à l'inertie du fluide et des plus petites échelles de mouvement du fluide que les particules ne pourront pas suivre et que l'on considère négligeable. Dans notre cas, cela correspond à une vitesse de chute d'environ $4.10^{-3} \text{ cm.s}^{-1}$, largement inférieure à la vitesse de l'écoulement fixée à 20 cm.s^{-1} . Nous pouvons donc considérer les effets de sédimentation comme négligeables.

L'évaluation de l'incertitude de mesure due à l'inertie des particules est effectuée en suivant la méthodologie décrite dans Dring 1982[33] et Samimy & Lele 1991[34]. Elle se mesure à l'aide du nombre de Stokes de la particule, qui correspond au ratio du temps de réponse de la particule (son temps de relaxation) par un temps caractéristique de l'écoulement,

$$St = \tau_p / \tau_f = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu} / \frac{l_{vox}}{U_{inf}},$$

où d_p et ρ_p sont le diamètre et la masse volumique de la particule, μ la viscosité dynamique de l'eau, l_{vox} la longueur d'un voxel et U_{inf} la vitesse en dehors de la couche limite. Le ratio de ces deux échelles de temps vaut ici 0.034 garantissant ainsi une erreur due à l'inertie des particules négligeable inférieure à 2%.

Ces critères permettent pour les paramètres d'écoulement retenus d'évaluer une gamme de diamètres de particules acceptables en dessous desquelles l'inertie propre des particules et les phénomènes de sédimentation n'affecte pas la mesure.

4.2.2 Taille des particules et positionnement de la caméra

Cependant ces relations ne fournissent qu'une limite haute.

Le diamètre réel de la particule doit être adapté de manière à ce que le diamètre effectif vu par les caméras ne soit pas inférieur à la taille du pixel des caméras. En dessous de cette limite (et dans la pratique un peu au dessus de ça même), plusieurs particules peuvent être présentes sur un même pixel. Incapable de faire la distinction, l'appareil de mesure ne filme plus qu'un brouillard de particules indissociables.

L'article de Pereira (2002) [24], montre que la distance où la précision des mesures est la meilleure se situe entre $0.9L_f$ et $0.95L_f$ où L_f est la distance focale du système V3V. La distance focale propre à notre système V3V¹ est de $L_f \approx 75 \text{ cm}$, ce qui fixe la distance optimale pour le plan le plus éloigné de la caméra à environ 71 cm. Cette distance est théoriquement celle à laquelle il faut placer la caméra si aucun changement de milieu n'intervient. Dans la pratique, cette distance a été ajustée pour tenir compte des indices optiques de l'eau et de l'altuglass, et des distances parcourues dans chacun de ces milieux.

Nous avons utilisé la relation déterminée par Olsen & Adrian (2000) [35] qui fait le lien entre le diamètre réel de la particule et son diamètre à l'image :

$$d_\tau = \sqrt{(M \cdot d_p)^2 + (2.44 \cdot f_\#(M+1)\lambda)^2 + \left(\frac{M \cdot z \cdot D_a}{s_0 + z}\right)^2} \quad (4.1)$$

où d_p et d_τ sont le diamètre réel et le diamètre imagé, $M \approx 0.1$ la magnification optique du système de mesure, λ la longueur d'onde de la lumière utilisée (ici 532 nm), $f_\#$ le f-number du système optique, D_a le diamètre d'ouverture de la lentille du système optique, z la distance entre la particule imagée et le plan focal et s_0 la distance de la particule. Ainsi on a également $L_f = s_0 + z$.

- Le terme $(2.44 \cdot f_\#(M+1)\lambda)$ est d'un ordre de grandeur de $10^{-1} \mu\text{m}$ et est donc négligeable devant la taille du pixel de la caméra ($7.4 \mu\text{m}$).

1. Après entretien avec les ingénieurs de TSI, cette dernière est susceptible de varier d'un système à un autre.

- Le terme $\frac{M \cdot z \cdot D_a}{s_0 + z}$ est aussi négligeable, bien que plus important, en raison du fait que l'écart de mesure maximal au plan focal z_{max} reste toujours au moins 10 fois inférieur à la distance restante.

On aboutit ainsi, en tenant compte de la polydispersité des particules², à un diamètre effectif sur le capteur de 2 à 4 pixels.

Cependant ce diamètre n'est pas encore le diamètre pertinent pour le choix de nos particules. Dans la pratique, les particules ont encore à être détectées par les algorithmes de détection de la V3V. Or une particule dont le diamètre réel correspondrait à un diamètre à l'image faisant juste 1 pixel à l'écran ne présenterait pas de gradient d'intensité lumineuse suffisant pour interpoler avec une précision sous-pixelles les coordonnées du centre de la particule à l'aide d'un profil gaussien d'intensité. Un diamètre trop petit de particule engendre ainsi une erreur sur la position du centre de la particule, erreur qui dégrade la mesure.

C'est pourquoi les particules de 50 μm représente le bon choix. A l'issue de l'étape de détection des particules, la distribution des rayons des particules détectées à partir des diamètres à l'image des particules et des paramètres de processing retenus voir section 3.6 page 34 est comprise entre 0.8 et 3 pixels, avec le pic de la distribution centré sur 0.985 pixel comme présenté dans la figure 4.1.

Cette valeur très proche de 1 correspond à la limite inférieure à partir de laquelle se dégraderait la détermination du centre de la particule.

Le système V3V étant basé sur de la PTV, un petit rayon et donc un petit diamètre des particules, permet d'avoir plus de particules présentes sur les images, et donc potentiellement de suivre plus de particules. Nous pouvons donc affirmer avoir choisi la plus petite taille possible de particules respectivement aux caractéristiques du système optiques et pouvoir ainsi avoir une concentration en particules à l'image la plus importante possible, pour le système V3V.

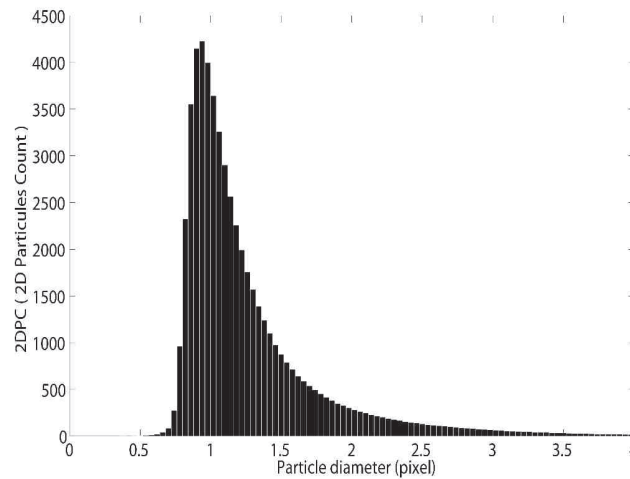


Figure 4.1: Histogramme de distribution des radius en pixels des particules détectées.

L'aire couverte à l'image par une particule n'est pas uniquement importante dans la perspective de travailler à haute concentration.

Une particule à l'image cache les particules qui passe derrière elle. Plus grosses sont les particules, plus important est le phénomène d'écrantage qui leur est associé, faisant ainsi diminuer la probabilité de détection des particules les plus éloignées, et réduisant de ce fait la *profondeur de visibilité*. Cette effet d'écrantage visuel en fonction de la taille des particules a été étudié et

2. $d_p = 50 \pm 20 \mu m$

reporté par Pereira & al (cf figure 12 de [24]).

La variation de rayons observée sur la figure 4.1 est issue de la polydispersité en taille des particules utilisées, des différences d'illumination et d'éloignement des particules qui modifient le diamètre apparent.

4.2.3 Homogénéité spatiale de la concentration de particules

Lors des expériences où la concentration a été modifiée, un temps d'attente a été respecté de manière à ce que la concentration s'homogénéise, dans et en dehors de la couche limite. Pour des particules en très proche paroi, dotées d'une vitesse V égale au $\frac{1}{10}$ de la vitesse en milieu de canal, on peut associer un temps caractéristique de traversée du canal de longueur $L_{channel}$, $t_c = L_{channel}/V = (3 * 10)/U_{inf}$. Le temps d'attente respecté entre deux mesures a donc été au minimum de l'ordre de 2 à 3 t_c .

Les figures 4.2 a, b et c présentent les distributions de position des triplets dans les directions longitudinales, verticales, et transversales sur un champ instantané de particules. La distribution de particules dans le volume de mesure est bien homogène dans les 3 directions.

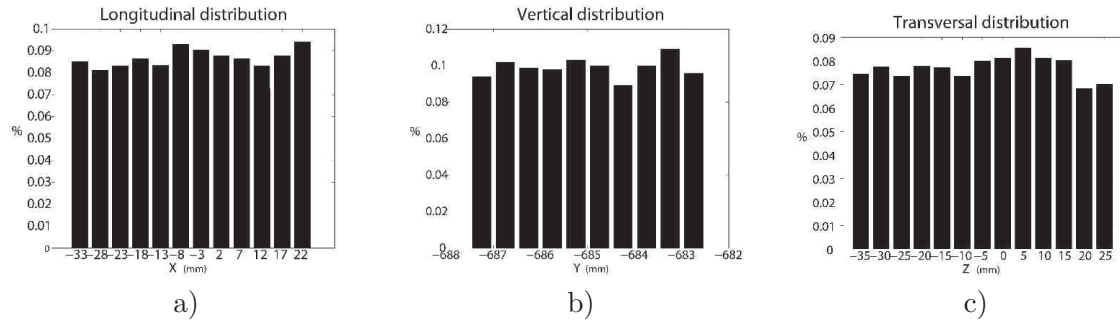


Figure 4.2: Distribution des positions des particules d'un champ instantané : a) dans la direction longitudinale, b) dans la direction verticale, c) dans la direction transversale.

4.3 Illumination

L'optimisation de l'éclairage est importante afin de faciliter la première étape de processing. La détection des profils d'intensité des particules dans les 6 images (LA, RA, TA, LB, RB, TB) s'effectue à partir des pics d'intensité qui sont alors identifiés comme des centres potentiels de particules. Il est donc important d'avoir un rapport signal sur bruit le plus élevé possible c'est à dire des particules très brillantes sur un fond le plus sombre possible.

A partir d'une distribution spatiale homogène de particules, il faut également que l'éclairage soit le plus homogène possible de manière à arriver à une distribution spatiale homogène de particules détectées. Ainsi, de manière à ne pas obtenir une détection inhomogène des particules à cause d'une inhomogénéité de l'éclairage, l'ensemble du volume d'éclairage n'est pas utilisé. un fenêtrage est réalisé afin de masquer les bords du volume d'éclairage, de ne conserver que le centre du volume (la partie centrale de la gaussienne), et de limiter ainsi les inhomogénéités d'éclairage.

4.3.1 Choix du fenêtrage et définition du volume éclairé

Il faut faire attention à utiliser un fenêtrage adapté aux objectifs de mesure et à la calibration utilisée. On distingue trois volumes :

- le volume de calibration dans lequel peut être obtenu la position spatiale tridimensionnelle d'une particule, de dimensions $L_{cx} \times L_{cy} \times L_{cz}$. (figure 4.3),
- le volume d'éclairage résultant du fenêtrage et de la largeur du canal, ici $h \times L_y \times L_{widthchannel}$ (cf figure 2.5a page 16),
- le volume de mesure, intersection de ces deux premiers volumes et des masques appliqués sur les images, $L_x \times L_y \times L_z$ (figure 4.4).

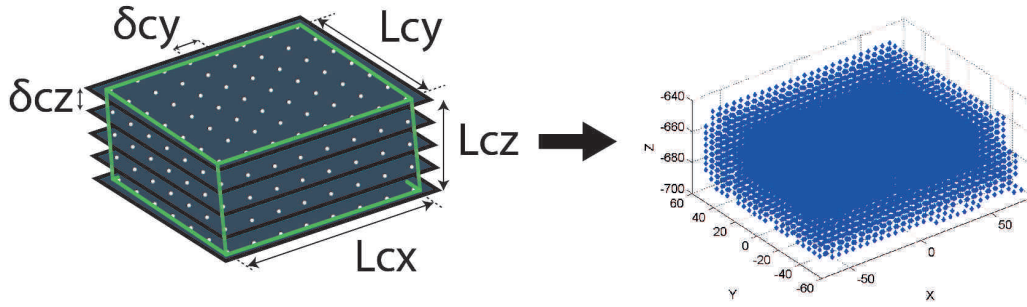


Figure 4.3: Chaque plan de calibration, espacé de δ_{cz} l'un par rapport à l'autre, est composé d'une grille de points espacés de δ_{cy} . Ils définissent un volume calibré (en vert), qui est l'enveloppe des points détectés dans l'espace

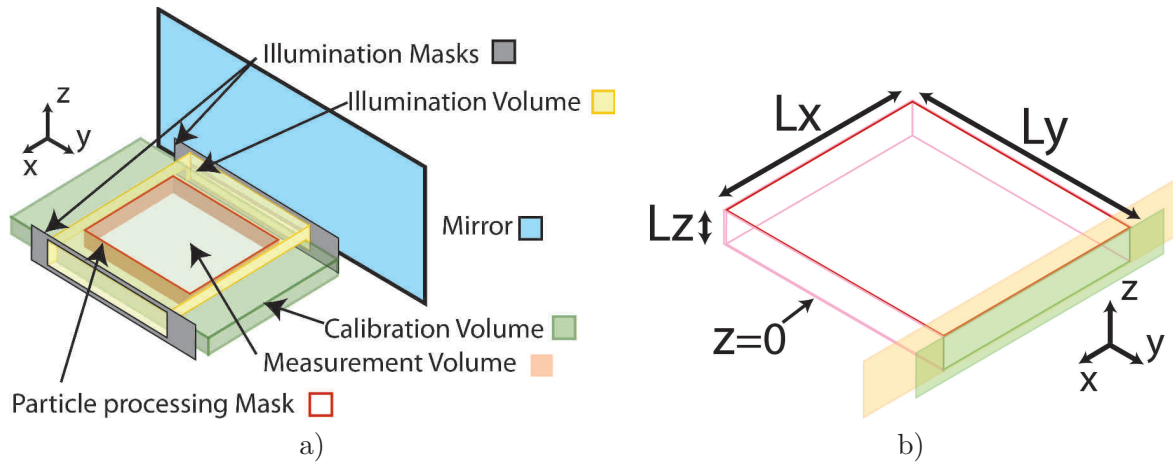


Figure 4.4: a) Volume de mesure vu comme l'intersection du volume éclairé en jaune, du volume de calibration en vert et du masque utilisé sur les capteurs lors de l'étape de velocity processing. b) Dimensions caractéristiques du volume de mesure.

Il est important que le volume éclairé coïncide parfaitement avec le volume calibré pour maximiser la taille du volume de mesure et optimiser l'efficacité du processing.

Si une partie du volume éclairé n'est pas comprise dans le volume de calibration, les particules qui ne sont pas comprises dans le volume de calibration ne sont pas détectées en tant que telles. Cela diminue l'efficacité de l'étape de détection. Si elles se trouvent devant, elles font écran et masquent les particules de la zone éclairée calibrée. Si elles se trouvent derrière, elles ajoutent leur intensité lumineuse à celle du fond. Cette intensité ne sera pas retirée lors de l'étape de

prétraitement vu qu'elle provient d'une particule en mouvement. Cela réduit donc le rapport signal sur bruit, et rend ainsi plus difficile la détection des particules comprises dans le volume de calibration.

Si une partie du volume de calibration n'est pas éclairé, lors de la phase d'interpolation, l'algorithme essaye d'obtenir un vecteur vitesse en chaque noeud d'une grille d'interpolation déterminé par la calibration utilisée. Les zones non-éclairées de la calibration se révéleront être des zones où l'interpolation de grille ne peut pas se faire faute de vecteurs vitesses bruts, ce qui fausse le pourcentage de couverture réelle de la zone de calibration éclairée.

4.3.2 Influence du seuil de détection des particules et de l'intensité du laser

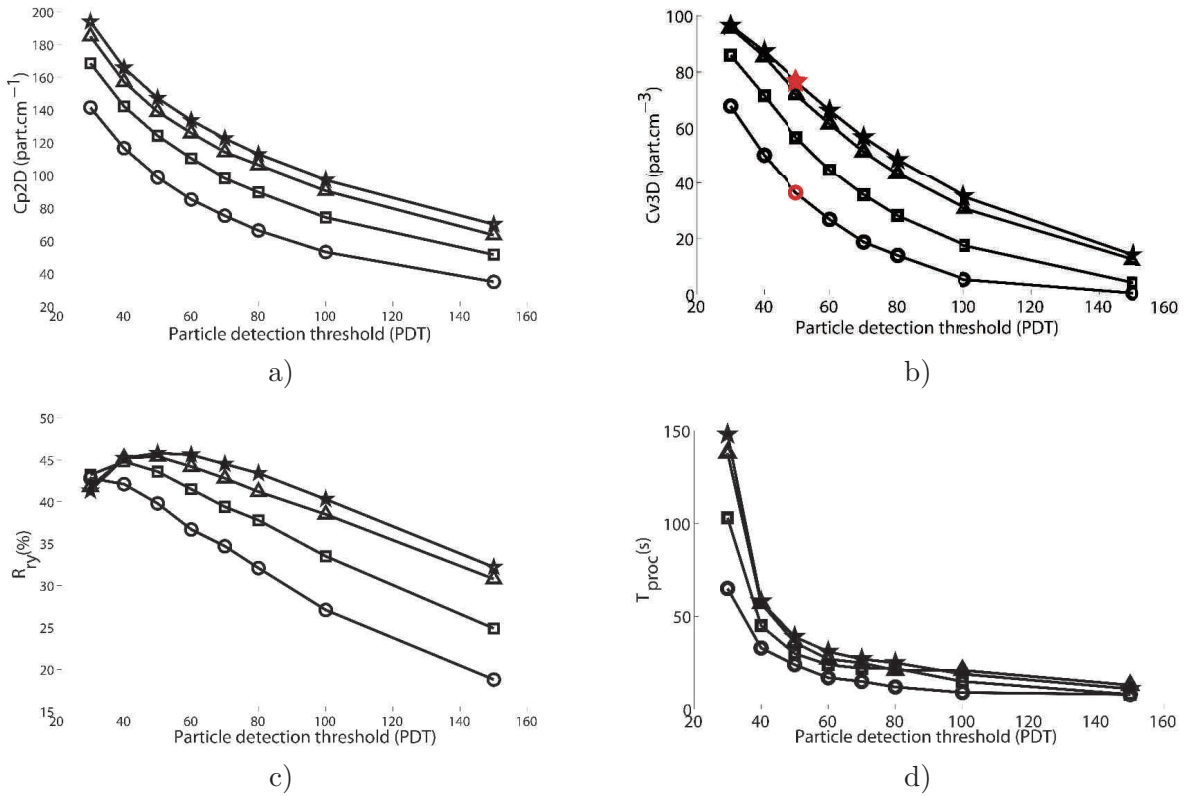


Figure 4.5: En fonction du PDT : a) Nombre de particules détectées par cm^2 . b) Nombre de vecteurs vitesse par cm^3 . c). Raw yield. d). Temps total de processing pour une image. Intensité : \bigcirc 100mJ/pulse, \square 140mJ/pulse, \triangle 180mJ/pulse, \star 200mJ/pulse.

Sur la figure 4.5a, nous montrons l'influence de l'intensité du laser et du Particle Detection Threshold (PDT)³ sur la concentration de particules 2D par cm^2 , notée C_{P2D} .

La figure 4.5b présente la concentration par cm^3 de vecteurs bruts obtenus après le tracking, notée C_{V3D} en fonction de l'intensité du laser et du PDT.

La figure 4.5c présente l'efficacité de l'étape de reconstruction, le Raw Yield noté R_{ry} en fonction de l'intensité du laser et du PDT.

Enfin, la figure 4.5d présente le temps total de processing pour une image de ce set de données en fonction de l'intensité du laser et du PDT.

3. défini dans la section 3.6 page 34

Sans équivoque, la puissance du laser est à mettre de préférence au maximum. Les études de variation de l'intensité lumineuse n'ont pas mené à d'autres conclusions que plus l'intensité du laser est importante, meilleure en est la détection.

Le raw yield R_{ry} (figure 4.5c), présente un maximum en PDT entre 40 et 65. Le pourcentage de couverture atteint donc un plateau à partir d'un PDT de 65 pour les intensités de laser les plus hautes. Le temps de processing, noté T_{proc} (figure 4.5d) augmente de façon considérable lorsque le PDT est abaissé. Il est donc nécessaire de trouver un compromis et préférable de fixer le PDT à des valeurs comprises entre 50 et 70. Dans la pratique nous choisissons 50.

Ces figures permettent d'établir qu'une forte intensité lumineuse est indispensable à une bonne détection des particules. Changer la puissance du laser du simple au double, entre 100 mJ/pulse à 200 mJ/pulse permet ainsi pour un PDT de 50 de doubler (en rouge sur la figure 4.5b) la concentration en vecteurs obtenue suite aux étapes de détection, reconstruction et tracking.

Afin d'utiliser au mieux la puissance disponible, il est donc crucial de ne pas "gaspiller" la puissance disponible et d'adapter l'optique de génération du volume laser de manière à ce que l'essentiel de la puissance générée par le laser se retrouve correctement positionné dans la fenêtre d'éclairage.

Chapitre 5

Optimisation de la concentration en particules

5.1 Existence d'un écrantage optique

Même si dans 2 caméras sur 3 une particule est bien visible, il est possible qu'elle soit dissimulée pour la troisième caméra par une autre particule passant devant elle dans l'axe optique de cette caméra. Une particule peut en cacher une autre et nous appelons ce phénomène inhérent à la mesure 3D écrantage optique lorsqu'il devient statistiquement significatif.

Ce phénomène d'écrantage optique se met en place graduellement en partant du fond du domaine de mesure, et se rapproche de la caméra alors que la concentration en particule est augmentée.

Intuitivement donc, il s'agit de trouver un équilibre entre la concentration en particules et l'épaisseur du volume de mesure de manière à éviter l'écrantage optique des couches de fluides les plus éloignées de la caméra.

5.1.1 Considérations théoriques

Considérons un volume V_0 qui comprend N_0 particules. On définit alors la concentration 2D particulaire des images $\rho_{0,2D} = N_0/A_0$ et la concentration particulaire 3D du volume de mesure $\rho_{0,3D} = N_0/V_0$, où $A_0 = L_x \cdot L_y$ et $V_0 = A_0 \cdot L_z$

En supposant une répartition spatiale homogène des particules, on définit deux distances caractéristiques, les distance interparticulaires 2D et 3D basées respectivement sur un cercle et une sphère de rayons $d_{0,2D} = \sqrt{1/\pi\rho_{0,2D}}$ et $d_{0,3D} = \sqrt[3]{3/4\pi\rho_{0,3D}}$. Le rapport des deux nous donne :

$$\frac{d_{0,3D}}{d_{0,2D}} = A_1 (\rho_{0,3D})^{1/6} \sqrt{L_z},$$

où $A_1 = \left(\frac{3^2\pi}{4^2}\right)^{1/6} \simeq 1.099$

Cette dernière équation nous montre qu'il existe un rapport entre distances inter-particulaires 2D et 3D, la concentration en particules du volume éclairé et l'épaisseur d'éclairage L_z . Sous les hypothèses que le régime d'écrantage n'est pas établi et que l'écoulement soit suffisamment éclairé de manière à ce que chaque particule présente dans le volume de mesure soit détectée, on peut alors considérer que les concentrations particulières réelles $\rho_{0,3D}$ et mesurée $\rho_{0,3Dm}$ suivent la relation

$$\rho_{0,3Dm} = \rho_{0,3D} \cdot R_{ry} \cdot R_{pairing} = \rho_{0,3D} \cdot R_{EffProc}$$

où R_{ry} et $R_{pairing}$ quantifient entre 0 et 1 les étapes de reconstruction des particules 3D et de tracking, et $R_{EffProc}$ l'efficacité globale du processing. Cela nous permet de définir :

$$R_{EffProc} = A_2 \rho_{0,3Dm} \left(\frac{d_{0,3D}}{d_{0,2D}}\right)^6 L_z^3 \quad (5.1)$$

avec $A_2 = (A_1)^6 \simeq 1.76$. Cette relation confirme le rôle important de l'épaisseur de volume éclairé sur l'efficacité global du processing.

5.1.2 Etude paramétrique de l'écrantage optique : paramètres expérimentaux

Dans ce chapitre, nous présentons le résultat d'une campagne expérimentale où le phénomène d'écrantage a été étudié en faisant varier à la fois la concentration en particules dans le canal et l'épaisseur d'éclairage.

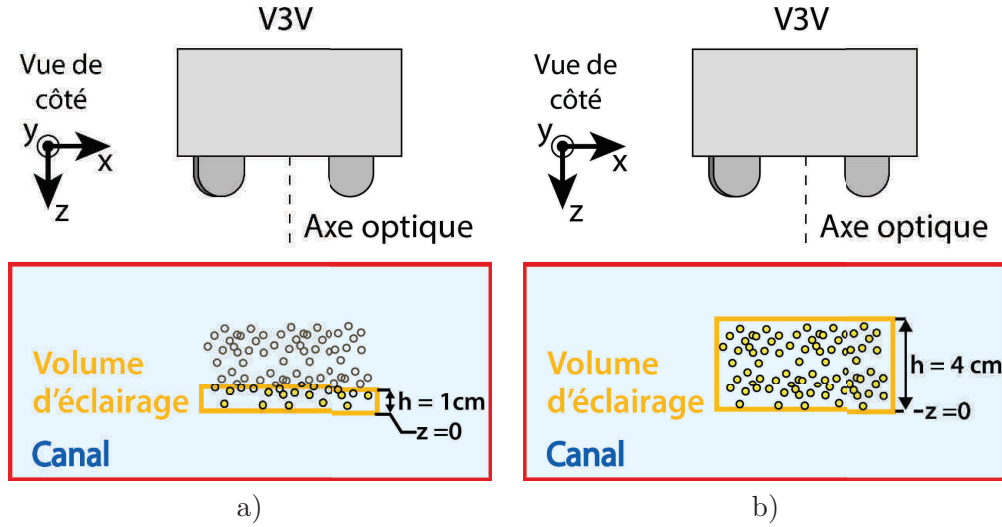


Figure 5.1: Positionnement des volumes d'éclairage d'épaisseurs différentes. a) $h=1 \text{ cm}$. b) $h=4 \text{ cm}$.

Afin d'étudier l'influence de la concentration de particules d'ensemencement sur l'écrantage, l'eau a été filtrée à l'aide de filtre de porosité $5\mu\text{m}$. Comme les particules ajoutées ont un diamètre de l'ordre de $50\mu\text{m}$ et un rayon apparent de l'ordre du pixel, cela garantit que les particules résiduelles sont d'un ordre de grandeur plus petites que les traceurs, et d'une dimension subpixelique par rapport à la résolution des caméras. La concentration massique C_m en particules a été progressivement augmentée entre 0 et 0.056 g.L^{-1} par pas de $\approx 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ g.L}^{-1}$.

Afin d'étudier l'influence de l'épaisseur d'éclairage sur la mise en place du phénomène d'écrantage, 5 épaisseurs d'éclairage ont été étudiées $h=1, 1.5, 2, 3$ et 4 cm . Le positionnement de ces volumes les uns par rapport aux autres est présenté dans la figure 5.1.

50 images ont été prises pour chaque configuration expérimentale pour une épaisseur h et une concentration C_m données et les courbes présentées dans ce chapitre correspondent aux statistiques obtenues sur l'ensemble des 50 images. La variation d'épaisseur d'éclairage a été effectuée consécutivement en apposant des masques de différentes tailles sur le même volume laser.

On s'est ainsi assuré que l'intensité lumineuse reçue par les particules soit la même pour les différentes épaisseurs d'éclairage.

De plus acquérir 50 images et changer le masque prend environ en tout 3 minutes. Ainsi effectuer la mesure d'une concentration pour les 4 épaisseurs d'éclairage prend environ un quart d'heure ce qui assure que les caractéristiques en concentration sont les mêmes pour les différents h .

5.1.3 Mise en évidence de l'écrantage

Pour la discussion, quatre concentrations particulières sont retenues. Pour un volume d'éclairage de hauteur 4 cm, ces quatre concentrations correspondent à quatre états caractéristiques de l'écoulement :

- $C_{m1} \approx 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ g.L}^{-1}$: Ensemencement étudié minimum.
- $C_{m10} \approx 1 \cdot 10^{-2} \text{ g.L}^{-1}$: Ensemencement critique : diminution des performances des algorithmes de tracking, mise en place du phénomène d'écrantage.
- $C_{m20} \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ g.L}^{-1}$: Ensemencement critique : phénomène d'écrantage généralisé.
- $C_{m40} \approx 5.6 \cdot 10^{-2} \text{ g.L}^{-1}$: Ensemencement sur-saturé.

Les figures 5.2a,b,c et d présentent des images permettant d'apprécier pour $h = 4 \text{ cm}$, les concentrations typique associées aux 4 concentrations massiques définies précédemment. Les figures 5.2e,f,g et h correspondent aux mêmes images sur lesquelles ont été ajoutées sous la forme de disques oranges, la position et le diamètre des particules 2D détectées.

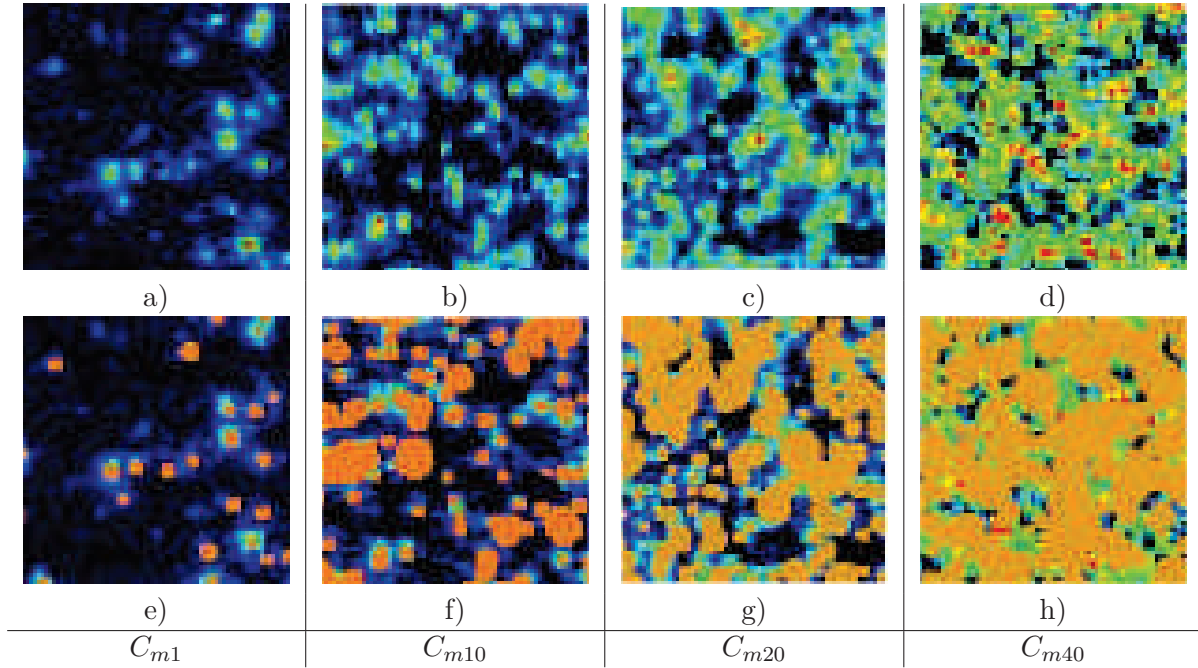


Figure 5.2: Pour un volume d'éclairage de hauteur 4 cm. a) Zooms (80×80 pixels) des images obtenues aux concentration massiques C_{m1} , C_{m10} , C_{m20} et C_{m40} . b) Mêmes images avec l'ajout des emplacements et des diamètres effectifs des particules détectées lors du 2D particle identification

Ces images permettent de voir la saturation progressive des images en particules. La figure 5.2a présente un cas où la concentration visuelle en particules est clairsemée et la concentration réelle en particules dans l'eau faible si l'on considère que le volume est fortement illuminé sur 4 cm d'épaisseur. Il n'y a clairement pas d'écrantage visuel. Au contraire, la figure 5.2d présente une situation où l'image est saturée en particules et où les particules ne se distinguent plus de leurs voisins et masquent complètement l'arrière plan de l'écoulement.

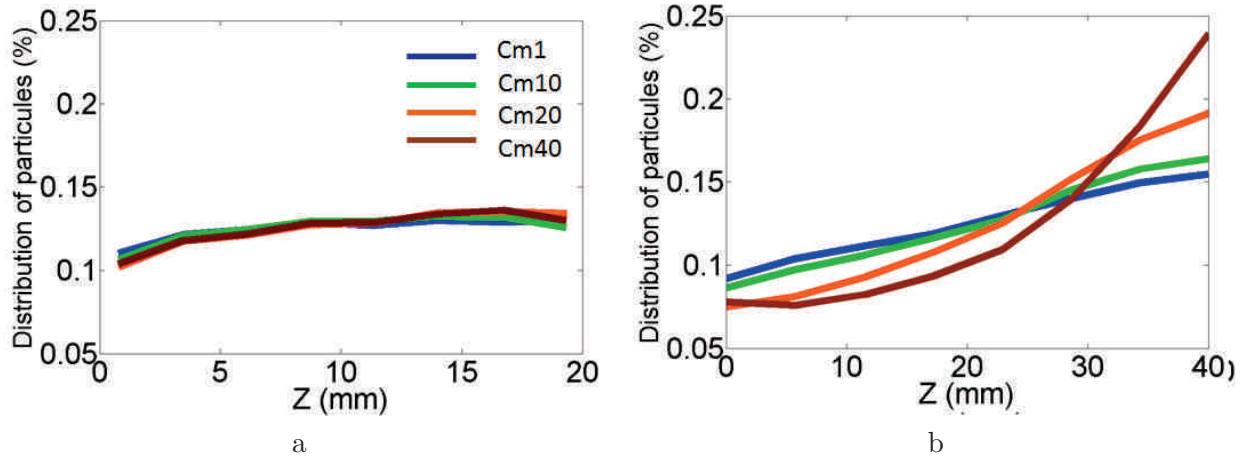


Figure 5.3: Répartition verticale en pourcentage des particules 3D pour 4 concentrations massiques différentes. a) $h = 2$ cm. b) $h = 4$ cm.

Les figures 5.3a, b présente une vue plus quantitative de la mise en place de l'écrantage optique et compare deux épaisseurs d'éclairage 2 cm (figure 5.3a) et 4 cm (5.3b) pour les 4 concentrations typiques C_{m1} , C_{m10} , C_{m20} et C_{m40} .

Dans chacune de ces figures, est représenté en fonction de l'éloignement sur l'axe optique (où $Z = 0$ correspond au plan le plus éloigné des caméras, voir la figure 5.1), la distribution en pourcentage de la position des particules 3D détectées et positionnées dans le volume à l'issue des étapes de processing n° 1 et 2. Cette distribution correspond au nombre de particule détectées dans une tranche de fluide centrée sur une position Z donnée divisé par le nombre total de particules dans l'ensemble du volume.

Comme la concentration de particules est homogène et étant donné que l'illumination a été réalisée pour être aussi homogène que possible, un profil plat du nombre de particules détectées en fonction de la profondeur doit être obtenu. C'est ce que montre la figure 5.3a. Cette distribution ne change pas lorsque la concentration en particule dans l'eau est augmentée.

Remarque : La légère pente de l'ensemble des courbes montre que les particules sur le devant du volume de mesure sont un tout petit mieux détectées que celles situées dans le fond du volume de mesure. Ce n'est pas surprenant. Cependant cet écart est très faible en proportion et ne correspond pas au phénomène d'écrantage.

Dans la figure 5.3b, le profil de distribution des particules suivant Z varie en fonction de la concentration. Le profil de distribution des particules suivant Z est, à basse concentration, le même que celui de la figure 5.3a (croissance linéaire suivant Z avec le même taux de croissance), puis change lorsque la concentration est augmentée. La mise en place de l'écrantage optique se caractérise à partir de C_{m20} par une déformation importante et non linéaire des profils de distribution des particules entre l'avant et l'arrière du volume de mesure.

Pour cette épaisseur d'éclairage, il existe donc un ou plusieurs seuils transitionnels à partir desquels se dégrade la détection, la reconstruction et le tracking des particules. Il s'agit en effet de garder en tête que ce phénomène d'écrantage est mesuré par l'intermédiaire de la V3V, qui a ses caractéristiques hardware et software propres. A ce titre, la dégradation de la détection, de la reconstruction et du tracking des particules est le résultat à la fois de l'écrantage optique physique, et des limites des algorithmes propres à la V3V.

5.2 Définition des différentes concentrations utilisées

Afin d'étudier l'effet de la concentration sur les différentes étapes de processing et d'essayer de découpler la part algorithmique de la part physique, nous définissons à partir de la concentration

réelle C_m en particules dans le canal plusieurs autres concentrations obtenues à l'issue de chaque étape de processing.

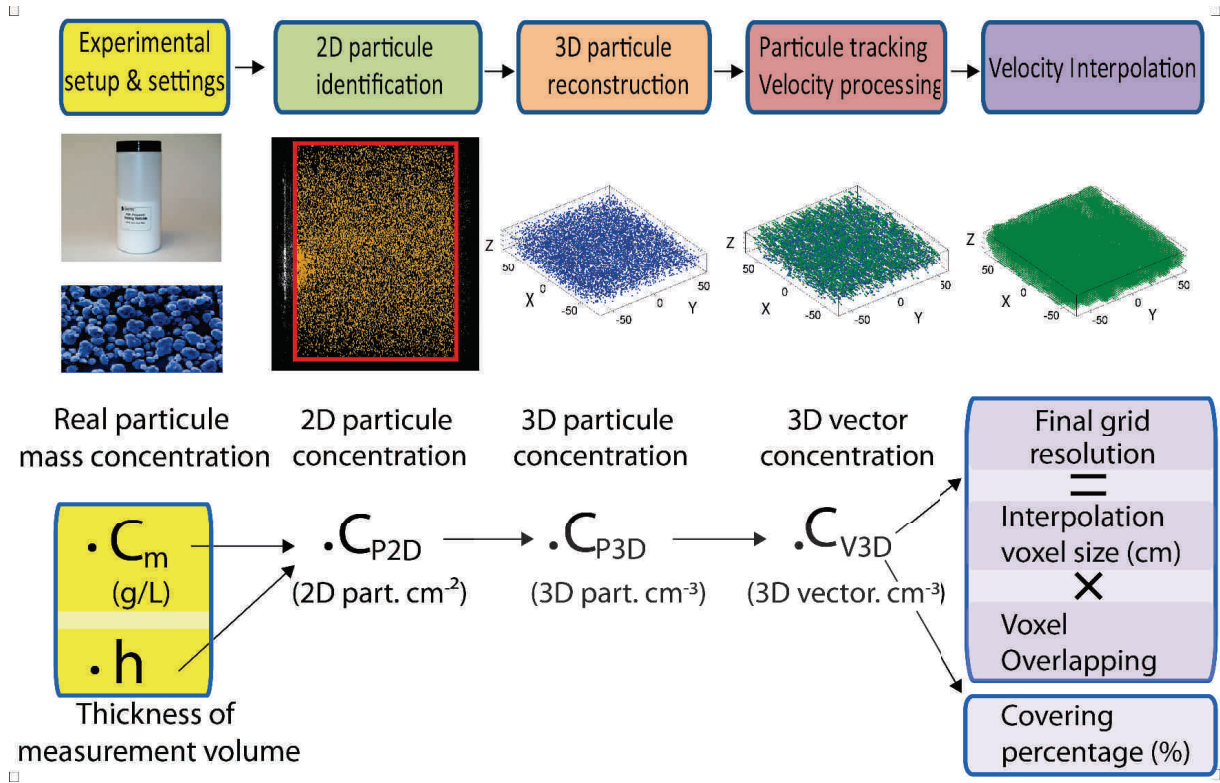


Figure 5.4: Principales étapes du traitement d'une image V3V et les concentrations qui leur sont associées.

- La concentration 2D de particules par cm^2 détectées dans chaque image lors de la première étape de processing. On définit cette grandeur comme étant :

$$C_{P2D} = \frac{PC_{2D}}{L_x \cdot L_y} = \frac{PC_{2D}}{Pix_{Count} \cdot L_{px}^2},$$

où L_x et L_y représentent les dimensions en cm du masque appliqué lors de l'étape d'identification des particules 2D tel qu'il est défini dans les figures 3.7 et 4.4 pages 30 et 45, Pix_{Count} le nombre total de pixels compris à l'intérieur de ce masque, PC_{2D} le nombre de particules 2D détectées dans le masque (*2D Particle Count*) et L_{px} la longueur de conversion entre μm et pixels obtenue comme la moyenne des L_{px} locaux des plans extrêmes définissant le volume d'illumination (Table 5.1).

Cette quantité dorénavant notée C_{P2D} gouverne les phénomènes d'écrantage et de saturation de l'image en particules.

- La concentration 3D en particules par cm^3 reconstruite lors de l'étape deuxième étape de processing. On définit cette grandeur comme étant :

$$C_{P3D} = \frac{PC_{3D}}{L_x \cdot L_y \cdot L_z}$$

où PC_{3D} correspond au nombre de particules détectées dans le volume de mesure. Cette quantité dorénavant notée C_{P3D} gouverne l'efficacité du tracking et la densité résultante du champ de vecteurs vitesse.

- La concentration 3D en vecteurs vitesse par cm^3 obtenue après la troisième étape de processing. On définit cette grandeur comme étant :

$$C_{V3D} = \frac{VCount}{L_x \cdot L_y \cdot L_z}$$

où $VCount$ correspond au nombre de vecteurs obtenus dans le volume de mesure. Cette quantité dorénavant notée C_{V3D} gouverne le pourcentage de couverture du champs interpolé. L'évolution de cette grandeur en fonction de la quantité ajoutée de particules est présentée dans la figure 5.5 pour différentes épaisseurs d'illumination et sera commentée au paragraphe suivant.

Position du plan	Z=0	Z=1cm	Z=2cm	Z=3cm	Z=4cm
$Lpx_{local} (\mu m \cdot pixel^{-1})$	84.73	84.23	83.42	82.79	82.28

Table 5.1: Longueur locale de conversion μm en pixel obtenue à l'aide de la calibration en fonction de la position des plans de mesure.

La concentration réelle en particules est donc à considérer comme la variable de contrôle permettant d'ajuster les différentes concentrations qui gouvernent chaque étape de processing. Par contre ces différentes concentrations intermédiaires sont celles qui sont pertinentes pour évaluer la performance du traitement des images, et *in fine* de nos mesures.

Il est donc essentiel de contrôler la concentration réelle de particules, l'*overlapping particle* et l'épaisseur du volume d'éclairage, de manière à éviter le phénomène d'écrantage et à optimiser le pourcentage de couverture dans l'optique d'obtenir la résolution attendue de notre champ de vecteurs.

5.3 Relation entre C_m et les concentrations C_{P2D} , C_{P3D} et C_{V3D}

Les figures 5.5a, b et c présentent les variation de C_{P2D} , C_{P3D} et C_{V3D} en fonction de la concentration massique C_m pour les différentes épaisseurs d'illumination h.

La figure 5.5a montre une augmentation de la concentration visuelle C_{P2D} en particules à l'image C_m , quelle que soit h.

Lorsque h augmente, la concentration visuelle C_{P2D} augmente naturellement étant donné que plus de particules sont alors illuminées. Cependant cette augmentation n'est pas linéaire et une atténuation est rapidement observée

La figure 5.5b montre une augmentation de la concentration moyenne en particules dans l'ensemble du volume C_{P3D} de mesure en particule à l'image C_m .

Toutes les courbes de C_{P3D} se superposent ce qui semble normale considérant que la concentration massique réelle en particules est la même quelque soit h.

La figure 5.5c présente la courbe de C_{P3D} en fonction du C_{P2D} . La dépendance entre les deux grandeurs est linéaire, et de façon logique, plus l'épaisseur du volume éclairé est grande, plus basse est la C_{P3D} obtenue pour une C_{P2D} donnée.

A l'issue de ces trois figures, il semblerait donc que le phénomène d'écrantage se manifeste uniquement sur l'étape de détection, par une atténuation du nombre de particules détectées alors que la concentration massique est augmenté. Ce n'est pas aussi simple, et l'écrantage optique s'avère influencer l'étape de reconstruction des particules, la seconde étape de processing, d'une manière plus subtile.

En effet, sur la figure 5.5d qui présente l'efficacité de l'étape de reconstruction des particules 3D en fonction de la C_{P2D} , on observe au delà de 800 particules détectées par cm^2 que le *rawyield*

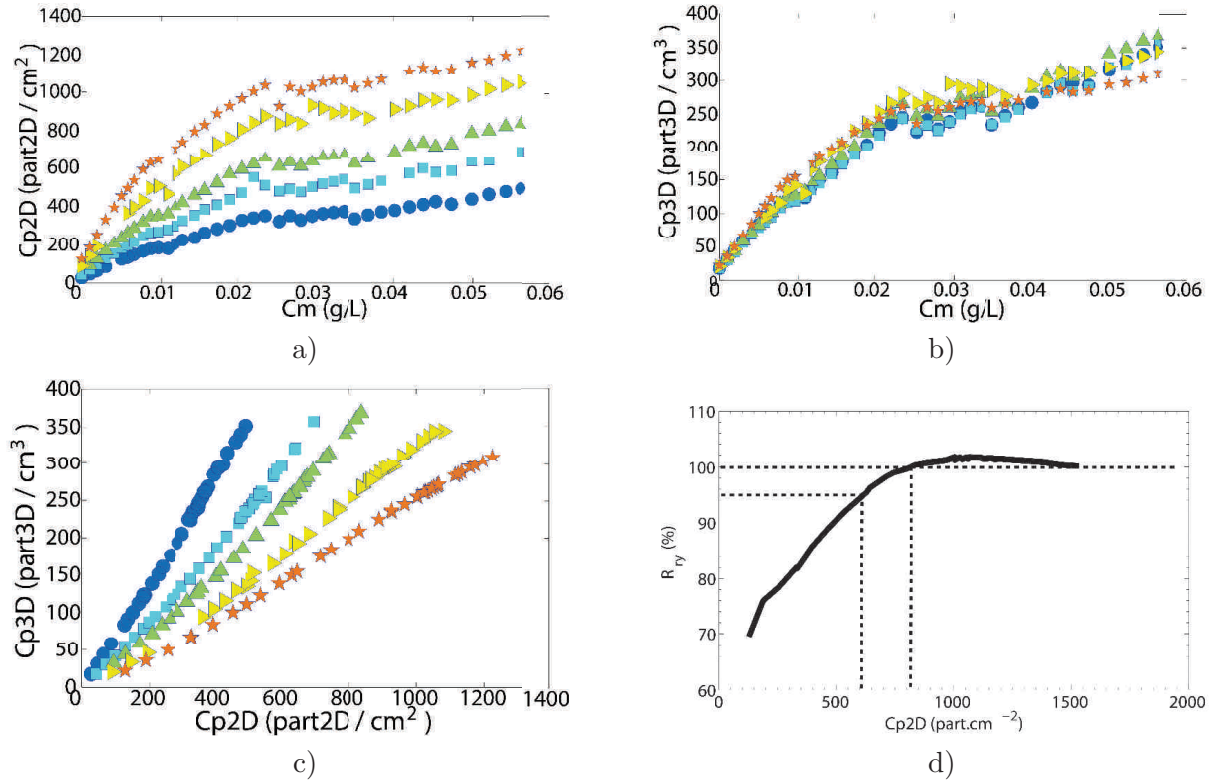


Figure 5.5: Épaisseurs de volume éclairé : \bigcirc 1cm, \square 1.5cm, \triangle 2cm, \triangleright 3cm, \star 4cm. a) Concentration en particules par unité de surface (C_{P2D}) en fonction de la concentration massique (C_m) en particule dans le canal en g.L $^{-1}$. b) Concentration en particules par unité de volume (C_{P3D}) en fonction de C_m . c) C_{P3D} en fonction du C_{P2D} . d) Pour $h=4$ cm, efficacité de l'étape de reconstruction (rawyield R_{ry}) des particules 3D en fonction de C_{P2D} .

R_{ry} dépasse 100 %. Cela signifie que plus de 100 % des particules détectées sont utilisées lors de l'étape de reconstruction des triplets.

Cela n'a bien sûr aucun sens physique. Cela signifie donc que l'algorithme de reconstruction autorise une même particule à être utilisée pour la reconstruction de triplets différents. On touche ici aux limites de l'algorithme de reconstruction des triplets à partir duquel il n'est pas possible de détecter l'apparition du phénomène d'écrantage.

L'observation de profil de distribution verticaux (comme ceux présentés dans la figure 5.3 page 52) permet de réinterpréter plus finement les figures 5.5a, b et c.

La figure 5.5c nous apprend que les algorithmes de l'étape de reconstruction ne sont pas affectés par le phénomène d'écrantage. Lorsqu'il y a une particule à l'image satisfaisant les critères de reconstruction, l'algorithme reconstruit. Cette linéarité entre C_{P3D} et C_{P2D} , ainsi que la définition du C_{P3D} comme la concentration globale moyennée sur l'ensemble du volume permet de comprendre que les particules reconstruites avec succès se concentrent petit à petit sur les premières couches de fluide dans un volume de plus en plus réduit alors que la concentration en particules à l'image augmente.

Ce phénomène est donc bien un écrantage optique que l'on ne peut pas seulement attribuer à une question d'algorithme.

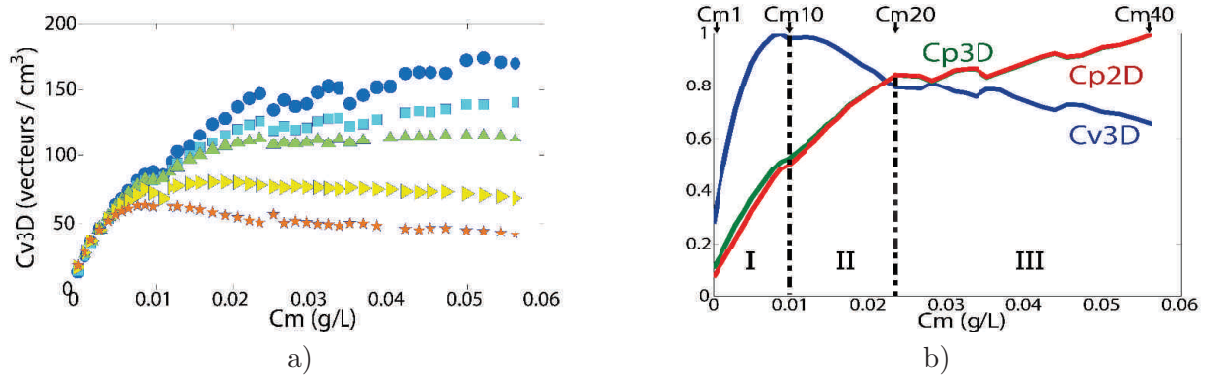


Figure 5.6: a) Concentration de vecteurs par unité de volume (C_{V3D}) en fonction de la concentration massique (C_m) en particules dans le canal en $g.L^{-1}$. Epaisseur de volume éclairé : \bigcirc 1cm, \square 1.5cm, \triangle 2cm, \triangleright 3cm, \star 4cm. b) Pour $h=4$ cm, superposition des courbes de C_{P2D} , C_{P3D} et C_{V3D} adimensionnées par leur valeur maximale en fonction de la concentration massique en particules C_m .

Si l'on regarde maintenant la concentration en vecteurs dans le volume (C_{V3D}) en fonction de la concentration massique C_m (figure 5.6a), on observe clairement que les courbes pour $h = 3 \sim 4$ cm atteignent un maximum au delà duquel la concentration en particules traquées avec succès diminue. Cette diminution de la concentration 3D de vecteurs obtenus est à la fois une baisse d'efficacité expérimentale qui marque la mise en place des phénomènes d'écrantage et de saturation optique de l'image en intensité, mais aussi une baisse d'efficacité des algorithmes de tracking au delà d'une certaine concentration de particules dans le volume, d'une *saturation algorithmique*.

La figure 5.6b présente pour $h = 4$ cm, une superposition des courbes de C_{P2D} , C_{P3D} et C_{V3D} adimensionnées par leur valeur maximale afin de faciliter la comparaison.

On observe que le maximum de la courbe de C_{V3D} correspond à un changement d'inflexion dans les courbes de C_{P2D} et C_{P3D} (qui se superposent quasiment parfaitement en raison de la dépendance linéaire entre ces deux valeurs déjà montré dans la figure 5.5c).

On observe que les courbes de C_{P2D} et C_{P3D} présentent une caractéristique supplémentaire. Après ce premier changement d'inflexion en survient un second lorsque la concentration massique en particules est encore augmentée.

Ce changement d'inflexion des courbes de C_{P2D} et C_{P3D} coïncide avec un changement d'inflexion de la courbe de C_{V3D} .

Ces deux changements d'inflexion interviennent pour les concentrations massiques C_{m10} et C_{m20} et permettent de séparer l'évolution des courbes de C_{P2D} , C_{P3D} et C_{V3D} en trois zones distinctes (figure 5.6b).

5.4 Régimes de C_m

Nous allons étudier plus en détail les phénomènes intervenant lors de ces trois régimes.

- Entre les concentrations C_{m1} (figures 5.2a,e) et C_{m10} (figures 5.2b,f), la distance inter-particulaire reste plus grande que le diamètre moyen des particules détectées. La concentration 2D en particules dans l'image reste modérée.

Entre ces deux états, la concentration 2D en particules de l'image est donc suffisamment

basse pour que l'étape de tracking s'effectue efficacement et qu'un accroissement de la concentration massique C_m de particules se traduise par un accroissement de la concentration 3D de vecteurs C_{V3D} , particules détectées C_{P2D} et reconstruites C_{P3D} . La Zone I de la figure 5.6b correspond donc à la zone de bon fonctionnement de la V3V dans laquelle il faut se positionner.

- Entre les concentrations C_{m10} et C_{m20} (figures 5.2c,g), la concentration en particules dans l'image continue à augmenter et devient de plus en plus forte. Même si on constate pour C_{m20} la formation de blocs, d'agrégats visuels de particules qui traduisent la mise en place d'une superposition des images de particules, le fond noir reste bien visible. La baisse de C_{V3D} est donc la marque que l'algorithme de tracking atteint ses limites. Alors que la concentration en triplet augmente, il devient plus difficile de déterminer la particule cible à l'instant $t + \delta t$ ce qui diminue l'efficacité de la phase de velocity processing. Nous qualifions donc cette phase *saturation algorithmique*.
- Entre les concentrations C_{m20} et C_{m40} (figures 5.2d,h), les images se saturent en intensité. Le diamètre des particules détectées a considérablement augmenté par rapport au C_{m1} . Ces comportements sont détaillés dans les figures 5.7a,b.

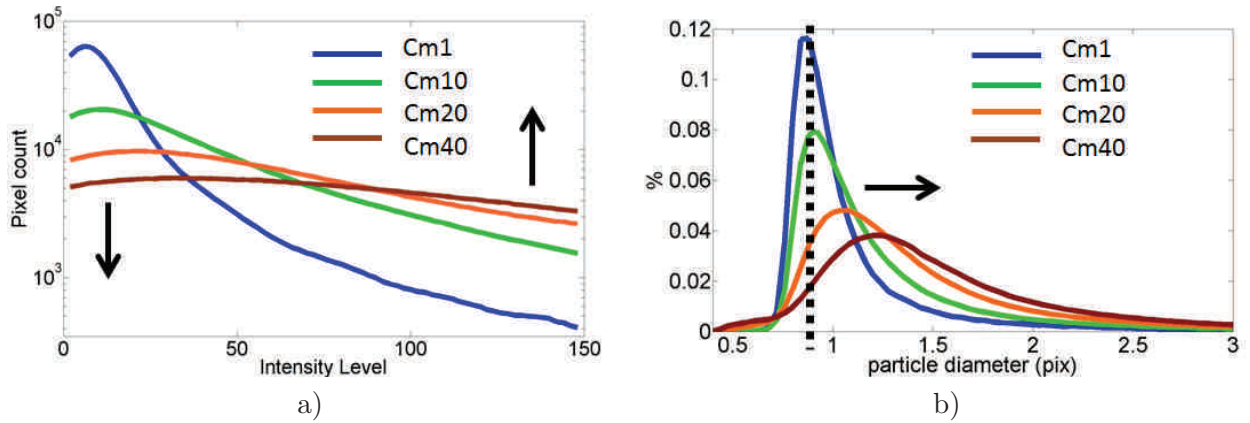


Figure 5.7: a) Epaisseur d'éclairage de 4 cm, $PDT = 30$. Nombre de pixels d'une certaine intensité dans l'image. L'échelle d'intensité varie de 0 à 4095. b) Distribution du nombre de particules 2D détectées pour différents ensemencements en fonction du rayon attribué lors du processing. Concentrations massiques : — C_{m1} , — — — C_{m10} , — · — C_{m20} , · · · C_{m40} .

La figure 5.7a présente en semilog la distribution du nombre de pixels d'une image en intensité. Chaque capteur dispose de plus de 4 millions de pixels. Les images étant codées sur 12 bits, l'intensité est discrétisée sur 4096 valeurs. Afin de ne pas écraser la courbe, seuls les 150 premières valeurs sont représentés.

La saturation progressive de l'image en particule s'effectue en deux temps.

- Tout d'abord, sur les courbes de C_{m1} C_{m10} , la dynamique de saturation est dominée par un aplatissement de la distribution de l'intensité des pixels traduisant l'augmentation de la concentration de particule à l'image. Les intensités correspondant au background restent néanmoins prédominante.

À C_{m20} , la balance des intensités est beaucoup plus uniforme, mais conserve un rapport 4 entre le nombre de pixel noir du fond de l'image et ceux correspondant aux intensités typiques des particules.

- A partir de C_{m20} et jusqu'à C_{m40} , la balance des intensités s'égalise de plus en plus. Malgré le prétraitement, la saturation visuelle en particules dans l'image est telle que les particules ne se détachent plus sur un fond noir mais sur un lit mouvant de particules qui correspond à l'écrantage optique des particules les unes par les autres. L'intensité moyenne du fond augmente et perturbe fortement l'étape de détections 2D de particules. Les pics d'intensité marquant les centres des particules se retrouvent noyés dans un fond d'intensité qui rend impossible la détection des particules les moins lumineuses. De plus, il devient beaucoup plus délicat de déterminer un profil gaussien d'intensité qui permet de fitter la particule en lui attribuant un diamètre.

Ce dernier phénomène est caractérisé dans la figure 5.7b qui présente la distribution du diamètre des particules détectées en pixel. En dessous de C_{m10} , la distribution des rayons est bien piquée, le pic reste situé à une position constante de 1 pixel de diamètre.

- Pour des concentrations massiques inférieurs à C_{m20} , la distribution en diamètre se décale un peu de 1 marquant la formation d'agrégats de particules et montrant que de l'écrantage optique est également présent dans la zone de saturation algorithmique.
- A partir de C_{m20} , les distributions s'élargissent de plus en plus et la position du pic se décale franchement dans la direction des diamètres croissants. Cet accroissement du diamètre moyen, alors que la taille réelle des particules n'a pas changé, traduit la difficulté lors de l'étape de fit gaussien à déterminer la limite d'une particule du fait de leur recouvrement visuel. Bien souvent la limite n'arrive pas à être déterminé, et les blobs gaussiens regroupent et englobent plusieurs particules. L'augmentation du diamètre moyen traduit donc directement la mise en place d'un écrantage optique plus important. La croissance des diamètres moyens des particules détectées est visible dans les figures 5.2b,d,f,h.

Ainsi dans les zones II et III (figure 5.6b), coïncident à la fois des phénomènes d'écrantage optique et des effets dus aux limites des algorithmes de processing. Le changement d'inflexion permettant de distinguer ces deux zones s'explique par la prédominance d'un phénomène sur l'autre.

- Zone II . Ce régime tire sa baisse d'efficacité de la saturation du volume de mesure en particules 3D détectées. Au delà d'une concentration critique, les algorithmes de tracking deviennent moins efficaces. A partir d'une particule source du temps t , il n'est plus toujours possible de déterminer sans ambiguïté ce quelle devient au temps $t + \delta t$ entre plusieurs particules cibles potentielles. La performance de la phase de velocity processing se met alors à diminuer. Cette phase est qualifiée de saturation algorithmique parce que l'écrantage est un phénomène encore marginal qui s'amplifie mais n'est pas encore statistiquement dominant. Les 2 premières phases de processing sont peu perturbées et seul l'algorithme de tracking est affecté.
- Zone III. Ce régime correspond au régime d'écrantage optique généralisé. Il se caractérise par la saturation de l'image en intensité et la mise en place d'un lit mouvant de particules qui se concentre sur les premiers millimètres du volume de mesure et masque le fond comme le reste du volume de mesure.
Les centres des particules ne sont plus détectés avec précision alors que les gradients d'intensité lumineuse ne s'établissent plus entre une particule et un fond noir immobile. Les bords des particules ne sont plus détectés avec succès. Les performances de l'étape de détection des particules est donc profondément affectées par cette écrantage optique.
La présence d'un lit mouvant de particules fausse également les performances de la seconde étape de reconstruction des particules 3D. La densité de particules à l'image est telle que la recherche du triplet de particules le long des axes de recherches définies par la calibration

crée un grand nombre de particules fantômes qui échappent aux filtres de cette étape de traitement. Il en résulte un nombre de particules reconstruites plus important que le nombre de particules initialement détectées dans l'image (voir figure 5.5d).

Dans le cas d'une épaisseur d'éclairage de $h = 3$ cm, seuls les 2 premiers régimes sont présents, ce qui correspond uniquement à la mise en place de l'écrantage algorithmique.

5.5 Relation entre C_{V3D} et C_{P2D}

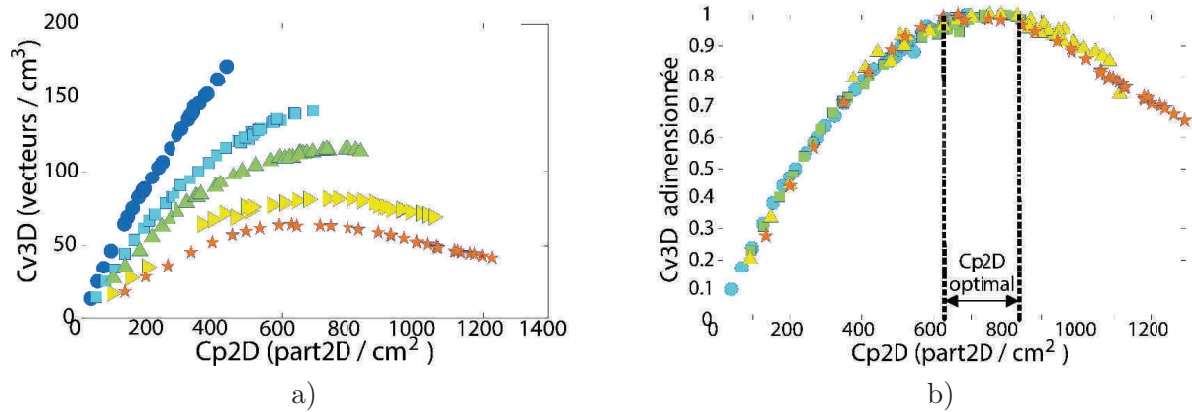


Figure 5.8: a) Concentration 3D de vecteurs obtenus par cm^3 (C_{V3D}) en fonction de la concentration 2D effective de particules détectées par cm^2 (C_{P2D}). b) C_{V3D} adimensionnée par le maximum de chaque courbe en fonction de la C_{P2D}

Dans la figure 5.8a, la concentration en vecteur C_{V3D} est tracée en fonction de la concentration visuelle C_{P2D} . Quelques soient les épaisseurs d'éclairage, on constate que les courbes de C_{V3D} atteignent un maximum pour $C_{P2D} \simeq 730 \text{ particules.cm}^{-2}$. Les épaisseurs 3 et 4 cm ont atteint et dépassé ce seuil. L'épaisseur 1.5 cm et 2 cm semblent l'atteindre sans vraiment le dépasser pour autant ; $h=1$ cm n'y est pas encore.

Dans la figure 5.8b, la concentration en vecteur C_{V3D} est adimensionnée par sa valeur maximale (A l'exception de $h=1\text{cm}$ qui n'est pas ajoutée), et est tracée en fonction de la concentration visuelle C_{P2D} . Ces différentes courbes se superposent parfaitement permettant ainsi une définition claire d'une gamme de C_{P2D} permettant d'optimiser le C_{V3D} : $620 < C_{P2D} < 840$. Cet intervalle de C_{P2D} correspond à une valeur optimale comprise entre $3.8 \cdot 10^{-2}$ et $4.6 \cdot 10^{-2}$ particules par pixel. En pratique, les calculs de dimensionnement de nos expériences ont été effectués à partir d'une valeur de $4 \cdot 10^{-2} \text{ ppp}$.

On peut ainsi être sûr qu'en dessous de cette valeur de $4 \cdot 10^{-2} \text{ ppp}$ ne sont présents ni le phénomène d'écrantage optique, ni les phénomènes de saturation algorithmique du système V3V. Afin d'être sûr d'optimiser la concentration finale de vecteur brut obtenus, il s'agira donc de se placer à cette concentration visuelle critique.

Nous nous sommes assurés de cette condition dans l'ensemble des résultats que nous présenterons dans les parties suivantes consacrées à l'étude des jets transverses.

5.6 Relation entre C_{V3D} , pourcentage de couverture des champs interpolés et C_{P2D}

Reste une dernière question importante, celle du champ final de vecteurs interpolés. Nous étudions dans cette section les relations présentes entre la résolution finale d'un champ de vecteur, l'épaisseur du volume de mesure, le pourcentage de couverture du champ et les concentrations C_{P2D} et C_{V3D} .

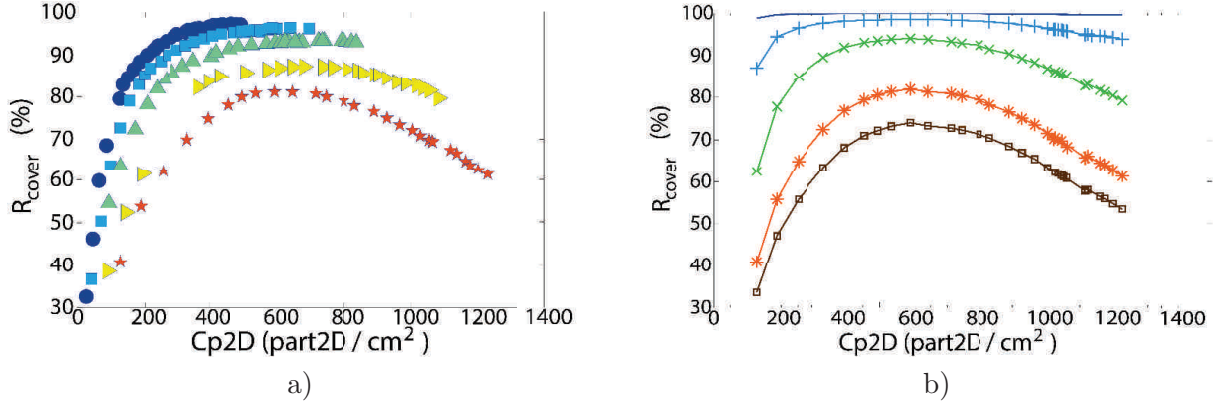


Figure 5.9: a) Taille du voxel d'interpolation $l_{vox}=2.4mm$. Pourcentage de couverture en fonction de la concentration visuelle C_{P2D} . Epaisseur de volume éclairé : \circ 1cm, \square 1.5cm, \triangle 2cm, \triangleright 3cm, \star 4cm. b) $h = 40$ mm. Pourcentage de couverture en fonction de la C_{P2D} pour différentes tailles de voxels. l_{vox} : $-$ 0.6cm, $+$ 0.4cm, x 0.3cm, \star 0.24cm, \square 0.2cm.

Dans les figures 5.9a,b, les évolutions du pourcentage de couverture pour différentes épaisseurs d'éclairages et différentes tailles de voxels sont tracées en fonction de la C_{P2D} , paramètre gouvernant la saturation optique de l'image en particules et en intensité.

La figure 5.9a montre l'évolution du pourcentage de couverture R_{cover} en fonction du C_{P2D} pour différentes épaisseurs d'éclairage et pour une taille de voxel de $l_{vox}=2.4mm$. On constate que pour une taille de voxel donnée, un maximum de couverture du champs d'interpolation est atteint pour les épaisseurs 3 et 4 cm. La position de ce maximum est indépendante de l'épaisseur d'éclairage. L'épaisseur d'éclairage ne joue que sur la valeur du maximum de couverture atteignable. Les courbes similaires pour des tailles de voxels différentes ne sont pas présentées, mais aboutissent aux mêmes conclusions.

La figure 5.9b présente l'évolution du pourcentage de couverture en fonction du C_{P2D} pour différentes taille de voxels et pour $h = 4$ cm. Elle confirme que pour une épaisseur d'éclairage donnée, la position de ce maximum est indépendante de la taille des voxels, autrement dit de la dernière étape d'interpolation. Les courbes similaires pour des tailles de voxels différentes ne sont pas présentées, permettent d'aboutir aux mêmes conclusions.

Ces deux courbes permettent de confirmer que la dernière étape d'interpolation réagit de la même façon à l'écrantage optique que la concentration en vecteur C_{V3D} . Ce n'est pas étonnant : la dernière étape de d'interpolation ne se base que sur la présence de vecteur vitesse à proximité des noeuds de la grille d'interpolation et ne dépend donc plus que de la C_{V3D} .

La figure 5.10a présente l'évolution du pourcentage de couverture du champ interpolé en fonction de la concentration en vecteur C_{V3D} , pour différentes épaisseurs d'éclairage.

Pour une taille de voxel donnée, les courbes pour les différentes épaisseurs se superposent caractérisant ainsi l'efficacité de l'étape d'interpolation, et la relation entre le pourcentage de couverture finale du champs interpolé et la concentration en vecteur C_{V3D} .

Deux rebroussements sont observables lorsque l'écrantage visuel se met en place et que la concen-

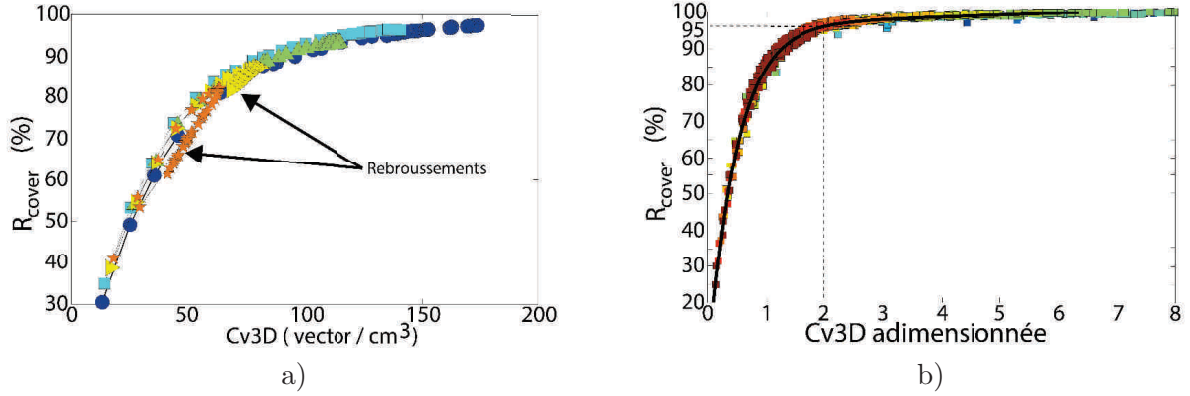


Figure 5.10: a) Pourcentage de couverture en fonction de la concentration 3D de vecteurs pour $h = 1, 1.5, 2, 3, 4$ cm et $l_{vox}=2.4$. b) Pour l'ensemble des épaisseurs $h = 1, 1.5, 2, 3, 4$ cm et l'ensemble des tailles de voxel $l_{vox} = 0.8, 0.7, 0.6, 0.5, 0.4, 0.36, 0.32, 0.3, 0.28, 0.26, 0.24, 0.22, 0.2$ cm, pourcentage de couverture en fonction de la C_{V3D} adimensionnée par le cube de la taille de voxel. Epaisseur de volume éclairé : ○ 1cm, □ 1.5cm, △ 2cm, ▷ 3cm, ★ 4cm.

tration critique de C_{P2D} est dépassée. Ces rebroussements n'empruntent pas le même chemin et montre que l'interpolation finale se dégrade avec l'écrantage visuel. En effet, la concentration en vecteur est augmentée sur le devant du volume de mesure et est fortement diminuée sur l'arrière. L'interpolation est donc améliorée localement devant, dégradée derrière, et globalement, la somme des deux résulte en une couverture moins importante.

Afin de tenir compte de la taille d'interpolation des voxels l_{vox} , un C_{V3D} adimensionné est proposé

$$C_{V3D \text{ adim}} = C_{V3D} \cdot l_{vox}^3$$

La figure 5.10b met en relation le pourcentage de couverture et le C_{V3D} adimensionné pour toutes les épaisseurs d'éclairage $h = 1, 1.5, 2, 3, 4$ cm et toutes les tailles d'interpolation des voxels $l_{vox} = 0.8, 0.7, 0.6, 0.5, 0.4, 0.36, 0.32, 0.3, 0.28, 0.26, 0.24, 0.22, 0.2$ cm. Ont été retirées toutes les valeurs où sont présents les phénomènes d'écrantage optique et de saturation algorithmique.

La figure 5.10b montre une superposition de l'ensemble de ces données qui prouve que le pourcentage de couverture final du champ de vecteur est directement dépendant de la concentration en vecteur relativement à la taille de la maille d'interpolation.

Dans la pratique, l'ensemble des courbes expérimentales peut être fitté à l'aide d'une loi empirique qui a été utilisée pour le dimensionnement des expériences.

$$R_{\%cover} = 96.66 \cdot \exp(0.05 C_{V3D} \cdot l_{vox}^3) - 93.35 \cdot \exp(-2 C_{V3D} \cdot l_{vox}^3) \quad (5.2)$$

Par exemple, à partir d'un C_{V3D} adimensionné de 2, les champs présenteront un pourcentage de couverture supérieur à 96 %.

5.7 Exemple d'application pratique

Il a été montré que la gamme de concentration visuelle optimale en particules à l'image est $620 < C_{P2D} < 840 \text{ part.cm}^2$. Pour les expériences réalisées sur le jet rond, la surface imagée

mesure de $12.5 \times 6 \text{ cm}^2$ sur une profondeur d'illumination de $h=3 \text{ cm}$. Le nombre théorique de particules optimale est d'environ 55000 particules dans la région d'intérêt. Si par prudence on se fixe sur la limite basse de $680 \text{ particules.cm}^{-2}$, cela correspond à une détection 51000 particules dans la région d'intérêt.

Pour cette épaisseur d'éclairage, on atteint un maximum de $Cv_{3D} \approx 75 \text{ part.cm}^{-3}$ (figure 5.8 page 59).

Voulant obtenir des champs instantanés avec un pourcentage de couverture supérieur à 99%, en utilisant l'équation 5.2, nous obtenons une valeur $Cv_{3D \text{ adim}} = 4.48$.

Sachant que $Cv_{3D \text{ adim}} = Cv_{3D} \cdot (l_{vox})^3$, nous obtenons la taille de maille d'interpolation :

$$l_{vox} = \sqrt[3]{\frac{Cv_{3D \text{ adim}}}{Cv_{3D}}} = 0.39 \text{ cm}$$

Ainsi, la taille optimale du voxel d'interpolation accessible pour cette épaisseur d'éclairage et pour ce pourcentage de couverture est d'approximativement 0.4 cm. En prenant un recouvrement des mailles de 75 % la résolution finale du champs de vecteur que nous obtenons est d'un vecteur tous les 0.1 cm.

Après réalisation des expériences, nous présentons dans les figures 5.11a et b deux champs

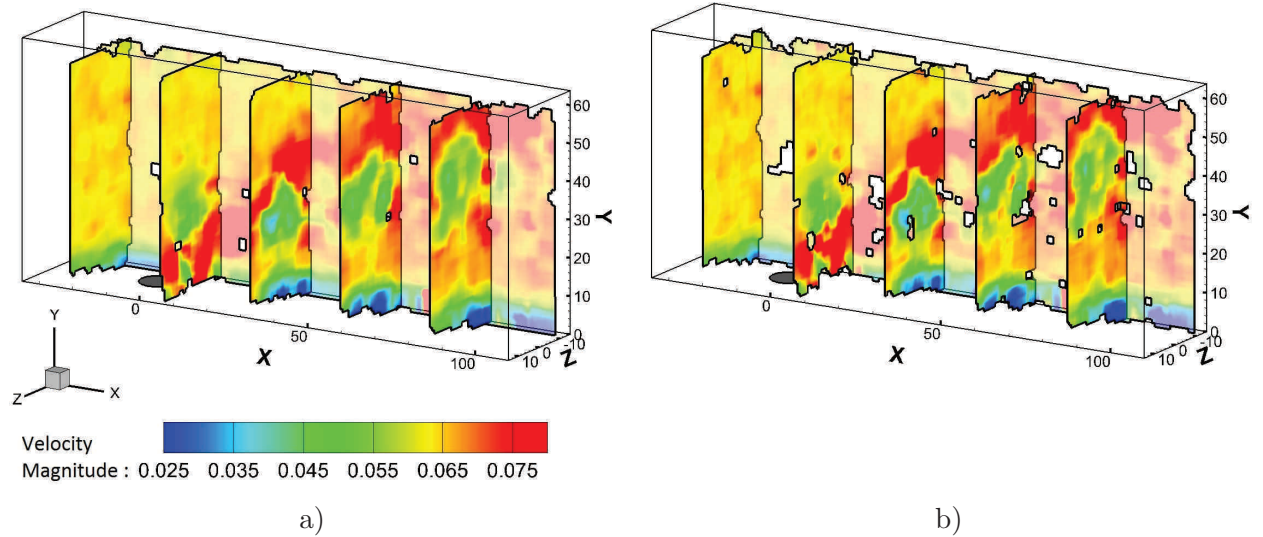


Figure 5.11: Configuration n° 11 de la table 16.1 page 214. Plans de coupe colorés en amplitude de la vitesse situés en bout de domaine en $z=-1.5d$ et transversalement en $X=-3d, 1d, 5d, 9d$ et $13d$. Le même champs instantané de vecteur est interpolé de manière à obtenir une résolution finale de : a) 1 vecteur tous les 1 mm. b) 1 vecteur tous les 0.9 mm.

interpolés à partir du même champ instantané de vitesses brutes. Dans la figure 5.11a le champ final de vitesses interpolées est résolu avec 1 vecteur tous les 0.1 cm tandis que la figure 5.11b présente un champs interpolé de manière à avoir un vecteur tous les 0.09 cm. Un plan de vitesse verticale est situé vers le fond du volume de mesure. Le bord des données interpolées avec succès est démarqué à l'aide d'une épaisse ligne noire de manière à voir plus facilement où dans le volume l'interpolation ne s'est pas effectuée correctement.

Le pourcentage de couverture obtenu pour le champs de vitesses de la figure 5.11a est de 98.5% à partir de 16861 vecteurs vitesse bruts obtenus à partir d'images dans lesquels ont été obtenus au minimum ¹ 51064 particules 2D détectées ($C_{P2D} \approx 682 \text{ particules.cm}^{-2}$).

1. L'intensité lumineuse est très légèrement différentes d'un pulse à l'autre. On détecte donc un nombre de

Cela donne une efficacité sur l'ensemble du processing de $R_{Eff\ Proc} = 16861/51064 \approx 1/3$ qui est une amélioration par rapport aux valeurs trouvées dans la littérature [29, 32] (respectivement 1/5 et 1/4).

Cette valeur de 98.5% est légèrement plus faible que la valeur visée de 99% mais reste très bonne considérant que la campagne d'optimisation de la concentration a été effectuée avec un écoulement uniforme en l'absence de cisaillement, de tourbillons, de changement brusque de direction dans l'écoulement, comme c'est le cas pour un jet transverse. En plus de conforter nos résultats, ce très faible écart montre que les algorithmes de tracking sont très efficaces en situation réaliste.

On observe dans la figure 5.11b que diminuer la taille d'interpolation dégrade le pourcentage de couverture. Cette dégradation intervient d'abord dans le fond du domaine et n'est pas généralisée comme en témoigne le pourcentage de couverture qui reste haut à 97.1%.

Étant donné que le C_{P2D} a été choisi en dessous des valeurs critiques ($C_{P2D} \approx 682 \text{part.cm}^{-2}$), les phénomènes d'écrantage optique et de saturation algorithmique ne sont pas responsables de la dégradation de l'interpolation des champs bruts de vitesse qui s'installe à partir du fond. La raison de cette dégradation progressive partant du fond se trouve dans le léger déséquilibre du nombre de particules correctement reconstruites que l'on a déjà observé dans la figure 5.3a.

Ainsi, la loi empirique que nous proposons dans l'équation 5.2 arrive à déterminer avec précision cette valeur transitionnelle de 0.1 cm en dessous de laquelle le champs interpolé se dégrade. C'est une importante validation qui nous a permis de ne pas limiter la portée de cette relation à des écoulements uniformes et d'appliquer cette relation à des écoulements complexes.

5.8 Choix du déplacement optimal

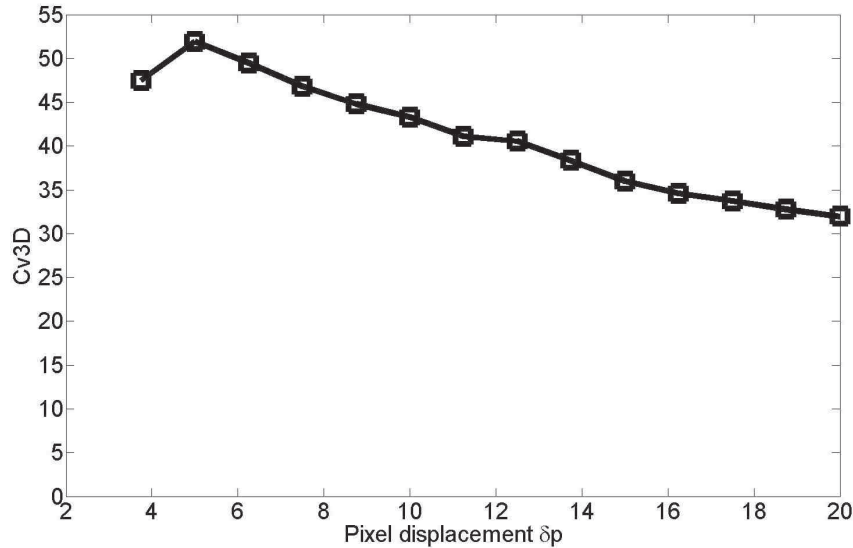


Figure 5.12: C_{V3D} en fonction de δp pour $h = 20 \text{ mm}$. $C_{P2D} = 200 \text{ particules.cm}^{-2}$.

La figure 5.12 présente l'évolution du C_{V3D} en fonction du déplacement moyen en pixel δp des particules entre t et $t + \delta t$. Nous avons choisi pour cette étude $h = 20 \text{ mm}$ et $C_{P2D} = 200 \text{ part.cm}^{-1}$. Cette valeur justifie qu'aucun phénomène d'écrantage optique ou de saturation

particules légèrement différent entre t et $t + \delta t$. De plus à cause de l'angle d'inclinaison qui est différents pour chaque caméras on obtient des nombres de particules détectées légèrement différents d'une caméra à une autre. Nous avons donc choisi de travailler à partir de la valeur minimum des 3 images à t et 3 à $t + \delta t$.

algorithmique n'est présent et que la dégradation de la mesure n'est attribuable qu'à la variation de valeur de δp qui modifie les performances des algorithmes de tracking de la V3V.

Un maximum est obtenu pour $\delta p = 5 \text{ pixels}$ de déplacement entre les temps t et $t + \delta t$. Bien que les performances de l'étape de tracking diminuent lorsque δp est augmenté, cette diminution reste linéaire et autorise ainsi la mesure de grands déplacements. Ceci est dû à l'uniformité des champs de vitesses utilisés dans cette étude.

En effet dans ce cas là, l'estimation de la vitesse locale de convection des particules utilisée pour centrer le volume de recherche sur la position de la particule cible (voir section 3.5.3 page 31) reste bonne même pour de grands déplacements.

De plus, toujours en raison de l'uniformité de l'écoulement, le voisinage de la particule cible à $t + \delta t$ reste proche de l'état dans lequel il était à t .

Lorsque la structure de l'écoulement est plus complexe (forts gradients de vitesse, changements de direction de l'écoulement, tourbillons), les performances du tracking se dégradent rapidement lorsque $\delta p > 10 \text{ pixels}$. Cependant ce résultat pour les écoulement uniformes est bien utile pour agrandir la gamme dynamique des vitesses dans deux cas de figure :

- Lorsque l'on veut une bonne mesure des gradients en couche limite. Dans ce cas là, la vitesse a été choisie de manière à avoir un déplacement des particules en dehors de la couche limite de $\delta p \approx 15 \text{ pixel}$ de manière à ce que le déplacement optimal de 5 pixels soit centré sur les faibles vitesses de la couche limite. En dehors de la couche limite, le tracking est bien sûr dégradé, mais les trous peuvent être plus facilement interpolés vu que l'écoulement est uniforme.
- Lorsqu'un crossflow est présent et que de fortes différences de vitesse sont présentes entre vitesse de jet et vitesse de crossflow, comme c'est le cas pour les très bas VR (VR=0.15 par exemple). Dans ce cas là aussi, un fort déplacement du crossflow permet d'avoir des déplacements plus grand des particules du jet. Il en résulte une meilleure évaluation du déplacement δx pendant dt et donc moins d'imprécision sur les valeurs de vitesse.

5.9 Conclusion

L'optimisation de l'ensemble de la mesure V3V nécessite une optimisation générale du dispositif expérimental (première étape de la la figure 5.13), une calibration soignée du dispositif de mesure (étape n° 2), et avant tout, une définition claire des objectifs expérimentaux (étape n° 0) à partir desquels, il devient possible d'ajuster plus spécifiquement certains paramètres expérimentaux critiques (étape n° 3) – concentration, taille du volume de mesure et illumination – en fonction de la résolution désirée du champ final de vecteur.

Sans des objectifs expérimentaux bien définis, cette optimisation globale fine de la mise en place du dispositif, de la calibration (qui est adaptée à la résolution recherchée des mesures) des conditions expérimentales et d'acquisition des images n'est pas possible.

Enfin, une optimisation des paramètres de processing (étape n° 4) a permis de déterminer un ensemble de paramètres efficaces, qui représente un compromis entre la précision et la résolution des mesures, et le temps de traitement des données.

Pour l'optimisation générale :

- La position de la V3V a été ajustée afin de limiter au maximum l'imprécision de la mesure.
- En fonction de cette position, la taille des particules a été adaptée afin de limiter l'imprécision sur la position des centres des particules détectées et pour permettre une concentration visuelle en particule la plus importante possible.

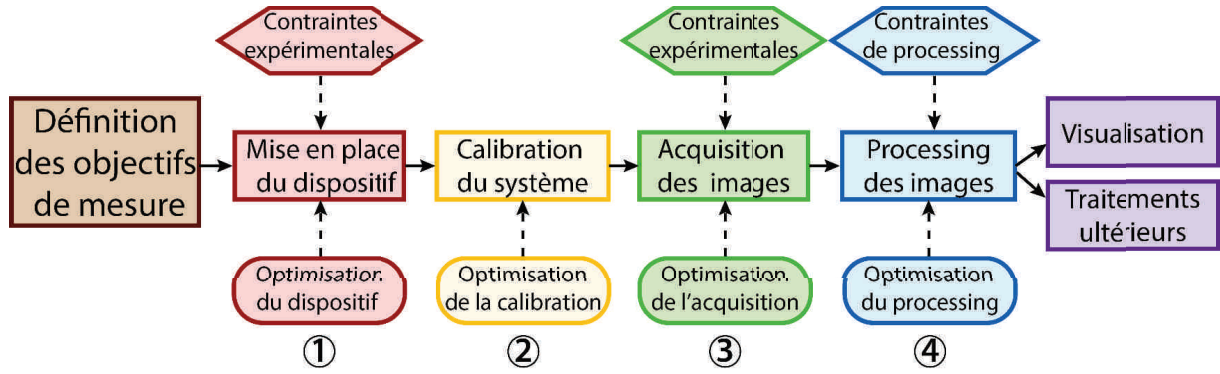


Figure 5.13: Vue de l'ensemble des différentes étapes de mesure expérimental.

Pour l'optimisation spécifique aux expériences, il s'agit de se demander quelle pourcentage de couverture des champs instantanés $R_{\%cover}$ est désiré, et déterminer si la priorité est mise sur la résolution finale du champs de vecteurs ou sur l'épaisseur du volume de mesure. En effet, dans certains cas où une taille minimum du volume de mesure est imposée, c'est la résolution finale du champs de vecteur qui sera ajustée. A contrario si l'on veut une résolution particulière des champs instantanés finaux, cela impose une contrainte sur l'épaisseur du volume de mesure.

C'est un équilibre à trouver qui est dû à une concentration visuelle critique $C_{p2D} \approx 4 \cdot 10^{-2} ppp$ (valable pour la taille retenue de particules) au delà duquel se mettent en place des phénomènes d'écrantage optique, où statistiquement les particules du devant du volume masquent les particules situées à l'arrière, et une saturation algorithmique².

Cette concentration C_{p2D} critique correspond à un maximum de la concentration de vecteurs bruts dans l'espace C_{v3D} . En dessous du C_{p2D} critique la concentration de vecteurs bruts peut être considérée comme à peu près homogène. C'est cette concentration qui en dernier lieu fait le lien entre la taille de la maille d'interpolation et le pourcentage de couverture.

La relation 5.2 que nous avons obtenue dans le cas d'écoulements uniformes s'est révélée être valable également pour des écoulements plus complexes et nous a servi pour les dimensionnements des expériences effectuées dans les parties qui suivent, dédiées à l'étude du jet transverse.

2. autrement dit, une dégradation des performances des algorithmes de processing de la V3V

Troisième partie

Traitement des données : Méthodes numériques

Chapitre 6

Outils de visualisation et de détection des structures

6.1 Contexte

Les mesures effectuées à l'aide de la V3V donnent accès une mesure des 3 composantes instantanées du champ de vitesse instantané. Si cela semble très bien, quelques limites sont néanmoins à souligner :

- L'aspect 3D se limite à un domaine peu flexible $15 \times 15 \times h \text{ cm}^3$ où h correspond à l'épaisseur du domaine dans la direction de l'axe optique du système. Comme on le montre dans la partie **Optimisation de la mesure V3V**, en fonction de la résolution attendue des champs finaux de vecteurs et de leur pourcentage de couverture, h doit être réduit et l'ensemencement ajusté pour éviter l'écrantage optique. Dans la pratique pour une résolution spatiale finale d'un vecteur tous les mm^1 , une épaisseur de $h = 3$ à 4 cm a dû être retenue.
- Résolution temporelle limitée à 7.5 Hz , ce qui n'autorise un suivi dans la pratique de phénomène de fréquence de l'ordre du hertz.
- La V3V génère un volume très important de données qu'il faut arriver à manipuler et à exploiter.

Il s'agit donc d'arriver à traiter de telles données. Cela nécessite de trouver des méthodes de traitement appropriées, des grandeurs pertinentes, qui permettront de capturer l'information essentielle.

6.2 Problématique du JICF

Le JICF se caractérise essentiellement par une forte interaction entre ses différents systèmes tourbillonnaires. Ces derniers sont fortement tridimensionnels et instationnaires et il nous fallait donc un critère de détection pour les extraire de nos champs de vitesse. Les champs vectoriels sont un concept commun à la représentation de différents types de phénomènes physiques. Alors qu'un énorme travail a été réalisé pour développer des outils et des méthodes d'analyse et de visualisation adaptées à la compréhension de la topologie des champs vectoriels 2D stationnaires et faiblement instationnaires, des équivalents satisfaisants pour des champs tridimensionnels

1. Dans les champs instantanées bien sur ; quant aux champs moyens, vu que le système est basé sur du tracking, il suffit d'augmenter le nombre de réalisations instantanées pour obtenir la résolution souhaitée.

instationnaires sont encore à trouver. La communauté travaillant sur le sujet propose différentes approches :

- Méthodes Lagrangienne ;
- Approches spatio-temporelle ;
- Méthodes Locales ;
- Approches stochastique et multi-champs.

et s'intéresse la mise en place d'une théorie topologique instationnaire et à des outils de détection d'événements et d'objets bien particuliers : Vortex, ligne de séparation... Une excellente revue sur le sujet est proposée par Pobitzer & al [36] et détaille les méthodes que nous venons de citer.

Dans le type d'écoulement que nous étudions, un écoulement de couche limite perturbé par des vortex présents dans la couche limite, les objets qu'il nous faut détecter sont les vortex. Dans cet écoulement plus particulièrement, il devient nécessaire de prendre garde au raccourci souvent effectué entre vortex et vorticité et il convient alors de se demander quelle définition rigoureuse peut être donnée à un vortex ?

6.3 Comment définir un tourbillon ?

La réponse à une telle question semble évidente. Mieux encore, elle paraît intuitive à tous, scientifiques comme littéraires. Ce concept est illustré par d'innombrables exemples que la nature offre à notre contemplation : tornade, tourbillonnement circulaire de feuilles mortes dans un coin de cour, évier ou baignoire que l'on vide... La multiplicité des exemples quotidiens, l'apparente simplicité du concept et son efficacité op  rationnelle² ne rendent que plus surprenant l'absence de consensus définitif quant à la définition d'un tourbillon.

Jeong et Hussain [37] propose un bon résumé des différentes définitions données avant 1995 :

- Lamb (1945 [38]) définit un vortex comme un tube dont la surface est constituée de lignes de vorticité, autrement dit en une isosurface de vorticité tubulaire. Cependant l'exemple d'un simple écoulement de Poiseuille dans une conduite cylindrique permet de se persuader de l'échec de cette tentative : une isosurface d'amplitude de vorticité fait apparaître un tube de vorticité qui n'a rien à voir avec un tourbillon mais plutôt avec la présence du cisaillement des couches limites disposées en cercle dans l'espace.
- Lugt(1979) [39] définit le vortex comme une multitude de particules matérielles r  volant autour d'un centre commun.
- Pour Hunt, Wray et Moin (1988) le vortex est une région de l'espace contenant à la fois un minimum de pression et un second invariant du tenseur du gradient de vitesse ∇u (critère \mathcal{Q}).

L'article de Jeong et Hussain (1995) [37] change la donne et reste à ce jour un article de référence pour toute personne s'intéressant au concept de vortex. A l'aide de multiples exemples, ils montrent les écueils des précédentes définitions et des critères alors existants :

- Un minimum de pression ne garantit pas la présence d'un vortex³, et à l'inverse un vortex ne garantit pas la présence d'un minimum de pression⁴.

2. la turbulence par exemple est vue comme un entremêlement de filaments tourbillonnaires, et une grande part de la physique de la turbulence est bien expliquée en utilisant les concepts de la dynamique des tourbillons.

3. Par exemple dans le cas de contraintes d'étirement instationnaires.

4. Dans le cas de la pompe de Karman ou d'écoulement de Stokes, c'est la viscosité et non la pression qui équilibre la force centrifuge du vortex et lui permet de conserver sa cohésion.

- Les définitions basées sur des lignes de courant ou des trajectoires de particules telles que celle proposée par Lugt posent le problème de ne pas conserver l'invariance galiléenne, et de ne pas prendre en compte le cas de vortex dont la durée d'existence est inférieure au temps nécessaire pour une particule pour effectuer une rotation complète autour de la ligne de cœur
- La vorticité est composée d'une part de cisaillement et de tourbillonnement. Ainsi, on peut trouver de la vorticité sans tourbillons⁵ ainsi que des cas plus exotiques où un tourbillon est présent sans vorticité.
- Le critère δ peine à détecter les tourbillons d'une couche de mélange ou les anneaux tourbillonnaires d'un jet libre.
- Le critère \mathcal{Q} , le second invariant du tenseur des gradients de vitesse, est une quantité qui mesure la part du cisaillement comprise dans la vorticité, mais peine à détecter efficacement un tourbillon de type *B deWadt*.

Ils s'attachent à définir des conditions nécessaires d'existence d'un tourbillon et finissent par proposer comme critère de détection le bien connu λ_2 . Ce dernier est défini comme la seconde valeur propre du tenseur $\mathbf{S}^2 + \mathbf{\Omega}^2$, où \mathbf{S} et $\mathbf{\Omega}$ sont les parties symétriques et antisymétrique du tenseur des gradients de vitesse.

6.4 Critère λ_{Ci}

Dans le cadre de ce travail, nous avons adopté comme critère de détection de tourbillon, le critère λ_{Ci} .

Ce critère a été développé vers la fin des années 90, début 2000 [40, 41] par Adrian et son équipe spécialement pour détecter des hairpins dans une couche limite turbulente. Sa définition mathématique est proche de celle du critère λ_2 et reste basée sur les valeurs propres du tenseur des gradients de vitesse. La spécificité de ce critère est de s'intéresser à la partie imaginaire des valeurs propres complexes du tenseur des gradients de vitesse \mathbf{D} pour visualiser les tourbillons. Cette idée est donc basée sur une décomposition de \mathbf{D} :

$$\mathbf{D} \equiv [d_{ij}] = [\nu_r \ \nu_{cr} \ \nu_{ci}] \begin{bmatrix} \lambda_r & & \\ & \lambda_{cr} & \lambda_{ci} \\ & -\lambda_{ci} & \lambda_{cr} \end{bmatrix} [\nu_r \ \nu_{cr} \ \nu_{ci}]^{-1}, \quad (6.1)$$

où λ_r est la valeur propre réelle associée au vecteurs propre ν_r et $\lambda_{cr} \pm \lambda_{ci}$ sont les valeurs propres complexes conjugu es⁶ associées aux vecteurs propres $\nu_{cr} \pm \nu_{ci}$. Le critère λ_{ci} revient donc à regarder la valeur de la partie imaginaire des valeurs propres de ce tenseur \mathbf{D} . La figure 6.1 présente les vecteurs propres de \mathbf{D} au voisinage du cœur d'un tourbillon. Les parties réelles des valeurs propres de \mathbf{D} quantifient l' tirement⁷ de l'écoulement le long des directions des vecteurs propres réels tandis que la partie imaginaire λ_{ci} quantifie localement la rotation dans le plan définie par ν_{cr} et ν_{ci} . λ_{ci} possède la dimension d'une fréquence, et peut être interprétée comme une fréquence propre de rotation du cœur autour de la direction d'étirement principale. Nous parlerons dorénavant dans ce manuscrit d'intensité tourbillonnaire ou d'intensité de tourbillonnement malgré le fait que cette grandeur est dimensionnellement homogène à une fréquence.

Nous avons donc fait le choix de travailler avec le critère λ_{Ci} plutôt que les critères \mathcal{Q} ou λ_2 dans la mesure où il a été développé spécialement pour la détection de structures tourbillonnaires

5. La vorticité est alors composée de cisaillement pur.

6. cr : complexe réelle, ci : complexe imaginaire

7. positif, comme négatif dans le cas d'une compression.

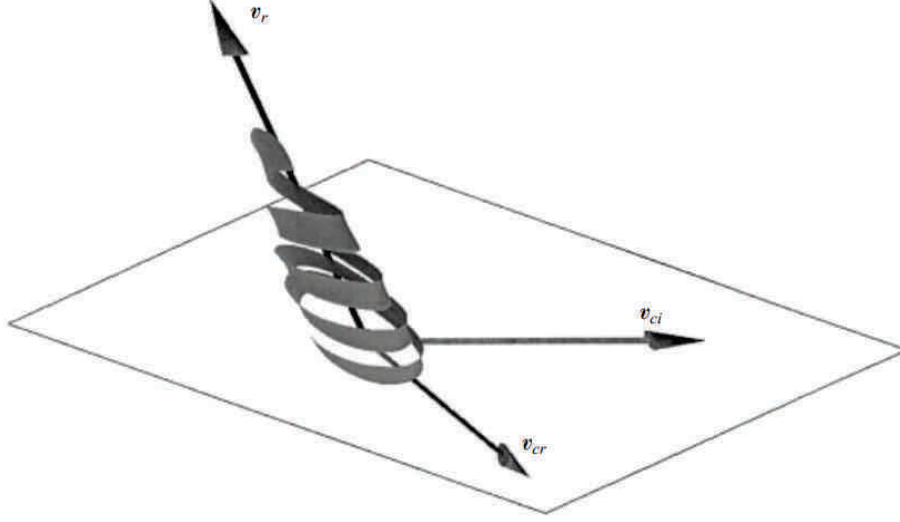


Figure 6.1: Schéma tiré de [40] représentant l'étirement tourbillonnaire d'une ligne de courant ainsi que les vecteurs propres du tenseur des gradients de vitesse au voisinage du cœur d'un tourbillon.

dans des conditions proches de celles présentes dans nos écoulements et car il est directement possible de l'interpréter comme la mesure d'une intensité de tourbillonnement⁸

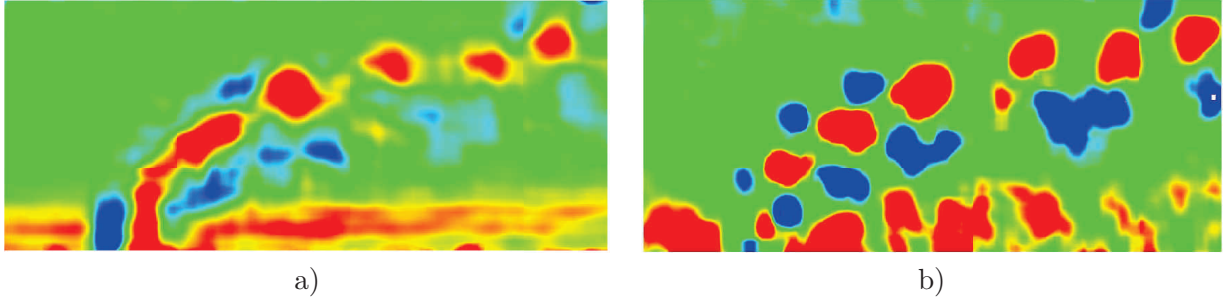


Figure 6.2: Jet in crossflow, $VR=1.5$, Plan de coupe dans le plan médian. a) Coloration en vorticité b) Coloration en λ_{Ci} multiplié par le signe de la vorticité

Le principal intérêt de travailler avec un critère de détection des tourbillons par rapport à la vorticité et qu'il permet de séparer la rotation du cisaillement. La figure 6.2 présente cela à l'aide du même champ instantané coloré en vorticité transversale dans la figure 6.2a et en λ_{Ci} dans la figure 6.2b. La coloration en λ_{Ci} permet d'isoler dans la couche limite les structures tourbillonnaires du cisaillement de la couche limite.

6.4.1 Différents λ_{Ci}

Dans la pratique, ce critère λ_{Ci} est appliqué à l'ensemble des noeuds du champs de vitesse. Le champs scalaire de λ_{Ci} qui en résulte est positif ou nul, présente l'intensité de tourbillonnement

8. La renommé d'Adrian a également été un élément en faveur du sérieux de ce critère.

locale en intégrant les composantes de rotations de l'écoulement dans les différentes directions de l'écoulement. En cela, il est à rapprocher d'une amplitude de vortacité, ou *vorticity magnitude*⁹. Et c'est bien ce qui est sous-tendu par l'appellation *intensité* tourbillonnaire. Et de la même manière que la *vorticity magnitude* est décomposable en vorticités longitudinale ω_x , transversale ω_z et verticale ω_y , associées aux directions du même nom, nous définissons des projections de λ_{Ci} quantifiant les composantes de rotation dans les différentes directions de l'écoulement en considérant des projections de \mathbf{D} le long de ces directions. Ainsi plutôt que d'utiliser le tenseur complet des gradients de vitesse,

$$\mathbf{D}_{3\mathbf{D}} = \begin{bmatrix} u_x & u_y & u_z \\ v_x & v_y & v_z \\ w_x & w_y & w_z \end{bmatrix}, \quad (6.2)$$

(où $u_x \Leftrightarrow \partial u / \partial x$) sont utilisés des tenseurs réduits de la forme,

$$\mathbf{D}_{2\mathbf{D} \ YZ} = \begin{bmatrix} v_y & v_z \\ w_y & w_z \end{bmatrix}, \mathbf{D}_{2\mathbf{D} \ XZ} = \begin{bmatrix} u_x & u_z \\ w_x & w_z \end{bmatrix}, \mathbf{D}_{2\mathbf{D} \ XY} = \begin{bmatrix} u_x & u_y \\ v_x & v_y \end{bmatrix}, \quad (6.3)$$

pour obtenir des $\lambda_{Ci \ YZ}$, $\lambda_{Ci \ XZ}$, $\lambda_{Ci \ XY}$ qui traduisent les composantes de rotation dans les directions X, Y et Z. A proprement parler ces $\lambda_{Ci \ YZ}$, $\lambda_{Ci \ XZ}$ et $\lambda_{Ci \ XY}$ sont toujours des fréquences, assimilées à des intensités tourbillonnaires dans les directions X, Y et Z et sont donc positives ou nulles. Ainsi dans une dernière étape, nous attribuons à chaque noeud de chaque champs de $\lambda_{Ci \ YZ}$, $\lambda_{Ci \ XZ}$ et $\lambda_{Ci \ XY}$ une polarité, un signe correspondant à celui des champs de vorticités fluctuantes dans les directions X, Y et Z.

Pourquoi utiliser la vortacité fluctuante et pas la vortacité tout court ?

Parce que dans le cas de tourbillons tournant dans un sens trigonométrique¹⁰ et compris dans une couche limite dont la vortacité est opposée, si le cisaillement de la couche limite est plus important que l'intensité tourbillonnaire du vortex, la résultante des deux en vortacité conduirait à se tromper sur le sens de rotation du tourbillon. Ce problème n'est pas présent sur les champs des vorticités fluctuantes.

Les figures 6.3a,b,c,d page 74 présentent une structure tourbillonnaire de type hairpin visualisée à l'aide d'une isosurface de $\lambda_{Ci} = 1$ ainsi que d'isosurfaces $\lambda_{Ci \ YZ}, \lambda_{Ci \ XZ}, \lambda_{Ci \ XY} = \pm 1$ de manière à bien mettre en évidence la contribution de chaque composante de rotation au λ_{Ci} global. Ainsi, les jambes du hairpin, principalement alignées dans la direction X, sont détectées par le $\lambda_{Ci \ YZ}$, la tête par le $\lambda_{Ci \ XY}$, et la zone de courbure qui fait la jonction entre tête et jambes par le $\lambda_{Ci \ XZ}$.

Il devient alors intéressant de mélanger les informations comme dans les figures 6.4 a et b page 75 où l'ensemble de la structure tourbillonnaire en hairpin est visualisée dans sa globalité à l'aide d'une isosurface de λ_{Ci} .

Cette isosurface peut être colorée à l'aide d'une de ses composantes. Dans le cas de la figure 6.4a, la coloration en $\lambda_{Ci \ YZ}$ met en valeur les parties du hairpin qui tourbillonnent dans la direction longitudinale.

Cette isosurface peut aussi être colorée à l'aide d'une autre grandeur de manière à mettre en évidence un aspect différent. Dans le cas de la figure 6.4b, la coloration en vitesse verticale V montre l'influence du tourbillon sur la génération de zone de vitesse verticale, positive à l'intérieur et négatives à l'extérieur.

9. Pour le côté *magnitude* pas pour le côté vortacité qui intègre rappelons le du cisaillement.

10. Vortacité positive

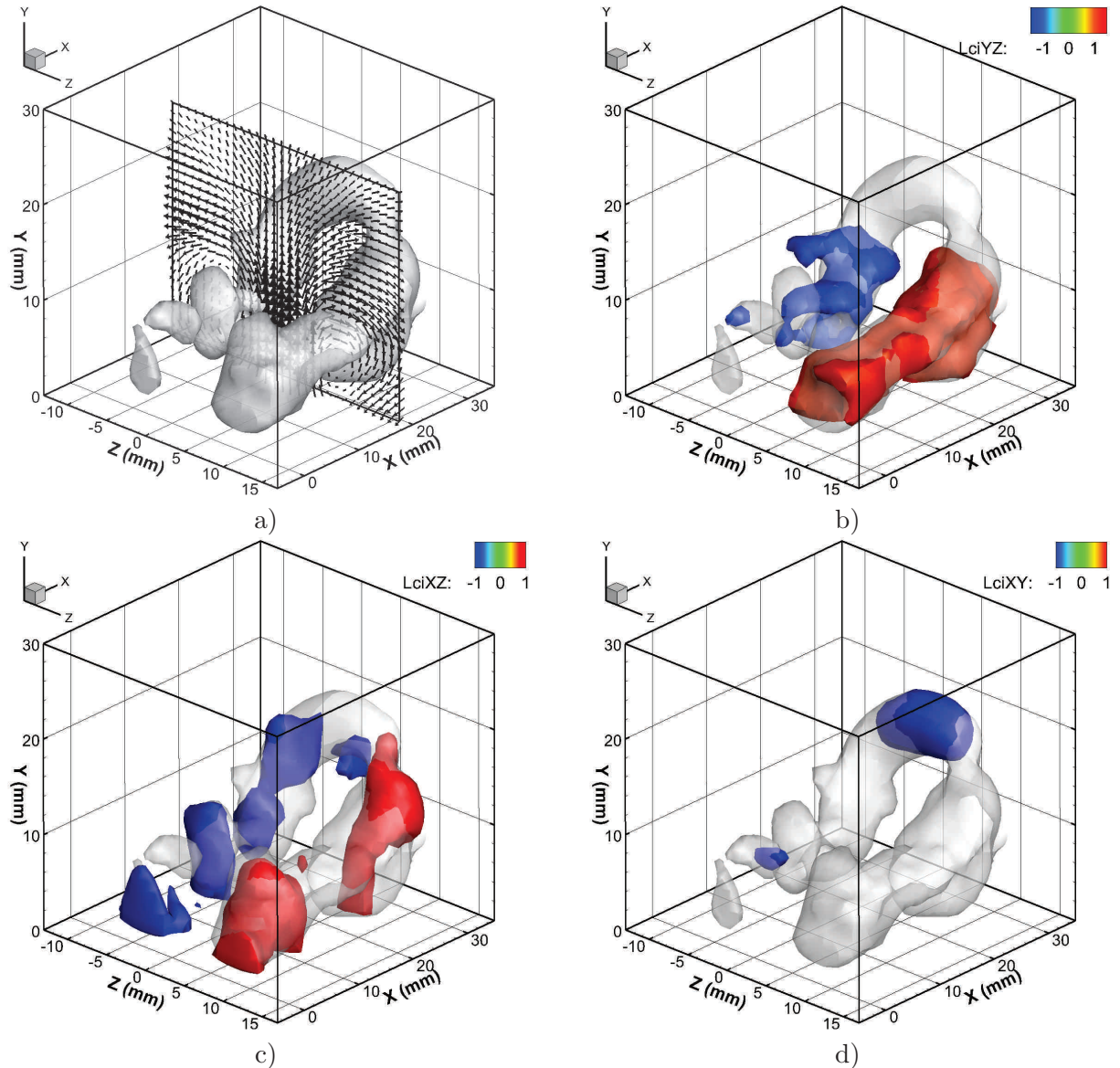


Figure 6.3: a) Tourbillon en épingle, “hairpin” visualisé à l’aide d’une isosurface de $\lambda_{Ci} = 1$. b) Superposition d’une isosurface de $\lambda_{Ci} = 1$ et d’isosurfaces de $\lambda_{Ci\ YZ} = \pm 1$. c) Superposition d’une isosurface de $\lambda_{Ci} = 1$ et d’isosurfaces de $\lambda_{Ci\ XZ} = \pm 1$. d) Superposition d’une isosurface de $\lambda_{Ci} = 1$ et d’isosurfaces de $\lambda_{Ci\ XY} = \pm 1$.

6.5 Autres outils classiques de visualisations de champs vectoriels : Forces et faiblesses.

6.5.1 Les plans de coupe

Les plans de coupe sont des outils simples et efficaces qui, bien choisis, permettent souvent d’obtenir de nombreux résultats physiques.

Ils sont pratiques car faciles à traiter : toute l’information est bien organisée dans deux directions de l’espace, et la dynamique dans la troisième dimension s’obtient à l’aide d’un simple décalage du plan suivant la 3ème dimension.

Cependant, il convient de rester prudent. Le plan de coupe reste par nature une vue projetée d’un phénomène 3D dans un plan 2D. Bien que l’on puisse en tirer quelques considérations topologiques simples, il est possible de passer à côté d’effets 3D importants. Le risque est donc

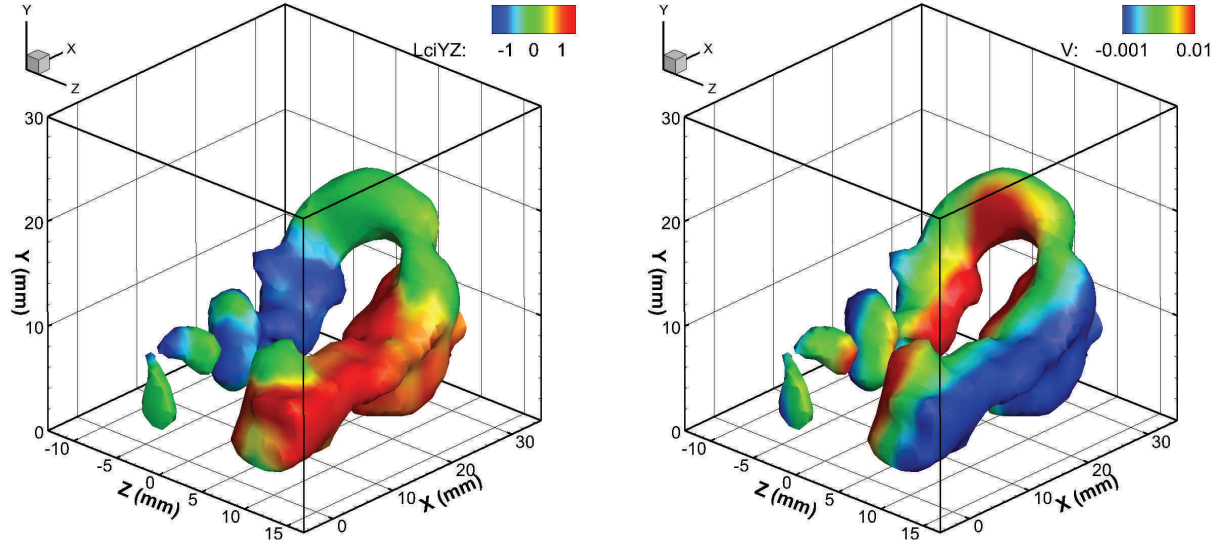


Figure 6.4: Tourbillon en épingle, “hairpin” visualisé à l’aide d’une isosurface de $\lambda_{Ci} = 1$ colorée en : a) $\lambda_{Ci YZ}$, b) vitesse verticale.

d’aboutir à des interprétations fausses de la topologie 3D d’un écoulement : par exemple dans le cas du JICF, on pourrait arriver à la conclusion que les tourbillons situés de part et d’autre du jet sont connectés et forment un anneau.

6.5.2 Les isosurfaces

L’utilisation d’isosurface permet une observation globale dans l’ensemble du volume de mesure des champs de vitesse et des structures tourbillonnaires qui s’y développent. Le principal avantage de l’isosurface est donc que c’est un moyen de visualisation qui suit dans l’espace, en 3D, la valeur choisie d’une grandeur. La valeur choisie est donc critique et il est possible de ne pas visualiser une structure alors même qu’elle existe en raison d’une valeur de l’isosurface trop élevée. Il convient donc systématiquement de faire varier la valeur de l’isosurface afin de s’assurer de ne rien filtrer.

6.5.3 Les lignes de tourbillonnement

Ce que nous appelons *lignes de tourbillonnement* correspond simplement à des lignes de courant appliquées au champ du tourbillonnement.

Les lignes de courant classiquement utilisées permettent de suivre l’évolution d’une particule virtuelle dans un champ de vecteurs qui est le champ de vitesse $[U, V, W]$.

Nous utilisons la même méthode et les mêmes algorithmes sur un champ de vecteurs qui est le champ du tourbillonnement $[\lambda_{Ci YZ}, \lambda_{Ci XZ}, \lambda_{Ci XY}]$, où $\lambda_{Ci YZ}$ caractérise le tourbillonnement du fluide dans le plan YZ et suivant la direction X, $\lambda_{Ci XZ}$ le tourbillonnement suivant la direction Y et $\lambda_{Ci XY}$ le tourbillonnement suivant la direction Z. Ainsi au lieu de suivre la direction de plus forte vitesse, nous suivons la ligne de plus fort tourbillonnement.

Il faut néanmoins faire attention. En raison de la nature itérative de cette méthode, il est nécessaire d’avoir :

- Des champs expérimentaux avec un rapport signal sur bruit faible. En effet, en présence d’un bruit trop important, la ligne est dirigée itération après itération dans des directions

qui n'ont pas de sens physique.

- Une résolution spatiale suffisante permettant une interpolation entre les noeuds de la grille du champs de vecteurs qui respecte la physique de l'écoulement.

Enfin, il convient aussi de garder en tête que tant que l'on ne fournit pas de critère d'arrêt, l'algorithme continuera à faire avancer la ligne de tourbillonnement. Et cela même lorsqu'il n'y en a plus en réalité et que la trajectoire de la ligne de tourbillonnement est alors dirigée par les fluctuations du champ de tourbillonnement. Il faut donc donner un critère d'arrêt. Nous utilisons la norme de l'intensité tourbillonnaire et arrêtons les lignes de tourbillonnement lorsque le λ_{Ci} passe en dessous d'une certaine valeur.

Chapitre 7

Traitement des champs instantanés

Les champs instantanés dont la figure 7.1 *a* page 77 présente un exemple, correspondent aux champs vectoriels 3D directement obtenus suite aux mesures V3V. Ces champs sont utilisés de différentes façons :

- La visualisation instantanée de l'écoulement et le suivi de sa dynamique temporelle. Lorsqu'un tel suivi est possible¹, il permet une compréhension plus intuitive ainsi que des discussions topologiques. Ces visualisations sont effectuées à l'aide de plans de coupe, d'isosurfaces, et de ligne de tourbillonnement.
- La détection et le suivi de zones tourbillonnaires en 2D dans le plan de symétrie du jet ou dans des plans transversaux à position longitudinale X constante. Ils sont utilisés pour étudier statistiquement les caractéristiques tourbillonnaires des champs instantanés.

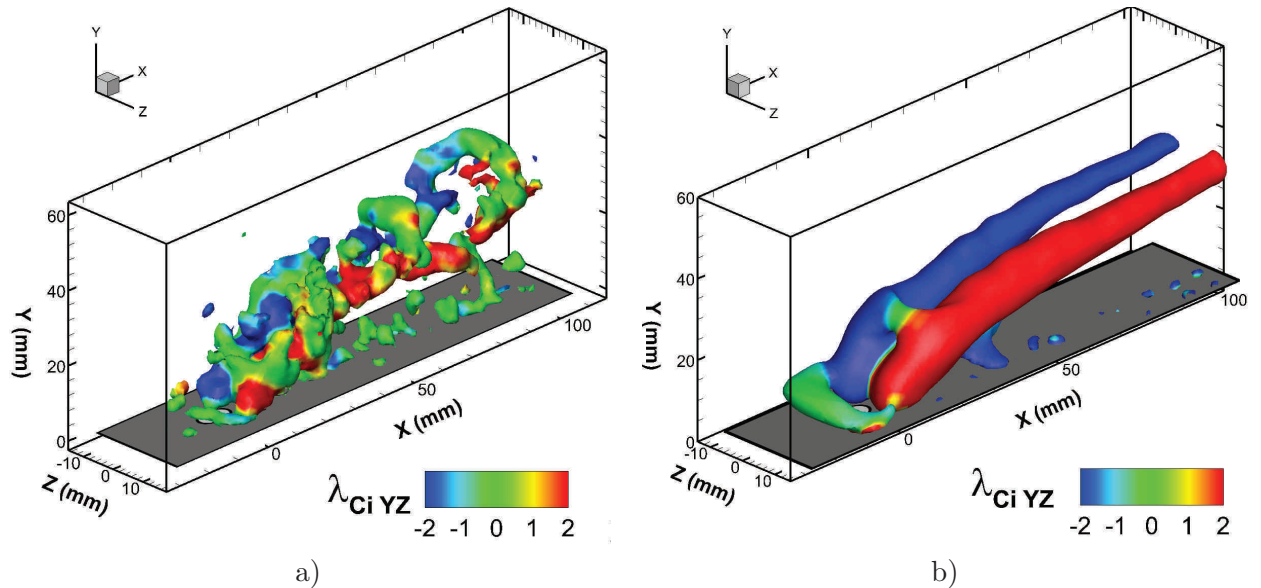


Figure 7.1: Configuration n° 11 de la table 16.1 page 214. $VR=1.07$. Isosurfaces de λ_{Ci} colorées en $\lambda_{Ci\ YZ}$. a) Exemple de champ instantané. b) Exemple de champ moyen.

1. un tel suivi est nécessairement limité par la fréquence d'acquisition relativement faible de la V3V, 7.25 Hz.

7.1 Détection de structures

Cette section détaille les méthodes de détection et de suivi dans l'espace des maxima de différentes grandeurs qui sont à l'origine d'une grande part des données étudiées. Ces grandeurs peuvent être le λ_{Ci} ou une de ses composantes si l'on veut suivre l'intensité tourbillonnaire, mais peut tout aussi bien être l'emplacement des maxima de vitesse verticale.

Toutefois, ces méthodes ne sont pas uniquement à la base des différentes trajectoires spatiales des maxima de certaines grandeurs. L'évaluation de l'intensité de ces mêmes grandeurs, et de la décroissance de cette intensité, sont également réalisés le long de ces trajectoires tridimensionnelles. Par exemple les courbes des intensités tourbillonnaires des branches de la paire de tourbillons contra-rotatifs en champ moyen s'effectuent le long des trajectoires des tourbillons alors que ces trajectoires ne sont jamais comprises dans un même plan et peuvent même être très fortement tridimensionnelles (comme ce sera le cas dans les chapitres consacrés aux géométries à angle d'injection non-vertical, par exemple la géométrie **Demi-Chevron**).

7.1.1 Choix des plans

Même si les structures détectées et suivies peuvent être fortement tridimensionnelles, la détection locale de chacune d'elles est systématiquement effectuée dans un plan 2D. Soit ce plan englobe la totalité des structures, tel le plan de symétrie qui capture simultanément la tête du HSV² et des LEV³ et TEV⁴ (figure 7.2a page 79), soit un balayage de l'espace est nécessaire pour reconstruire toute la structure, comme c'est le cas pour la définition des trajectoires de CRVP dans les plans longitudinaux⁵ (figures 7.2b et c page 79)

7.1.2 Définition d'une zone de recherche et nombre de maxima locaux

Une fois la section de recherche définie, et en fonction de ce dernier et de la grandeur χ à suivre ($\chi : \lambda_{Ci}, V...$), un certain nombre de maxima locaux de cette grandeur sont recherchés.

Le nombre de maxima détectés est fixé s'il peut être connu a priori, comme c'est le cas dans l'exemple de la figure 7.2a page 79 où un seul maximum de vitesse verticale entre les branches du CRVP est recherché. Le cas échéant, c'est à dire quand le nombre de structures à détecter n'est pas connu a priori ou peut varier (comme c'est le cas de la détection de structures dans le plan de symétrie de la figure 7.2b), une valeur élevée de 20 maxima est fixée.

Le problème de la recherche par maximum local réside dans la détection de pics associés au bruit. Celui ci est plus fort sur les limites du domaine où l'absence de particules d'un côté des noeuds induit des erreurs d'interpolation sur l'évaluation des vitesses. Ce bruit de bordure est amplifié dans le cas des grandeurs issues d'une dérivation de ces champs de vitesses : différentes composantes de la vorticité et du λ_{Ci} . Pour ces raisons les zones de recherche des maxima sont la plupart du temps⁶ situées dans un cadre excluant les bords du champs de vitesse.

Dans certains cas figure, comme par exemple la détection dans le plan médian du maxima de λ_{Ci} du tourbillon en fer à cheval, un volume de recherche plus petit est défini pour prendre en compte une zone de recherche plus pertinente.

7.1.3 Localisation "sub-grid" des maxima locaux

Une fois que la position grossière des maxima locaux est déterminée, une deuxième étape raffine leur position en utilisant l'intensité des voisins. Pour chaque maximum de position

2. Horse Shoe Vortex

3. Leading Edge Vortex

4. Trailing Edge Vortex

5. plan YZ,   abscisse X constante.

6. Excepté au voisinage de la sortie du jet où la zone de proche paroi est incluse dans la zone de recherche.

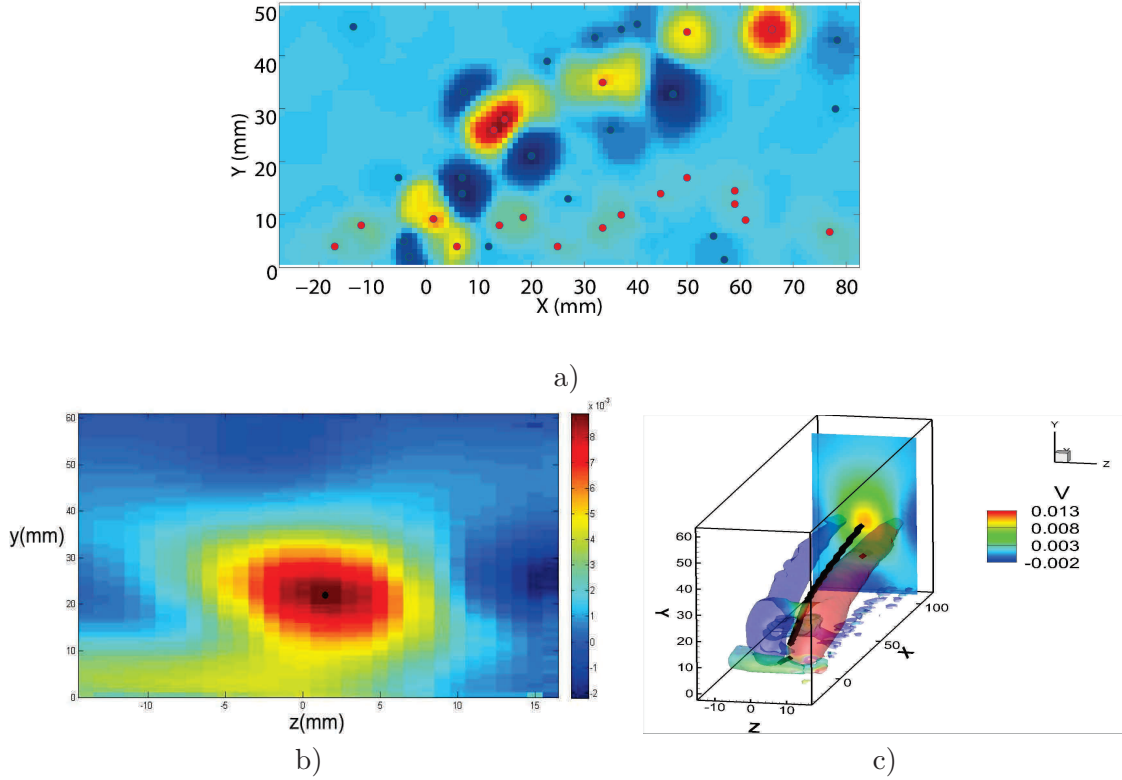


Figure 7.2: a) *Detection des maxima positifs et négatifs de λ_{Ci} dans le plan de symétrie du jet*, b) *Detection du maximum de vitesse verticale positive dans un plan d'abscisse $X=30$ mm*, c) *Trajectoire de vitesse verticale positive reconstruite dans l'espace en balayant l'espace suivant X* .

$[x_{max0}, y_{max0}]$ (resp. $[y_{max0}, z_{max0}]$), un voisinage local de 10 voisins dans chaque direction est fixé dans lequel un ensemble de voisinages est défini en fonction d'un certain pourcentage de la valeur du maximum local de χ . A partir de là et de façon itérative, sont faits progressivement croître ces voisinages jusqu'à au plus un tourbillon limite de 50 % de la valeur du maximum de χ . Ce processus est illustré dans la figure 7.3 Pour chaque voisinage temporaire, la nouvelle position temporaire $[x_{temp\ i}, y_{temp\ i}]$ (resp. $[y_{temp\ i}, z_{temp\ i}]$) du centre est évalué comme le centre de masse pondéré par leur valeur locale de χ en chaque noeud. Si une des composantes temporaires $[x_{temp\ i}, y_{temp\ i}]$ s'éloigne de $[x_{max0}, y_{max0}]$ de manière à être plus proche d'un autre noeud de la grille alors la croissance des voisinages s'arrête et la position temporaire précédente $[x_{temp\ (i-1)}, y_{temp\ (i-1)}]$ est retenue. Sinon, la croissance se poursuit jusqu'à atteindre le tourbillon limite et la dernière valeur est conservée.

L'idée principale est vraiment que l'on désire travailler sur le maximum local de χ plus que sur le centre de masse. Ce dernier n'est là que pour obtenir une position sub-grid, pour "décrocher le maximum local" de la grille. Et bien évidemment, s'il devient plus proche d'un autre noeud de la grille, cela n'a pas de sens car si le maximum local était effectivement plus proche de ce noeud là, il y aurait été détecté en premier lieu.

On peut alors se poser la question de savoir si l'introduction de ce critère ne déplace tout simplement pas le problème en imposant alors préférentiellement la position finale entre les noeuds. Dans la pratique, ce n'est pas le cas. Une couverture assez homogène de l'espace entre deux noeuds est obtenue. Cette assertion ne se base que sur le constat par observation directe que c'est bien le cas, et nous reconnaissons qu'une étude plus fine des tenants et aboutissants du choix de cet algorithme permettrait de lever le voile sur l'erreur relative de positionnement

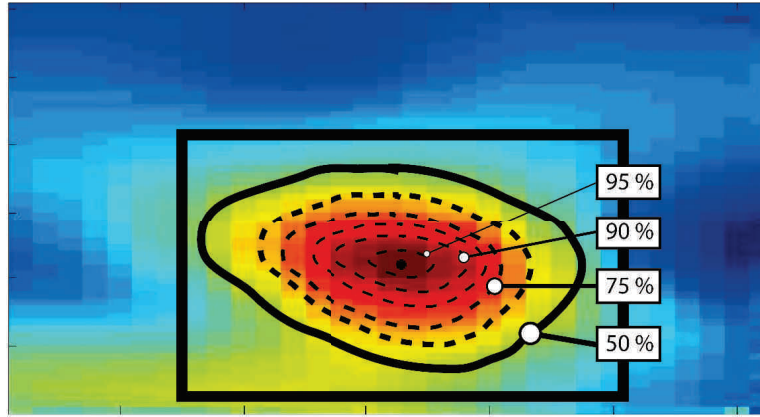


Figure 7.3: Détection dans un plan YZ d'un champ moyen du maximum de vitesse verticale. Schéma explicitant la sous zone de recherche (rectangle noire continu), le contour limite (ligne noire continue) et les contours temporaires (lignes noires pointillées).

qu'il engendre.

Enfin, une fois cette position finale du maximum obtenue, l'intensité de χ en ce point est interpolée.

7.2 Concaténation de l'instantané et statistiques instantanées

Sous ce titre barbare se cache une même approche qui se décline qualitativement sur un mode visuel à travers la superposition sur une même image de l'ensemble des structures instantanées détectées pour l'ensemble des champs instantanés, et quantitativement par les statistiques tirées de ces champs.

- Qualitativement donc, cette approche offre une "vue moyenne" des champs instantanés en superposant sur une même image toutes les structures tourbillonnaires détectées sur l'ensemble des pas de temps. Ce travail est effectué dans le plan de symétrie du jet, et dans des plans à abscisse X constante. Les figures 7.4a,b proposent un exemple d'une telle concaténation instantanée dans le plan de symétrie du jet et dans un plan perpendiculaire à l'écoulement. Cette vue moyenne instantanée permet de délimiter et d'identifier les différentes zones instantanées, permet de nombreuses discussions topologiques, permet de relier toutes les statistiques que l'on peut faire à du visuel, et ouvre la porte à une compréhension plus fine de comment sont obtenus les champs moyens (Où sont situées les structures, avec quelles intensités, et comment tout cela se conjugue-t-il pour générer le champ moyen?).
- Quantitativement le nombre important de réalisation instantanées est utilisé pour effectuer des statistiques sur les structures tourbillonnaires instantanées.
 - Dans les plans transversaux, l'étude de la répartition spatiale des structures tourbillonnaires et de leur intensité permet au voisinage de la sortie du jet une discussion sur les différences d'intensité tourbillonnaire entre têtes et jambes des boucles tourbillonnaires de couche cisailée et des mécanismes de renforcement de ces intensités tourbillonnaires, et en champs plus lointain de faire le lien avec le CRVP obtenu en champ moyen.

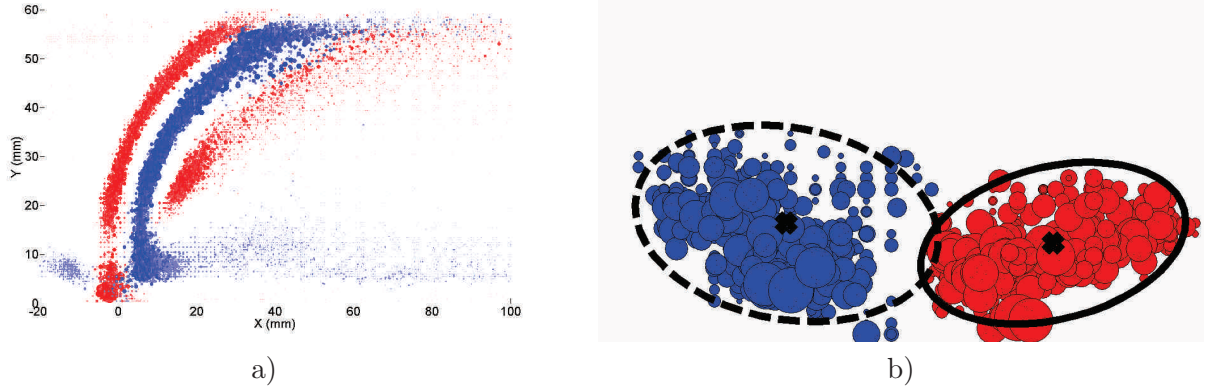


Figure 7.4: Distribution spatiale des structures instantanée : a) dans le plan de symétrie du jet, b) dans un plan à X constant.

- Travailler dans le plan médian permet de profiter de la symétrie du problème qui implique une vitesse transversale à moyenne nulle, et permettant de simplifier un peu le problème étudié. En effet, à l'exception du CRVP⁷, toutes les structures tourbillonnaires présentes dans notre écoulement intersectent ce plan particulier, voire même y sont générées pour certaines (c'est le cas par exemple pour le tourbillon en fer à cheval ou les LEV/TEV). De plus, cette approche permet une définition instantanée des trajectoires du CRVP et du jet à partir desquelles découle l'ensemble des statistiques effectuées le long de la trajectoire du jet. Ces statistiques portent sur plusieurs aspects :

- * Les caractéristiques spatiales ;
- * Les caractéristiques en intensité globale ou localement le long de la trajectoire du jet ;
- * Les caractéristiques associées au déplacement des structures tourbillonnaires ;
- * les caractéristiques associés à la répartition spatiale des structures consécutives en étudiant la périodicité spatiale des structures le long de la trajectoire du jet et permettent d'obtenir en définitive des nombres de Strouhal de jet.

7.3 Traitement dans le plan de symétrie

La topologie de *Jet soufflé* est organisée en une allée de Hairpin vortices. Celle de Lim et New [42, 43] est valable à plus haut VR et se compose d'un entrelacement de Loop vortices qui sont localisés sur les couches cisailées amont et aval du jet. Ainsi pour les deux topologies, quelque soit le ratio de vitesse, les principales structures tourbillonnaires qui constituent la topologie instantanée de l'écoulement sont intersectées à 90 degrés par le plan de symétrie du jet. Cette remarque est également vraie en ce qui concerne le tourbillon en fer à cheval et les tourbillons composant la bulle de recirculation. L'extraction de l'intensité tourbillonnaire dans le plan de symétrie permet une évaluation de l'intensité des structures tourbillonnaires principales (Loop ou Hairpin vortices) qui façonne les champs instantanés. Sans a priori sur le nombre de structures tourbillonnaires positive et négatives pertinentes à détecter, un nombre de 20 maxima positifs et 20 négatifs est retenu pour se laisser une marge de sécurité. La plupart des structures

7. et des Wake vortices qui ne sont a priori pas présents à nos ratios de vitesse)

correspondent à du bruit et sont donc dotées d'une intensité tourbillonnaire très faible : elles sont ainsi filtrées aisément par la suite.

A l'issue de cette étape de détection de tourbillon, pour chaque pas de temps sont récupérés les coordonnées spatiales des maxima locaux et des centres de gravité ainsi que les intensités tourbillonnaires maximales des principales structures tourbillonnaires positives et négatives dans l'ensemble du plan médian. La figure 7.5a montre un exemple pour un pas de temps donné. Les figure 7.5b et c montrent pour la configuration 22, la superposition de tous les tourbillons détectés dans l'ensemble des 500 pas de temps. Dans la figure 7.5b, une représentation à l'aide de marqueurs de taille constante et colorés proportionnellement à l'intensité tourbillonnaire permet d'apprécier la distribution spatiale des structures tourbillonnaires. On distingue ainsi une structuration en zone. Dans la figure 7.5c, la taille des marqueurs est cette fois ci proportionnellement adaptée à l'intensité tourbillonnaire des structures, ce qui fait ressortir beaucoup plus nettement la structuration de l'écoulement en zones où se concentrent les structures tourbillonnaires. Les zones constituées de structures d'intensité tourbillonnaire positive sont le horseshoe d'It faible, la couche cisailée aval d'It forte et relativement constante, et quelques structures transportées par la couche limite et subissant clairement l'influence de la zone d'*outflow* généré par le CRVP⁸. Les zones constituées de structures d'intensité tourbillonnaire négative sont la bulle de recirculation d'It élevée et la couche cisailée amont d'It assez forte mais inhomogène.

Le travail effectué dans le plan de symétrie concerne les caractéristiques des tourbillons issus du vortex en fer à cheval⁹, de la bulle de recirculation, des LEV et des TEV.

7.4 Plan de symétrie : HSV

La zone du nuage associé au tourbillon en fer à cheval est tout d'abord extraite. Sont ensuite retirées toutes les structures tourbillonnaires dont l'intensité tourbillonnaire est inférieure à une certaine intensité tourbillonnaire de coupure. Cette intensité tourbillonnaire de coupure a été choisie comme étant 10% de l'intensité tourbillonnaire moyenne des structures présentes dans le nuage. A partir de ce nuage filtré, les grandeurs qui nous intéressent sont :

- Sa position spatiale moyenne définie comme le barycentre des positions spatiales de toutes les particules le composant.
- Le nombre de structures composant le nuage relativement au nombre de champs instantanés utilisés. Ce nombre de structures est souvent adimensionné par le nombre total de champs instantanés de manière à avoir une idée du nombre de structures présentes dans l'instantané à chaque pas de temps.
- La dispersion du nuage de HSV ; Cette dispersion est évaluée comme la dispersion des distances de chaque structure du nuage de HSVs au barycentre des positions du nuage de HSVs.
- La distribution d'intensité tourbillonnaire du nuage de HSVs est quantifiée à l'aide de la valeur du pic d'intensité de cette distribution, de l'intensité moyenne, et de la dispersion de cette distribution d'intensité tourbillonnaire.

8. qui rappelons le n'existe qu'en champ moyen mais constitue un raccourci de langage pratique pour parler de l'influence globale des contributions individuelles de toutes les structures instantanées transportées par les couches cisillées.

9. Horse Shoe Vortex, HSV

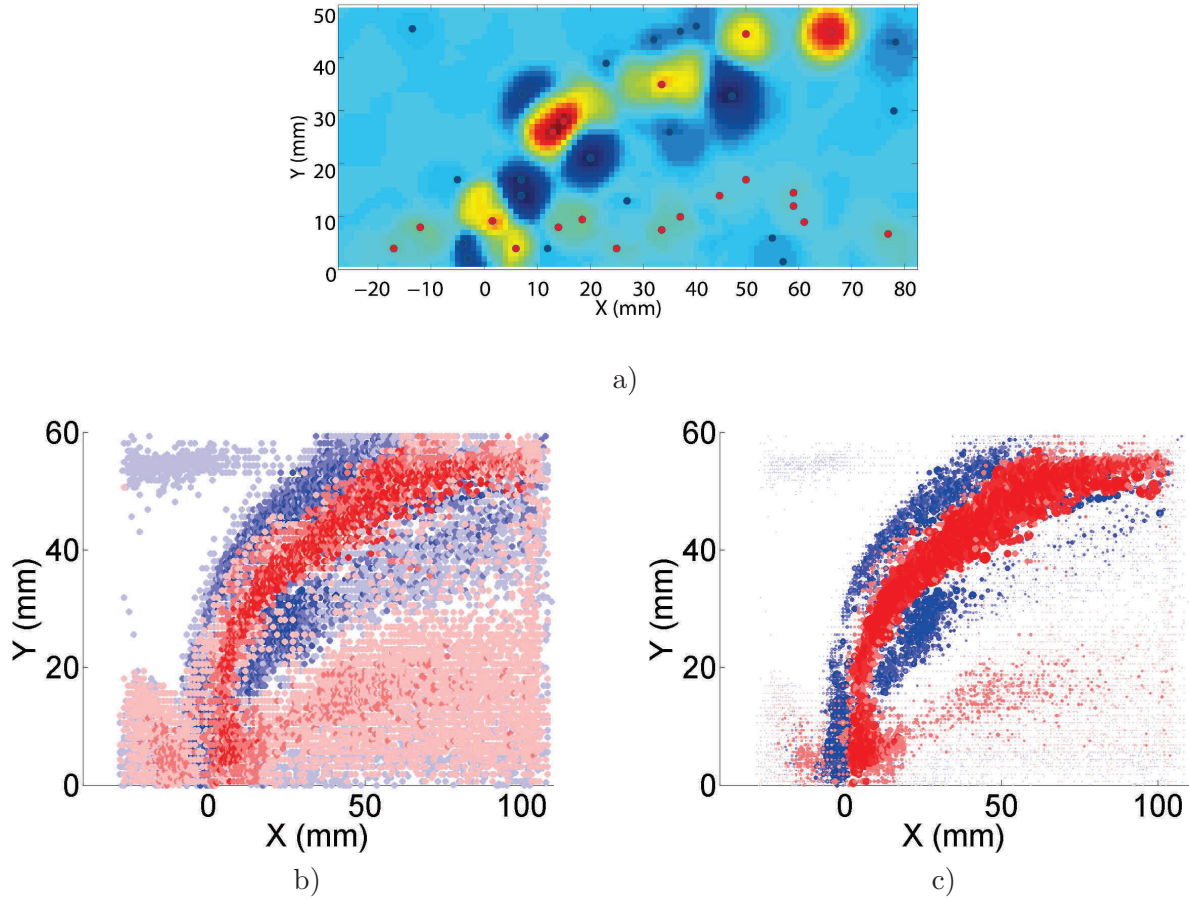


Figure 7.5: a) Détection des 20 maxima positifs et négatifs de λ_{Ci} dans le plan de symétrie du jet. b)&c) Configuration n° 21, $VR \approx 2$. Localisation de l'ensemble des tourbillon positifs (en rouge) et négatifs (en bleu) détectés dans les 500 pas de temps pris pour ces configurations. b) Marqueurs de taille constante ; c) Taille des marqueurs proportionnelle à leur intensité tourbillonnaire.

7.5 Plan de symétrie : BDR

Le même protocole est appliqué à la bulle de recirculation et les mêmes grandeurs en sont extraites.

7.6 Plan de symétrie : LEV et TEV

Le traitement effectué sur les nuages associés au LEV et TEV s'avère plus complexe. Notamment, la filtrage des nuages de tourbillons associés aux couches cisailées amont et aval et aux LEV et TEV est différente.

7.6.1 Filtrage statistique

Dans un second temps un filtrage statistique a été effectué afin de retirer les structures de trop faible intensité/ Celles-ci correspondent en réalité à la détection du bruit expérimental ou de fluctuations du champ de vitesses de l'écoulement, et n'ont rien à voir avec les structures issue du JICF que l'on veut détecter.

Pour chaque expérience, et indépendamment pour le nuages de LEVs et TEVs, nous avons regardé les histogrammes d'intensité tourbillonnaire réalisés à partir de l'ensemble des structures à tous les pas de temps.

Ces histogrammes présentent systématiquement deux maxima globaux et un minimum local situé entre ces maxima :

- Le premier maximum est localisé juste à côté de l'origine. Les structures qui lui sont associées correspondent à du bruit ou des fluctuations de vitesse de l'écoulement
- Le second maximum correspond aux structures d'intensité tourbillonnaire plus forte qui nous intéressent.

La détection du minimum local présent entre ces deux structures nous donne le critère sur les intensités tourbillonnaires qui est utilisé pour effectuer le filtrage des structures d'intérêt.

Si un maximum global n'est pas présent vers l'origine, le critère est fixé comme pour le HSV à 10% de l'intensité tourbillonnaire moyenne des structures présentes dans le nuage.

La figure 7.6a page 85 présente un exemple de la collection de toutes les structures détectées dans le plan de symétrie à l'issue de cette étape de détection.

Suite à ce filtrage, deux étapes supplémentaires sont réalisées :

1. Le suivi de tourbillon d'un pas de temps à un autre permet d'accéder à la dynamique du champ de structures.
2. La création d'une grille curviligne suivant la trajectoire de la couche cisailée permet le suivi de l'évolution des caractéristiques des structures instantanés le long de la trajectoire, de l'abscisse curviligne de la couche cisailée.

7.6.2 Suivi de structures

Dans la seconde étape, un tracking de structures est effectué entre chaque pas de temps. Étant donné que le nombre de tourbillons compris dans le plan médian est faible et que ces structures sont distantes les unes des autres, la concentration est suffisamment faible, pour qu'un algorithme de *plus proche voisin* se révèle très efficace pour du suivi de structure¹⁰.

Cet algorithme de *plus proche voisin* est appliqué entre les couples $[X_{t_1} + U(X_{t_1}, Y_{t_1}); Y_{t_1} + V(X_{t_1}, Y_{t_1})]$ et $[X_{t_2}; Y_{t_2}]$, où t_1 et $t_2 = t_1 + dt$ correspondent aux deux pas de temps entre lesquels est effectué le tracking, $[X_{t_1}; Y_{t_1}]$ et $[X_{t_2}; Y_{t_2}]$ correspondent aux positions spatiales des structures aux temps t_1 et t_2 , U et V correspondent aux champs moyens de vitesses longitudinales et verticales utilisés pour évaluer le transport des structures instantanées entre les temps t_1 et t_2 .

A l'issue de cette étape de suivi de tourbillon, pour chaque pas de temps, sont récupérés différentes informations concernant les structures tourbillonnaires positives et négatives suivies avec succès.

- Les coordonnées spatiales des structures sources à t_1 .
- Les coordonnées spatiales des structures cibles à t_2 .
- A l'aide de celles-ci, il est possible d'obtenir les composantes du déplacement des structures d'un pas de temps à un autre, et donc la vitesse de transport des structures.
- Les intensités tourbillonnaires des structures sources à t_1 .
- Les intensités tourbillonnaires des structures cibles à t_2 .

10. Une condition de bon fonctionnement de cet algorithme est que la distance inter-particulaire, ou ici "inter-tourbillons" soit plus grande que le déplacement maximale d'une structure entre deux pas de temps.

- Il est possible d'en tirer la variation d'intensité entre structures sources et les structures cibles.

7.6.3 Interpolation de grille

Afin d'étudier les caractéristiques des couches cisillées amont et aval (figure 7.6a) , on travaille indépendamment sur chaque nuage de structures (comme par exemple dans la figure 7.6b la couche cisillée aval).

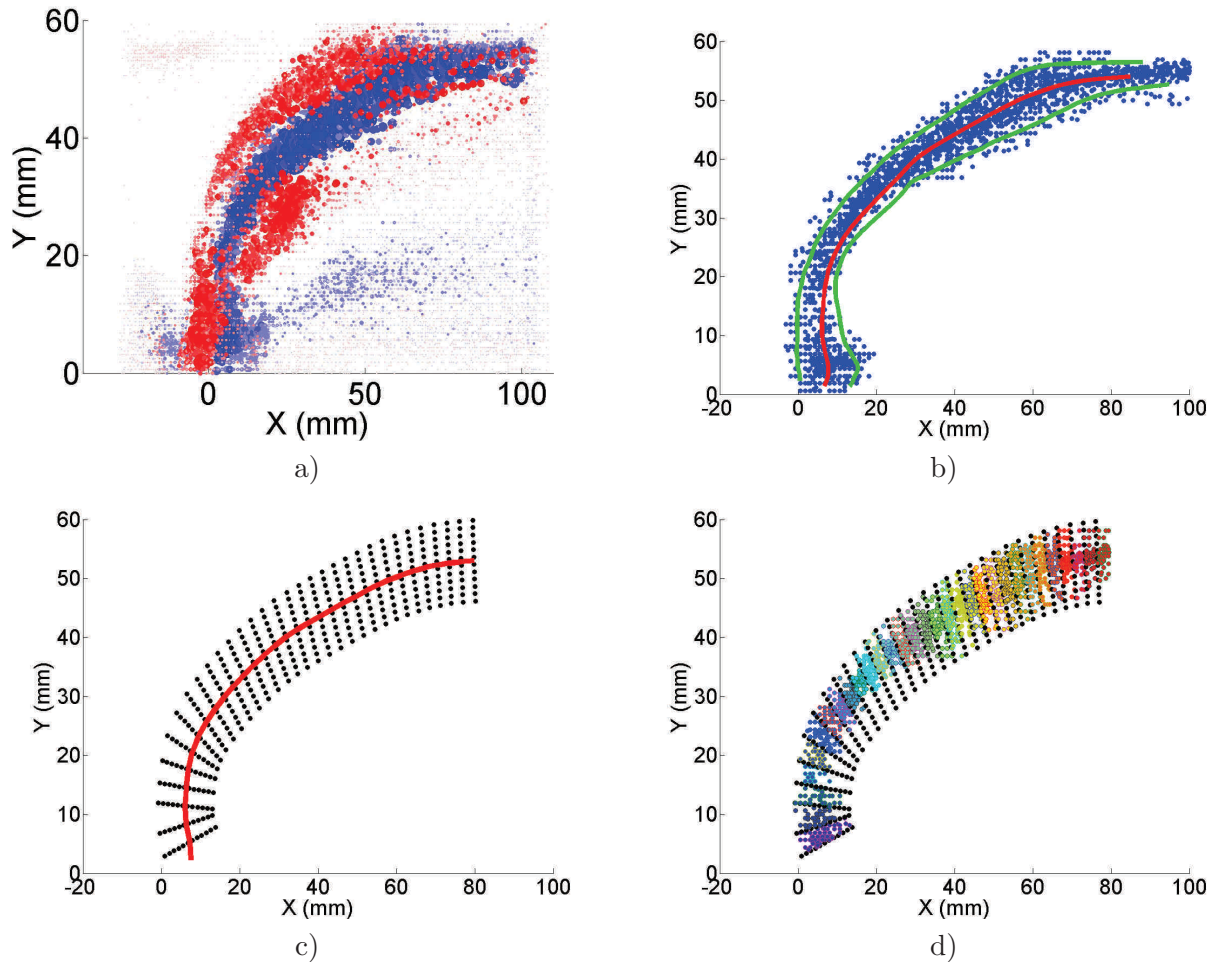


Figure 7.6: Configuration n° 21, $VR \approx 2$. a) Localisation de l'ensemble des tourbillons positifs (en rouge) et négatifs (en bleu) des couches cisillées amont et aval. b) Couche cisillée aval. Les lignes vertes représentent les limites hautes et basses du nuage de points, la ligne rouge la trajectoire moyenne pondérée du nuage de points. c) Grille suivant la trajectoire moyenne du nuage. Chaque tranche est séparée d'une autre par la même distance curviligne. d) Grille et nuage de points colorés suivant la tranche curviligne dans laquelle ils sont localisés.

Sont ensuite extraites une trajectoire moyenne du nuage et des limites hautes et basses (figure 7.6b). Les limites hautes et basses, déterminées assez grossièrement, ne sont utilisées que pour avoir une idée de l'extension spatiale normale à la trajectoire maximale sur l'ensemble de la trajectoire du nuage. A l'aide de cette extension transversale maximale, une grille est définie, régulièrement espacée suivant l'abscisse curviligne et dans la direction transverse (la figure 7.6c est trompeuse, les échelles de longueurs étant différentes d'un axe à un autre). Ces espacements dans les directions curviligne et normale sont choisis de manière à ce qu'aucune case ne s'intersecte avec une voisine dans les régions de la trajectoire où la courbure est forte,

et de manière à limiter la différence d'aires des cases situées des côtés amont et aval.

Chaque point du nuage est ensuite associé à une case de cette grille. La figure 7.6d présente un exemple où les points sont colorés en fonction de la tranche curviligne dans laquelle ils sont localisés.

7.6.4 Statistiques

A partir du moment où une trajectoire a été définie et où chaque tourbillon du nuage est associé à une case de cette grille, il devient possible de définir :

- Des caractéristiques spatiales :
 - Une concentration locale de structures obtenue comme le nombre de structures présentes à une abscisse curviligne S donnée, divisé par le nombre de cellules à S donné où sont présents des tourbillons..
 - La dispersion locale le long de l'abscisse curviligne de la trajectoire obtenue en évaluant la dispersion 1D des tourbillons compris dans les cellules d'abscisse S (représentées à l'aide de couleurs différentes dans la figure 7.6d) par rapport à la position du barycentre dans ces cellules dans la direction normale à la trajectoire. Pour se faire, le sous-ensemble de tourbillons compris dans les cellules d'abscisse S est d'abord redressé de l'angle exact entre la direction verticale et la direction de la trajectoire de la couche cisailée étudiée pour ensuite évaluer la dispersion du sous-ensemble redressé de tourbillons dans la direction horizontale (voir la figure 7.7).
 - Le nombre de structures tourbillonnaires détectées à une abscisse curviligne donnée. Ce nombre de structures est présenté également adimensionné par le nombre total de champs instantanés de manière à avoir une idée du nombre de structures présentes dans l'instantané à chaque pas de temps.

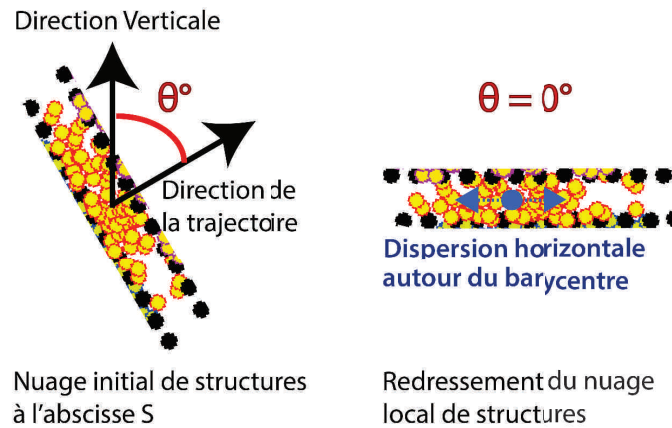


Figure 7.7: Méthode de calcul de la dispersion des nuages de couche cisailées le long de leur trajectoire.

- Des caractéristiques en intensité :
 - Histogramme d'intensité locale le long de l'abscisse curviligne ou globale sur l'ensemble de la trajectoire.
 - Pic maximal, moyenne et dispersion d'intensité de ces histogrammes locale le long de l'abscisse curviligne ou globale sur l'ensemble de la trajectoire.
- Des caractéristiques associées au déplacement des structures tourbillonnaires :

- Histogramme locaux et globaux, pic maximal, moyenne et dispersion de ces histogrammes, des composantes de la vitesse du transport des tourbillons dans le plan de symétrie.
- Des caractéristiques associés à la répartition spatiale des structures consécutives à un même pas de temps, $\delta_{LEV/TEV}$, $\delta_{LEV/TEV\ X}$, $\delta_{LEV/TEV\ Y}$.
Pour faire cela les tourbillons sont d'abord rangés du plus proche au plus éloigné de l'origine de la trajectoire de la couche cisailée. Ensuite, à chaque tourbillon de position $[x_n, y_n]$, s'il existe au même pas de temps un tourbillon plus éloigné $[x_{n+1}, y_{n+1}]$ alors il est associé au tourbillon de position $[x_n, y_n]$ la distance

$$\delta_{LEV/TEV} = \sqrt{(x_{n+1} - x_n)^2 + (y_{n+1} - y_n)^2}$$

de composantes $\delta_{LEV/TEV\ X} = x_{n+1} - x_n$ et $\delta_{LEV/TEV\ Y} = y_{n+1} - y_n$. L'évolution de ces grandeurs le long de la trajectoire de la couche cisailée est essentielle pour la réalisation d'une moyenne de phase globale.

7.6.5 Définition d'une trajectoire de jet

Les coordonnées $[x_{Jet\ insta}, y_{Jet\ insta}]$ d'une trajectoire de jet basée sur les trajectoires instantanées des structures des couches cisailées de coordonnées amont et aval $[x_{CCinsta\ amont}, y_{CCinsta\ amont}]$ et $[x_{CCinsta\ aval}, y_{CCinsta\ aval}]$ sont définies comme étant :

$$x_{Jet\ insta}(s) = \frac{x_{CCinsta\ amont}(s) + x_{CCinsta\ aval}(s)}{2} \quad (7.1)$$

$$y_{Jet\ insta}(s) = \frac{y_{CCinsta\ amont}(s) + y_{CCinsta\ aval}(s)}{2}. \quad (7.2)$$

7.7 Plans transversaux à X constant

Un travail similaire a été effectué dans des plans transversaux, à X constant, de manière à détecter les structures tourbillonnaires longitudinales présentes dans l'écoulement. La méthode se décompose en trois temps :

1. Détection,
2. Filtrage statistique,
3. Sélection automatique des structures pertinentes.

Dans chaque plan longitudinal du volume d'interpolation, une détection de tourbillons a été réalisée pour tous les champs instantanés en appliquant la méthode de détection détaillée dans le chapitre **Détection de structures**. Systématiquement, 10 structures tourbillonnaires positives et 10 structures tourbillonnaires négatives ont été recherchée par l'algorithme de détection. Cette valeur a été fixée volontairement élevée de manière à détecter tout ce qu'il était possible de détecter.

7.7.1 Filtrage statistique

Dans un second temps, un filtrage statistique a été effectué pour retirer les structures de trop faibles intensité. Celles-ci correspondent en réalité à la détection du bruit expérimental ou de fluctuations du champ de vitesses de l'écoulement, et n'ont rien à voir avec les structures issues du JICF que l'on veut détecter.

Indépendamment pour chaque expérience, nous avons regardé les histogrammes d'intensité tourbillonnaire réalisés à partir de l'ensemble des structures dans tous les plans, et à tous les pas de temps.

Ces histogrammes présentent systématiquement¹¹ deux maxima globaux et un minimum local situé entre ces maxima :

- Le premier maximum est localisé juste à côté de l'origine. Les structures qui lui sont associées correspondent à du bruit ou des fluctuations de vitesse de l'écoulement
- Le second maximum correspond aux structures d'intensité tourbillonnaire plus forte sont celles qui nous intéressent.

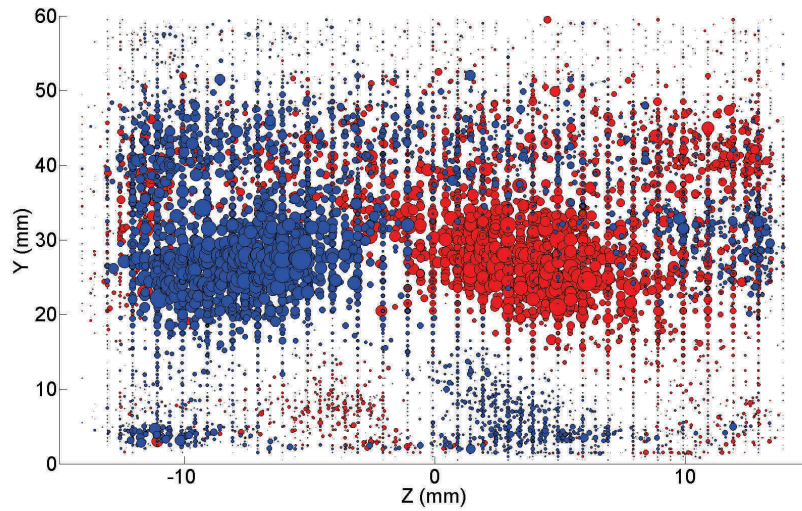


Figure 7.8: Configuration n° 14. Distribution spatiale de l'ensemble des structures tourbillonnaires instantanées détectées dans un plan à X constant.

La détection du minimum local présent entre ces deux structures nous donne le critère sur les intensités tourbillonnaires qui est utilisé pour effectuer un premier filtrage des structures d'intérêt.

La figure 7.8 page 88 présente un exemple de la collection de toutes les structures détectées dans un plan à une position X donnée à l'issue de cette étape de détection.

7.7.2 Sélection automatique des structures pertinentes

Comme on le voit dans la figure 7.8 page 88, le champ de tourbillons obtenus reste néanmoins très chargé en structures.

On observe également dans ce champ la présence nette de deux zones particulières : une zone dans la moitié gauche où se concentrent des structures positives de forte intensité, et une autre à droite où se trouvent des structures négatives.

En dessous de celles-ci, on voit la marque de deux zones contra-rotatives, plus petites et moins intenses. Elles vont donner naissance en champ moyen à une paire de tourbillons contra-rotatifs en proche paroi. Dans le reste de l'image, la concentration en tourbillons est à peu globalement homogène.

11. Contrairement à la détection dans le plan de symétrie.

Afin de se débarrasser du reste des structures de l'espace et de ne conserver que les 2 zones les plus fortes, associées au CRVP, nous avons réalisé un second filtrage. Ce second filtrage automatique a été une nécessité (80 expériences \times 1000 pas de temps \times 140 positions longitudinales).

L'algorithme est utilisé séparément sur les structures positives et négatives. Pour une polarité donnée, l'algorithme se décompose en plusieurs étapes :

1. Tout d'abord, dans chaque plan est évaluée le centre de masse des structures observées, pondéré par l'intensité tourbillonnaire de chacune de ces structures.
2. La déviation standard des positions¹² des structures autour des centres de masse est ensuite réalisée suivant les directions transversale et verticale. Sont obtenues ainsi à chaque fois, deux valeurs caractérisant les dispersions transversale et verticale des structures.
3. A partir de ces valeurs, une ellipse centrée sur le centre de masse est créée et est utilisée pour filtrer le champ de tourbillons en excluant toutes les structures à l'extérieur de l'ellipse. L'observation de (très) nombreux exemples pour un (très) grand nombre de configurations a permis de s'assurer que la zone d'intérêt est systématiquement incluse dans cette ellipse.
4. A partir de là et de manière itérative :
 - Une autre ellipse est ajustée sur l'ensemble des structures restantes. Cet ajustement prend en compte l'intensité tourbillonnaire des structures et permet de détecter une ellipse dont les grand et petit axes ne sont pas alignés suivant les directions transversales et verticales. A l'issue de ce *fit* sont obtenus le centre de l'ellipse, le grand et le petit axes, et l'inclinaison spatiale de l'ellipse par rapport à l'horizontal.
 - Si la position du centre de cette ellipse est à moins de 0.1 mm de la position du centre de masse précédemment défini : il est validé! On utilise cette dernière ellipse pour exclure une dernière fois les structures présentes à l'extérieur.
 - Sinon, cette ellipse est agrandie homotétiquement jusqu'à ce qu'elle atteigne le bord de l'ellipse définie à l'étape précédente. Cette ellipse agrandie est alors utilisée pour exclure les structures présentes à l'extérieur et son centre est utilisé comme le nouveau centre à l'itération suivante. On itère.

La figure 7.9 présente le resultat obtenu à l'issue de ce traitement dans trois plans réalisées en champs proche, intermédiaire, et lointain.

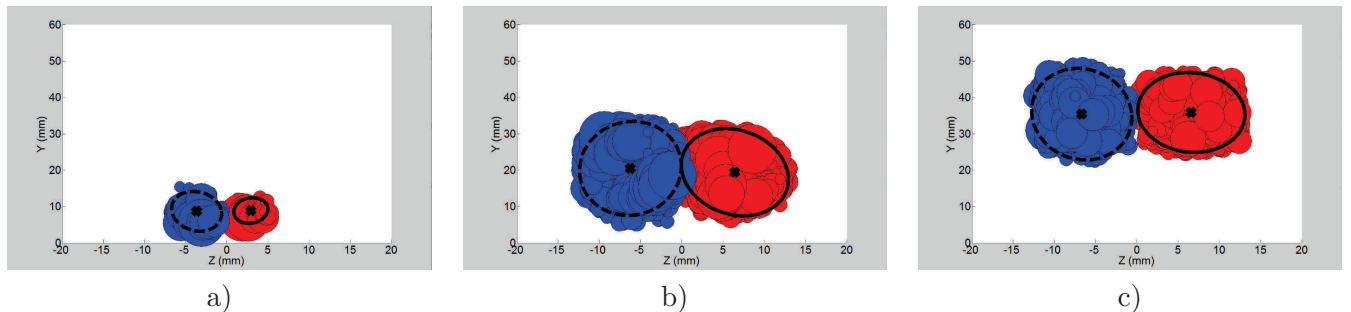


Figure 7.9: Configuration n° 14. Distribution spatiale de l'ensemble des structures tourbillonnaires instantanées détectées dans un plan à X constant. a) $X/d=1$. b) $X/d=4$. c) $X/d=10$.

12. et donc aucune pondération n'intervient ici.

7.7.3 Grandeurs retenues

Dans chacun des plans obtenus, pour les tourbillons positifs et négatifs, on extrait :

- Des caractéristiques associées à la forme du nuage de tourbillons détectés.
 - Position du centre de l'ellipse,
 - Taille du grand et du petit axe,
 - Inclinaison spatiale de l'ellipse par rapport à l'horizontal.
- Le nombre de structures détectées dans le nuage.
- La position et l'intensité tourbillonnaire de chaque structure détectée dans le nuage.

7.7.4 Trajectoires des structures instantanées

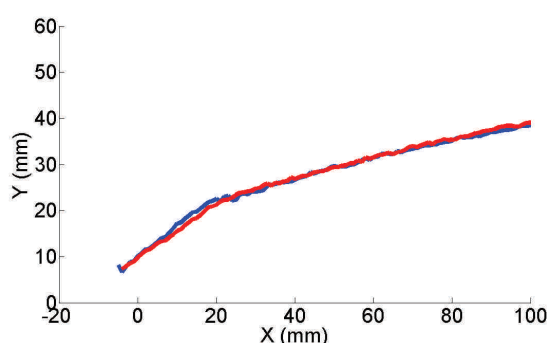


Figure 7.10: Configuration n° 12, trajectoires des structures tourbillonnaires longitudinales instantanées.

Les trajectoires des structures tourbillonnaires longitudinales instantanées sont définies comme la ligne passant par les centres des nuages quand on fait varier la position du plan de détection à travers le volume d'interpolation.

La figure 7.10 page 90 présente en vue de côté un exemple des trajectoires des structures positives et négatives obtenues à l'issue de ce traitement. Comme on peut le voir, ces trajectoires se superposent très bien¹³. On repère également qu'elles débutent environ 4-5 mm avant l'origine de l'axe longitudinal. Ce n'est pas un problème du tout. En effet, comme l'injection du jet est elle même centrée sur l'origine, la position du jet est située entre $X = -4$ à -5 mm et $X = +4$ à $+5$ mm. Nous avons donc l'intime conviction de capturer l'ensemble des trajectoires 3D des structures longitudinales générées par le JICF depuis leur origine.

13. Et rappelons que les traitement des structures positives et négatives sont complètement indépendants.

Chapitre 8

Traitement des champs moyens

Les champs moyen, dont la figure 7.1*b* page 77 présente un exemple, est obtenu à l'issue de l'intégration d'un grand nombre de champs instantanés. 1000 champs instantanés ont été utilisés pour les expériences sur le jet rond, 750 pour les expériences sur les jets elliptiques et rectangulaires, et 600 pour les autres.

Ces champs sont utilisés de différentes façons :

- Comme pour les champs instantanés, la visualisation des zones tourbillonnaires en 3D de l'écoulement moyen permet de nombreuses discussions sur la topologie des écoulements étudiés
- Le suivi et l'extraction de certaines grandeurs permettent d'étudier plus quantitativement les propriétés des différentes structures du champs moyen. Dans ces champs sont traqués :
 - La trajectoire de la paire de tourbillons contra-rotatifs.
 - Les couches de cisaillement amont et aval. Sont regardées leur épaisseur, l'intensité de la vorticité des composant, et la décroissance spatiale de ces intensités. L'objectif est de faire ainsi le lien avec l'intensité des structures des champs instantanés.
 - Les zones de maxima de vitesse verticale positive et négative.
 - Le tourbillon en fer à cheval
 - La bulle de recirculation

8.1 Le tourbillon en fer à cheval ou *Horse Shoe Vortex* (HSV)

Le tourbillon de λ_{Ci} du HSV est détecté sur chaque champ moyen dans le plan de symétrie du jet dans une petite zone de proche paroi légèrement en amont du jet. Les grandeurs mesurées sont :

- Sa position spatiale moyenne $[\bar{x}_{HSV}, \bar{y}_{HSV}]$.
- Son intensité tourbillonnaire $\bar{I}t_{HSV}$, valeur interpolée du λ_{Ci} en ce point là.

8.2 La bulle de recirculation (BdR)

Le même traitement est effectué pour la bulle de recirculation. On retrouve donc :

- Sa position spatiale $[x_{BDR}, y_{BDR}]$.
- Son intensité tourbillonnaire $\bar{I}t_{BDR}$.

8.3 La paire de tourbillon contra-rotatifs ou *Counter-Rotating Vortex Pair (CRVP ou CVP)*

Dans chaque plan YZ, une détection des maxima globaux positifs et négatifs de λ_{Ci} est effectué et détecte le CRVP dont les branches sont en champs moyen les structures tourbillonnaires les plus intenses des plans YZ. La trajectoire de chaque branche du CRVP est reconstruite par la suite grâce à un balayage de l'espace suivant la direction longitudinale.

Les premières versions de nos algorithmes effectuaient alors une seconde passe en utilisant cette fois ci pour la détection des plans normaux à la première trajectoire des CRVP obtenue. Comme les deux trajectoires coïncident, l'ensemble des résultats présentés a été calculé à l'aide d'une seule passe dans la direction longitudinale économisant ainsi un temps de calcul important. Cela tient au fait que le λ_{Ci} est une grandeur intégrant toutes les composantes de rotation de l'écoulement, et n'est donc pas directionnelle. Même si le jet a une trajectoire très verticale comme c'est le cas par exemple pour la configuration n° 17, il n'y a pas d'erreur de "projection" à déplorer. De plus, dûs aux faibles ratios de vitesse étudiées, la majorité des configurations étudiées ont une trajectoire couchée principalement orientée dans la direction de l'écoulement.

Les grandeurs mesurées sont :

- La position spatiale de sa branche positive $[x_{CRVP+}, y_{CRVP+}, z_{CRVP+}]$ (resp. négative $[x_{CRVP-}, y_{CRVP-}, z_{CRVP-}]$).
- A partir des positions spatiales des branches positive et négative, une distance λ_{CRVP} peut être obtenue entre les cœurs des branches positive et négative. λ_{CRVP} est une fonction de X, définie comme étant égale à

$$\lambda_{CRVP} = \sqrt{(y_{CRVP+} - y_{CRVP-})^2 + (z_{CRVP+} - z_{CRVP-})^2},$$

où y_{CRVP+} (resp. y_{CRVP-}) et z_{CRVP+} (resp. z_{CRVP-}) sont les coordonnées dans les directions verticale et transversale du coeur de la branche tourbillonnaire positive (resp. négative) à la position d'abscisse X.

- Les intensités tourbillonnaires positive et négatives le long de ces trajectoires à une abscisse donnée $It_{CRVP+}(x), It_{CRVP-}(x)$, valeur interpolée du λ_{Ci} en ce point là.
- A partir des intensités tourbillonnaires positive et négative, la différence d'intensité tourbillonnaire $\delta_{It_{CRVP}}$ peut être mesurée entre les deux branches. $\delta_{It_{CRVP}}$ est une fonction de X, définie comme étant égale à

$$\delta_{It_{CRVP}} = ||(|It_{CRVP+}| - |It_{CRVP-}|)||$$

- Enfin, on peut définir une intensité tourbillonnaire moyenne pour le CRVP :

$$It_{CRVP}(X) = \frac{||It_{CRVP+}(X)|| + ||It_{CRVP-}(X)||}{2} \quad (8.1)$$

8.4 Les zones de vitesse verticales positive (Outflow) et négative (Inflow)

Un travail similaire à celui effectué pour le CRVP est fait pour les zones de vitesse positive (*Outflow*) et négative (*Inflow*). La principale différence se trouve dans les zones d'inflow, au nombre de 2 situées à l'extérieur du CRVP. Les grandeurs qui nous intéressent sont :

- Les positions spatiales de sa branche positive $[x_{V+}, y_{V+}, z_{V+}]$ et ses branches négatives $[x_{V-}, y_{V-}, z_{V-}]$.
- Les vitesses verticales positive et négatives le long de ces trajectoires à une abscisse donnée $V_+(x), V_-(x)$.

8.5 Les couches de cisaillement amont et aval (CC)

Les grandeurs caractéristiques des couches cisailées amont et aval sont étudiées dans le plan de symétrie du jet de manière à pouvoir les relier à celles des structures tourbillonnaires instantanées dans ce plan de symétrie. De manière à être en mesure de comparer ces propriétés entre elles, il est nécessaire de travailler en abscisse curviligne le long des couches cisailées. Les grandeurs qui nous intéressent sont :

- Les positions spatiales de sa branche positive $[x_{CC \text{ Amont}}, y_{CC \text{ Amont}}]$ et ses branches négatives $[x_{CC \text{ Aval}}, y_{CC \text{ Aval}}]$. Le problème se posant pour étudier les propriétés des couches cisailées amont et aval pour de faibles ratios de vitesse est la difficulté à localiser avec précision les couches cisailées.
- Les maxima de vortacité transversale $\omega_{Z \text{ max}}$ des couches cisailées amont et aval le long des abscisses curvilignes.
- Les maxima globaux de vortacité transversale $\omega_{Z \text{ max}}$ sur l'ensemble des abscisses curvilignes S des couches cisailées amont et aval, prises comme le maximum sur S de $\omega_{Z \text{ max}}$.
- La trajectoire de jet dont les coordonnées $[x_{Jet \text{ moyen}}, y_{Jet \text{ moyen}}]$ sont définies à une abscisse curviligne s donnée comme étant :

$$x_{Jet \text{ moyen}}(s) = \frac{x_{CC \text{ amont}}(s) + x_{CC \text{ aval}}(s)}{2} \quad (8.2)$$

$$y_{Jet \text{ moyen}}(s) = \frac{y_{CC \text{ amont}}(s) + y_{CC \text{ aval}}(s)}{2} \quad (8.3)$$

- L'épaisseur du jet δ_{jet} qui, à une abscisse curviligne s donnée, vaut :

$$\delta_{jet}(s) = \sqrt{(x_{CC \text{ amont}}(s) - x_{CC \text{ aval}}(s))^2 + (y_{CC \text{ amont}}(s) - y_{CC \text{ aval}}(s))^2}$$

8.5.1 Méthodologie d'extraction

Le travail préliminaire effectué sur la localisation des structures instantanées permet de montrer que quel que soit le ratio de vitesse, il est possible de définir clairement dans le plan médian une trajectoire moyenne du nuage de structures instantanées d'intensité tourbillonnaire négative issues du jet. Ce nuage correspond pour les plus bas ratio de vitesse VR en configuration jet soufflé, aux têtes des vortex en épingles¹. Pour les plus haut VR, ce nuage correspond aux boucles tourbillonnaires² portées par la couche de cisaillement aval du jet. Cette distinction étant effectuée, nous appellerons désormais ce nuage dans ce chapitre uniquement : couche cisailée aval.

La figure 8.1 présente pour des VR allant de 0.5 à 3 la norme de la vitesse dans le plan médian et y superpose la trajectoire de couche cisailée aval définie à l'aide des champs instantanée suivant la méthodologie explicitée dans la section 7.6 page 83. Les figures 8.1a et b montrent bien combien

1. Hairpin vortices

2. Loop vortices

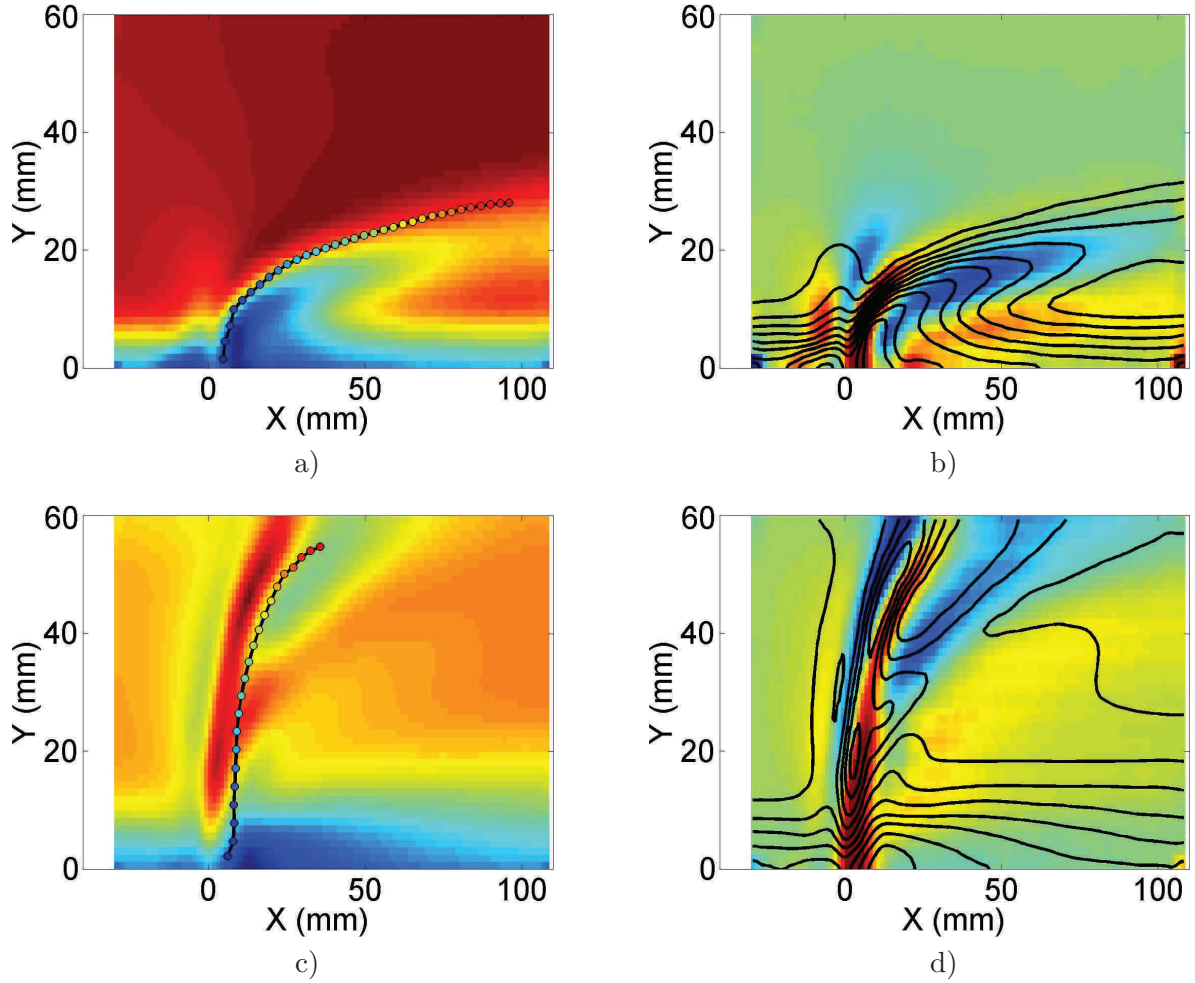


Figure 8.1: a)&c) Plans médians colorés en norme de la vitesse, et trajectoire de couche cisailée aval pour des ratios de vitesse : a) faible $VR \approx 0.5$ c) fort $VR \approx 3$. b)&d) Plans médians colorés en vorticité transversale ω_z , et iso-contours en noirs de norme de la vitesse pour des ratios de vitesse : b) faible $VR \approx 0.5$ d) fort $VR \approx 3$.

il peut être délicat de définir une trajectoire de jet pour de bas ratios de vitesse. La figure 8.1 présente la vorticité transversale pour les mêmes configurations dans le plan médian, sur laquelle est superposée en noirs des iso-contours de la norme de la vitesse. L'avantage d'utiliser comme base de travail la trajectoire de couches cisailées aval instantanées réside dans le fait de simplifier la comparaison des structures moyennes et instantanées aux mêmes endroits. De plus, le jet étant solidaire de sa couche cisailée aval, les deux trajectoires — de jet et de couche cisailée aval — sont suffisamment similaires pour que l'on puisse considérer, dans une première approximation, l'une comme une simple translation de l'autre.

A chaque position curviligne de la trajectoire de couche cisailée aval (figure 8.2a page 95), une droite perpendiculaire à la trajectoire³ est tracée (comme illustré dans la figure 8.2b), sur laquelle est interpolée la vorticité transversale (figure 8.2c). Celle-ci présente deux pics positifs principaux et deux pics négatifs principaux (signalés respectivement par des ronds rouges et verts dans la figure 8.2d) correspondant aux zones de cisaillement positives et négatives. Pour chaque position curviligne, la position dans l'espace et la valeur de chacun de ces pics sont

3. Comme les abscisses et ordonnées ne sont pas à la même échelle, cela peut donner l'impression que les droites ne sont pas perpendiculaires à la trajectoire. Elles le sont.

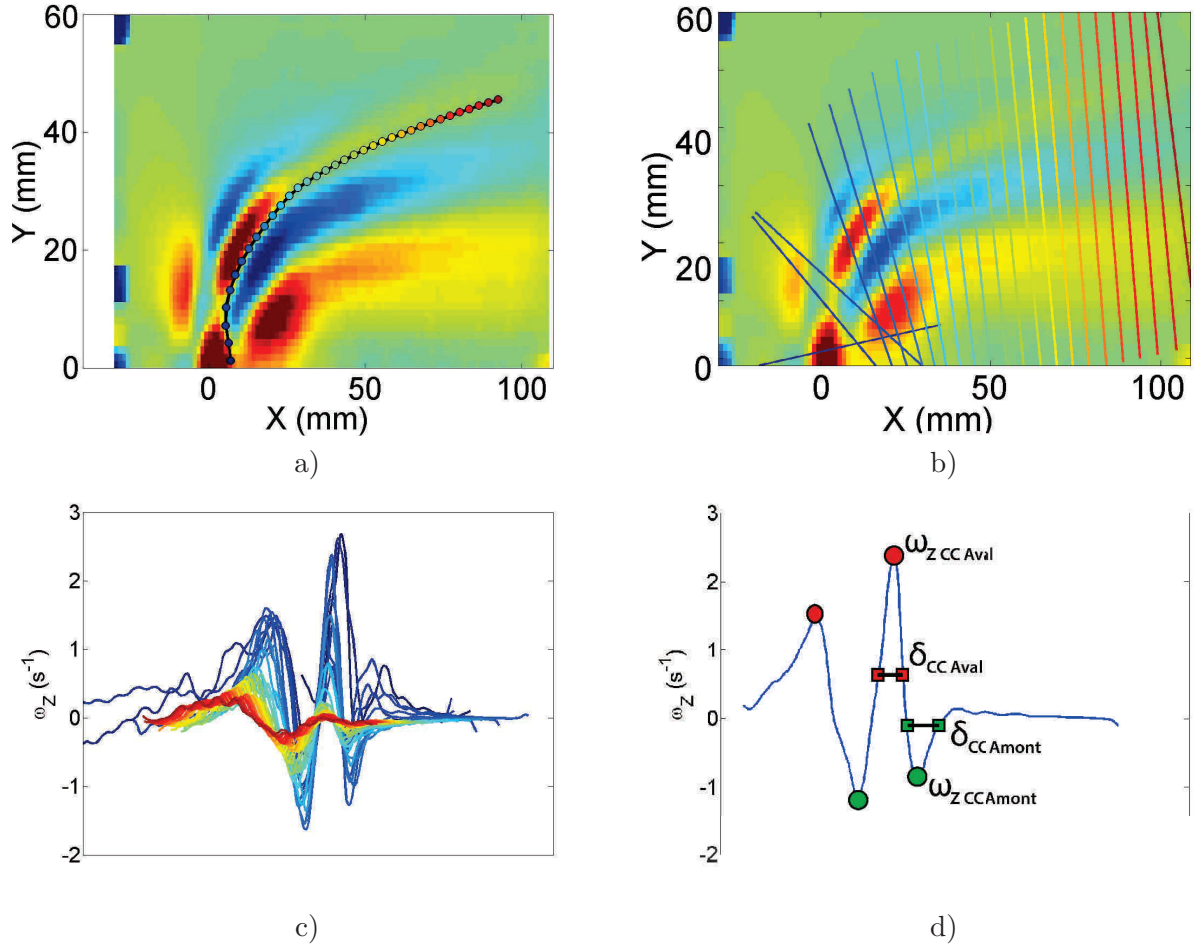


Figure 8.2: Ensemble des étapes de traitement effectuées sur les couches cisillées amont et aval du plan médian de la configuration n°25. Dans l'ensemble des images le code couleur arc en ciel est commun et marque les mêmes positions le long de la trajectoire. a) Champs de ω_Z et trajectoire curviligne instantané de couche cisillée aval. b) Champs de ω_Z et droites perpendiculaires à la trajectoire. c) Profil de ω_Z le long de chaque droite. d) Détection des pics et épaisseurs de couches cisillées du profil de ω_Z associé à la 6^e position de la trajectoire.

relevées.

A l'issue de ce traitement, les trajectoires de couche cisillée amont $[x_{Jet \text{ amont}}(s), y_{Jet \text{ amont}}(s)]$ et aval $[x_{Jet \text{ aval}}(s), y_{Jet \text{ aval}}(s)]$ et leur profil d'amplitude maximale de vorticité $\omega_{Z \text{ Max}}$ sont obtenus pour les couches cisillées amont et aval.

Chapitre 9

Traitement en moyennes conditionnelles

A l'aide des statistiques du champs instantané, il est possible de développer des critères permettant d'obtenir d'autres moyennes conditionnelles de l'écoulement naturel. Ce travail a été effectué sur les LEV et les TEV pour permettre des visualisations moins bruitées et mieux résolues de l'instantané. L'objectif est d'utiliser ces moyennes pour améliorer le ratio signal sur bruit et permettre une étude plus fine du voisinage proche de l'injection et de la déformation des structures tourbillonnaires le long de la trajectoire. Deux types de moyennes conditionnelles

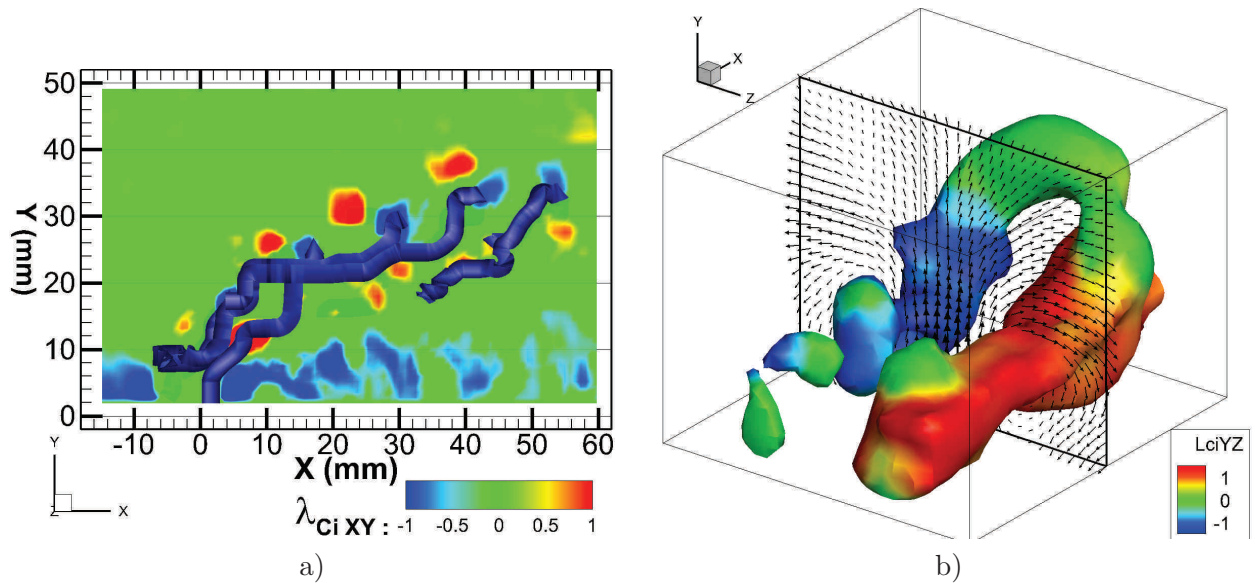


Figure 9.1: Isosurfaces de $\lambda_{Ci} = 1$ colorées en $\lambda_{Ci YZ}$. a) Exemple de moyenne de phase globale. b) Exemple moyenne locale des états.

ont été effectuées :

- Une moyenne de phase dite *globale*, effectuée sur l'ensemble du volume de mesure, se rapproche fortement d'une moyenne de phase traditionnelle. Un exemple en est présenté dans la figure 9.1a page 97. Ce travail a été effectué sur les LEV et les TEV pour permettre des visualisations moins bruitées et mieux résolues de la dynamique instantanée en fonction de la phase.

- Une moyenne locale des états tourbillonnaires, effectuée uniquement sur un sous-volume centré autour d'une position particulière où la moyenne locale des états est effectuée. A l'aide de moyennes conditionnelles, une structure moyenne est générée correspondant à la somme de tous les pas de temps où une structure tourbillonnaire s'est trouvée suffisamment proche du centre de ce volume particulier. En définitive, ce que nous appelons la moyenne locale des états correspond plus à la structure moyenne des états adoptés à une certaine position, qu'à une moyenne de phase reliée à une dynamique périodique de l'écoulement. Un exemple est présenté dans la figure 9.1b page 97 Ce travail a été effectué sur les LEV et les TEV pour permettre des visualisations très hautement résolues de l'instantané afin d'étudier le champs proche de l'injection et la déformation des structures tourbillonnaires le long de la trajectoire.

9.1 Moyenne de phase globale

Traditionnellement, une moyenne de phase est réalisée en synchronisant l'acquisition d'une mesure, ici d'image, avec un phénomène périodique. Comme le plus souvent le phénomène périodique étudié est lui aussi généré par l'expérimentateur, il suffit à ce dernier de déclencher la mesure et le phénomène à l'aide d'un même signal. Dans le cas d'un phénomène non initié par l'expérimentateur — comme c'est le cas par exemple lors de la déstabilisation naturelle des couches de cisaillements amont et aval par l'instabilité de Kelvin-Helmoltz — ou/et si en plus l'expérimentateur ne connaît pas la fréquence naturelle du phénomène étudié ou ne la connaît pas avec une précision suffisante pour que le décalage de phase sur l'ensemble de la durée de la mesure ne soit pas significatif devant la période du phénomène. Alors une solution consiste à travailler avec un système de mesure hautement résolu dans le temps.

Le JICF est un écoulement ayant de nombreuses dynamiques périodiques : des tourbillons sont générés sur les couches de cisaillements amont et aval du jet ; le horseshoe vortex, la bulle de recirculation et le hovering vortex oscillent autour de leur valeur moyenne... L'ensemble de ces phénomènes se conjuguent pour former une dynamique pseudo-périodique complexe.

Le problème de la moyenne de phase pour notre système de mesure provient principalement de la faible résolution temporelle de nos mesures en regard des échelles de temps gouvernant les dynamiques périodiques de notre écoulement. Comme il n'est pas possible de passer par la solution simple, il a fallu chercher une autre solution.

9.1.1 Méthodologie

Cette moyenne est réalisée sur l'ensemble du volume de mesure. Ce procédé se décompose en 3 étapes :

1. En utilisant les statistiques associées à la répartition spatiale de structures consécutives, sont définies des positions spatiales correspondant à une certaine phase des déplacements des LEV et TEV le long de leur trajectoire.
2. Un tri est alors effectué sur l'ensemble des champs instantanés pour les attribuer à une phase ou pas.
3. Une dernière phase d'interpolation permet d'obtenir la moyenne de phase globale à partir des champs de vitesses bruts des champs instantanés sélectionnés.

Ce procédé de moyenne de phase est effectué indépendamment sur les nuages de structures des couches cisailées amont et aval. En effet, rien ne garantit que les générations de structures tour-

billonnaires sur les faces amont et aval du jet s'effectuent suivant la même période. La moyenne de phase globale se concentre sur les tourbillons présents le long de la trajectoire moyenne.

9.1.2 Répartition spatiales des points de recherche

Comme on l'a vu plus tôt les LEV et TEV évoluent sur les couches cisailées amont et aval le long d'une trajectoire moyenne (voir figure 9.2a page 100). Un des problèmes est que même si la génération de LEV/TEV est un phénomène strictement périodique, le transport de ces structures le long de cette trajectoire ne s'effectue pas à la même vitesse alors que les structures sortent de la couche limite puis qu'elle sont transportées le long d'une couche cisailée qui s'aligne au fur et à mesure dans la direction de l'écoulement. Il en résulte que les structures instantanées se répartissent irrégulièrement le long de cette trajectoire avec une distance croissante entre deux structures consécutives (figure 9.2b). La grandeur λ_S caractérise la répartition spatiale des structures consécutives (LEV ou TEV). Cette grandeur permet de prévoir pour une position donnée la position de la structure suivante. En effet, elle indique à une abscisse curviligne S donnée la distance en mm de la structure suivante (figure 9.2c). Cela permet donc pour une phase donnée, de prendre en compte la distribution irrégulière des positions des structures tourbillonnaires le long de la trajectoire de couche cisailée. Un exemple est présenté dans la figure 9.2d avec les positions le long de cette trajectoire pour trois différentes phases (période adimensionnée $T_{adim} = \{0, 0.35, 0.7\}$).

9.1.3 Tri des champs instantanées

Une fois ces positions de recherche définies pour chaque phase, il devient possible d'évaluer pour chaque champ instantané l'écart des tourbillons détectés avec ces positions de recherche. Dans la pratique, pour un champ obtenu à un temps t donné, à chaque structure du champ instantané est associée la plus proche position de recherche de chacune des phases. On obtient alors pour chacune des phases une distance, un écart de ce tourbillon à sa plus proche position de recherche.

Ainsi, pour un champ obtenu à un temps t donné, et pour chaque phase, on obtient un écart global de l'ensemble des structures tourbillonnaires aux positions de recherche de cette phase en moyennant les écarts des tourbillons à leur plus proche position de recherche.

Le champ instantané réalisé au temps t est alors associé à la phase dont l'écart global est le plus petit, à la condition que cet écart soit inférieur à un écart global de coupure de 1.2 à 2.2 mm. L'écart global de coupure est choisi à la fois pour être le plus petit possible, et de manière à ce qu'il y ait toujours pour chaque phase au minimum 20 champs instantanés pour effectuer la moyenne de phase. La figure 9.3a page 101 présente le résultat de ce tri pour une phase particulière.

9.1.4 Interpolation champs instantanées

Une fois les champs instantanés associés à une phase particulière, l'ensemble des champs 3D de vecteurs bruts sont rassemblés pour chaque phase. On obtient ainsi pour chaque phase un unique champ de vecteurs bruts dont la concentration spatiale en vecteurs bruts CV3D est au minimum 20 fois plus importante que les CV3D individuelles de chaque champ instantané. Enfin, le champ de vitesse moyen de phase est interpolé à partir de ce champ de vecteurs bruts.

On aurait pu obtenir un champ moyen à partir du moyennage classique des champs instantanés sélectionnés pour une phase donnée. Cependant, cette méthode impose de conserver la taille de maille d'interpolation des champs instantanés et bloque la résolution finale du champ de vecteurs moyen (la résolution finale typique des champs instantanés de vecteurs de nos expé-

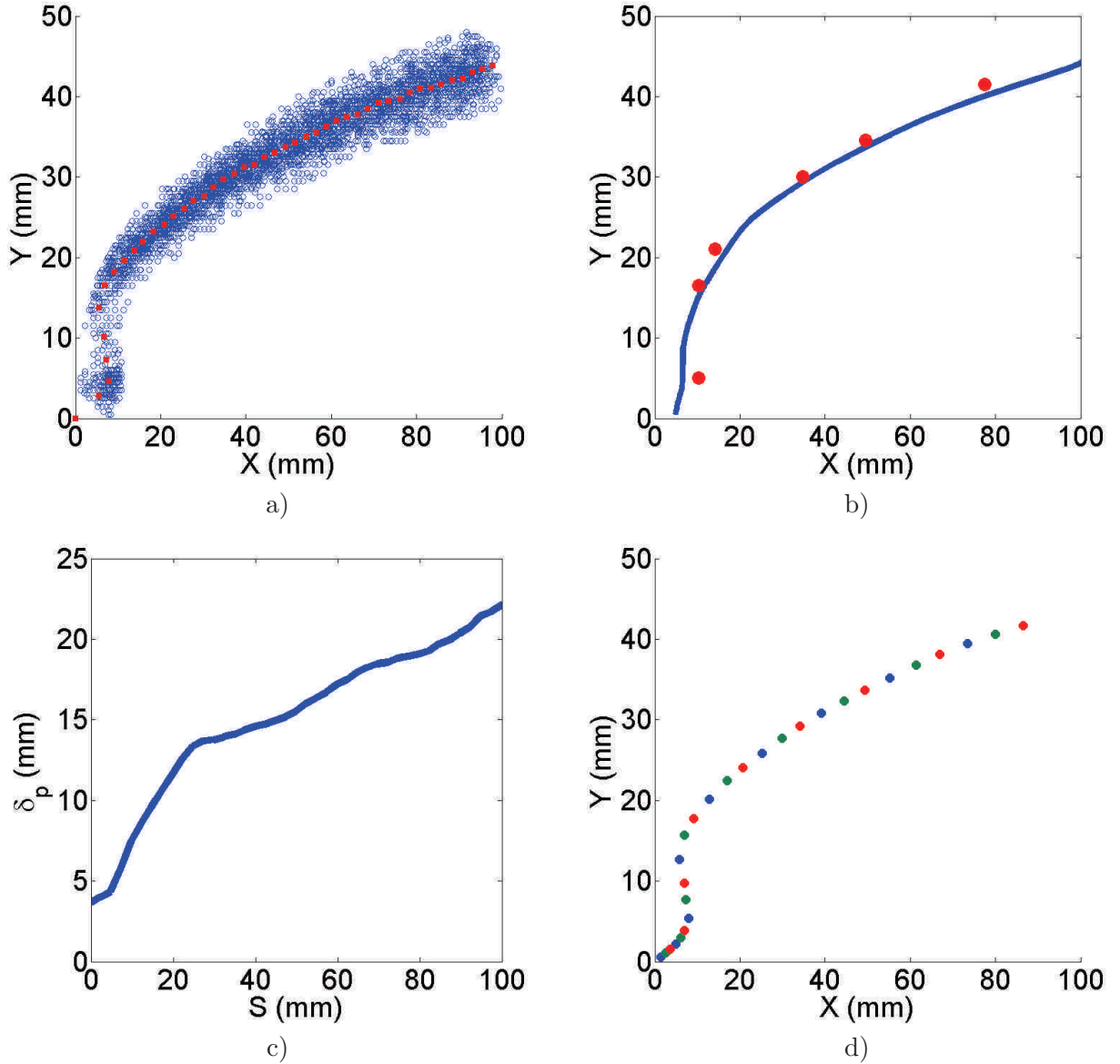


Figure 9.2: a) Nuage de couche cisailé amont et trajectoire moyenne de ce nuage en rouge. b) Répartition de structures instantanées autour de la trajectoire moyenne. c) λ_S pour cette configuration. d) Positions de recherche réparties le long de la trajectoire à l'aide de la courbe de λ_S . Sont affichées trois phases : $T_{adim} = \{0, 0.35, 0.7\}$

riences est de 1 et 1.5 vecteur par mm).

Interpoler à partir de la collection des champs de vecteurs bruts permet en revanche plus de souplesse quant à la taille de maille d'interpolation finale désirée.

Si on choisit la même taille de maille, on obtient en définitive le même champ de vecteurs qu'en effectuant une moyenne classique.

Si on choisit une taille de maille plus petite, on obtiendra un champs de vecteurs à la résolution désirée et dont statistiquement chaque maille sera le résultat d'une moyenne sur un nombre plus réduit de champs instantanés, proportionnellement à la diminution de la taille de maille.

Par exemple, si j'ai 40 champs instantanés et que je désire une taille de maille d'interpolation 20 % plus petite, j'aurai statistiquement sur chaque nœud une moyenne réalisée sur 36 champs instantanés.

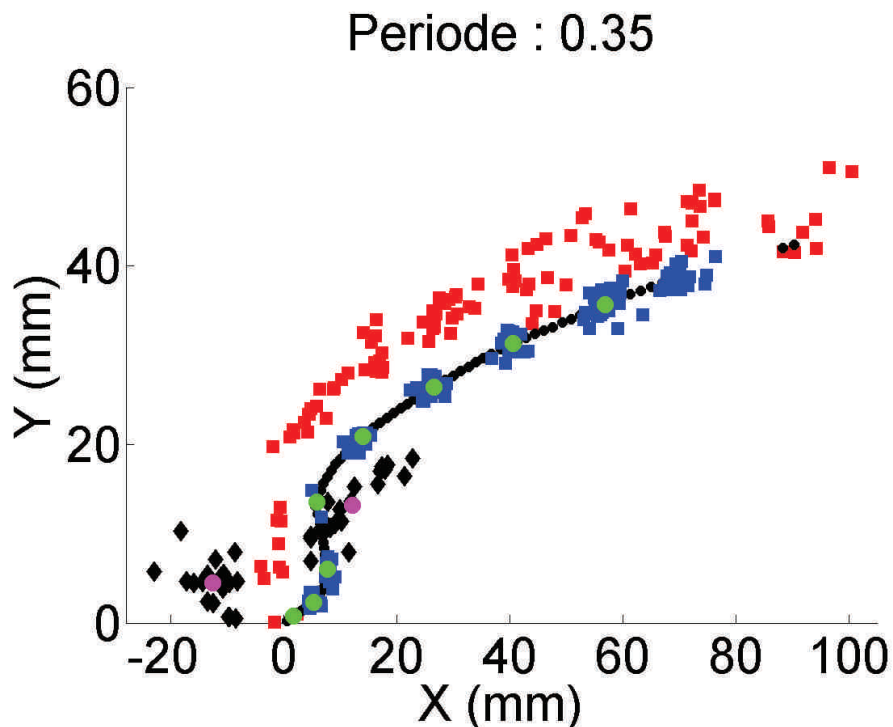


Figure 9.3: Superposition de la position des tourbillons retenus pour une moyenne de phase côté aval.

Signification des marqueurs. ■ : tourbillons aval, ■ : tourbillons amont, ● : Positions de recherche, ◆ : tourbillons issus du HSV et de la BDR, ● : positions moyennes des tourbillons issus du HSV et de la BDR.

On comprend bien alors que la réduction de la taille de maille d'interpolation est limitée par le nombre de champs instantanés disponibles pour chaque phase. Comme ce nombre est assez réduit, le gain en résolution l'est aussi. Dans la pratique, les moyennes de phases globales ont permis un gain de 20 % sur la résolution finale des champs de vecteurs. Cependant on comprend bien la force des méthodes de moyennes de phase utilisant de la PTV : si l'on utilise suffisamment de champs instantanés, il est possible d'obtenir une résolution du champ final de vecteurs largement inférieure à la taille du pixel des caméras utilisées. Mentionnons à ce sujet le très bon article de Cierpka & Kähler [44].

9.1.5 Peut-t-on donc parler de *Moyenne de Phase* ?

Une fois la méthode exposée, il devient clair que le terme moyenne de phase est à nuancer sans non plus dévaluer l'intérêt de cette approche : après tout l'utilisation d'un critère d'écart aux positions moyennes permet de rassembler et moyenner des champs de vitesse suffisamment proches les uns des autres pour que l'on puisse considérer qu'ils appartiennent au même *état* de l'écoulement.

Cependant il est nécessaire de remettre en question le terme *phase*. En effet, les positions de recherches imposées sont toutes situées sur la trajectoire moyenne, ce qui n'est pas très physique : dans la pratique une observation directe des champs permet de constater que la position des structures présente une modulation de part et d'autre de cette trajectoire, moyenne autour de laquelle les tourbillons oscillent.

Et même si initialement la génération des structures semble périodique, cette périodicité n'est que de façade. Dans le détail, la génération des structures tourbillonnaires, leur transport le long de la couche cisailée, et leur oscillation autour de cette position moyenne sont extrêmement

complexes en raison de multiples interactions et rétroactions des systèmes tourbillonnaires entre eux, avec la couche limite et l'écoulement transverse. Il en résulte ce balayage de l'espace, cette bande de structures très bien définie et surtout une variété très importante de configurations d'écoulement qui rend impossible une moyenne de phase au sens strict du terme.

La moyenne de phase qui est définie ici est donc à mon sens d'avantage une moyenne de phase à l'ordre 0, c'est à dire une moyenne de phase qui tronque une partie de la complexité du problème, sa partie fluctuante, pour se concentrer sur la dynamique de la partie moyenne de convection.

9.2 Moyenne locale des états

Cette moyenne est effectuée uniquement sur un sous-volume du volume de mesure, centré autour d'une position particulière de la trajectoire de la couche cisailée amont ou aval où la moyenne locale des états est effectuée.

Ce travail a été effectué sur les LEV et les TEV pour permettre des visualisations très hautement résolues de l'instantané afin d'étudier le champs proche de l'injection et la déformation des structures tourbillonnaires le long de la trajectoire.

Un tri est effectué sur l'ensemble des champs instantanés : sont conservés tous les champs instantanés où une structure tourbillonnaire de la bonne polarité s'est trouvée dans un voisinage suffisamment proche de la position ciblée. La condition de sélection permettant le tri des champs instantanés est donc un critère local, d'où le nom de moyenne locale. Ce critère ne sélectionne pas un état particulier de l'écoulement. On comprend pourquoi cette moyenne représente une moyenne des états des tourbillons ayant transités dans ce voisinage.

Cette moyenne a l'avantage d'utiliser un critère de tri beaucoup moins restrictif que le critère exposé pour la moyenne de phase globale. 55 à 120 champs instantanés sont retenus en fonction des endroits de la trajectoire.

De la même manière que pour les moyennes globales de phase, cette moyenne conditionnelle locale est interpolée à partir de la collection des champs de vecteurs bruts instantanés retenus à la suite de la phase de tri. La différence essentielle est le nombre important de champs instantanés qui permet un gros gain sur la résolution finale du champ interpolé. Par exemple la figure 9.1b page 97 a été calculé à partir de 62 champs instantanés et a une résolution d'un vecteur tous les 0.5 mm. En comparaison, les champs instantanés à partir desquels ont été extraites les positions des structures ayant permis cette moyenne locale des états avaient une résolution d'un vecteur tous les 1 mm. La résolution finale a donc été doublée, tout en gardant une moyenne de 31 champs par maille d'interpolation.

9.3 Vue synthétique des méthodes et traitements utilisés

Le problème de l'écriture, d'une présentation linéaire de l'information se présente lorsque tout un ensemble d'éléments est en interconnexion et en rétro action comme c'est le cas pour le JICF. Ainsi on présente sur la figure 9.4 une vue d'ensemble du travail réalisé à partir de nos champs expérimentaux 3D instationnaires. Cette figure résume les différentes méthodes d'analyse de nos champs 3D et laisse apparaître la démarche que nous avons mis en œuvre pour étudier le JICF.

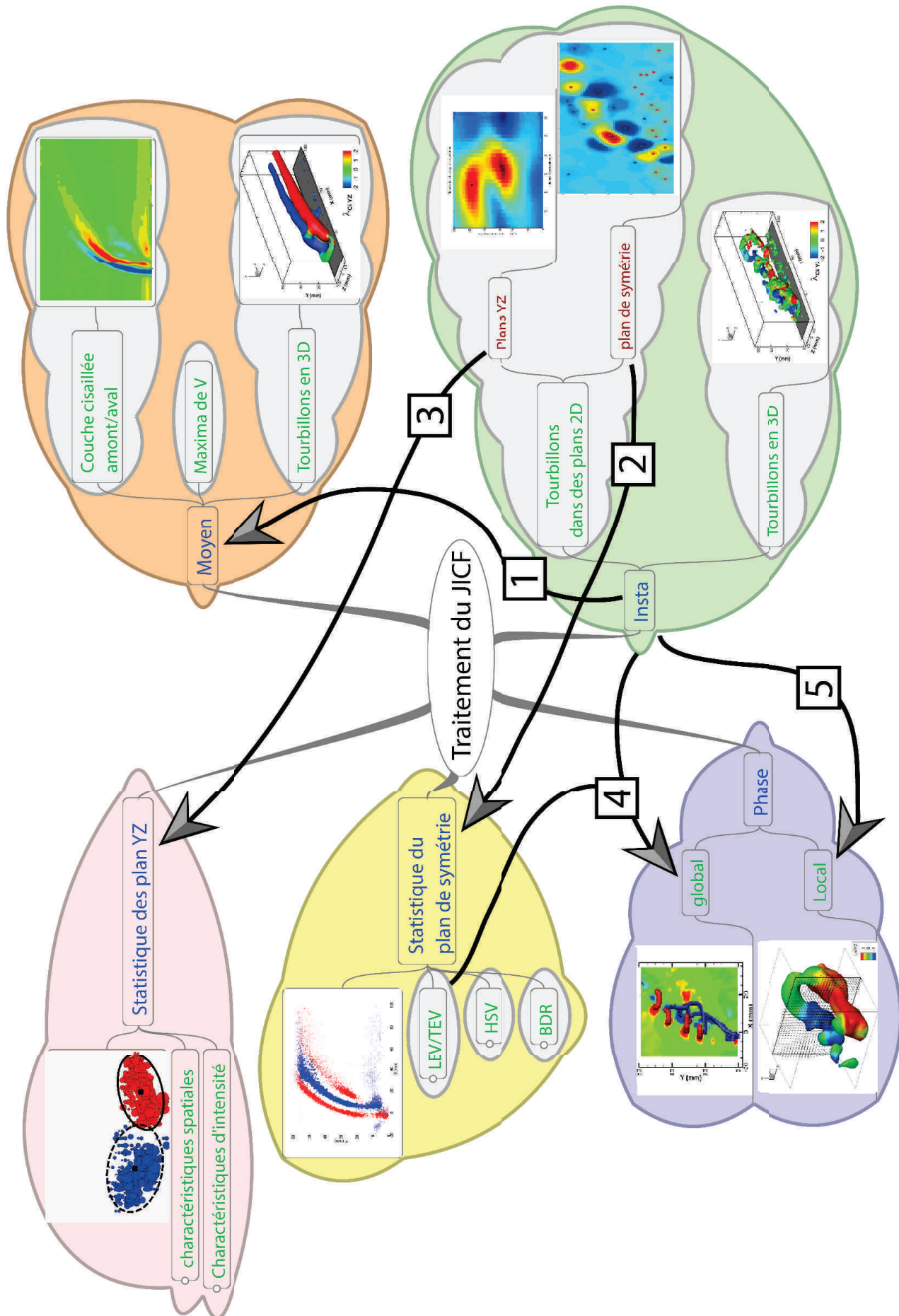


Figure 9.4: Vue éclatée des différentes méthodes de traitement. 1) Correspond au moyennage temporelle des champs instantanés, 2) et 3) représentent l'extraction des statistiques instantanées du plan de symétrie et des plans longitudinaux à X constant, 4) exprime la conjugaison des informations statistiques et des champs instantanés pour générer les moyennes de phase globales et 5) la création des moyennes conditionnelles locales à partir des champs instantanés.

Quatrième partie

Topologies du jet rond transverse

Chapitre 10

Introduction

Que peut-on dire de la topologie du JICF ?

A l'issue d'une étude bibliographique un peu poussée, cette question pertinente au premier abord s'est vu plutôt remplacée articles après articles par : *Que nous apprend la littérature sur les topologies du JICF ?* Pour deux raisons, il convient en effet de parler plutôt d'une multiplicité de topologies.

La première raison, physique, objective, est le reflet de la complexité de l'écoulement, de son caractère fortement instationnaire, résolument tri-dimensionnel qui est la source d'une topologie moyenne et d'une topologie instantanée bien distinctes l'une de l'autre.

De plus, ces topologies sont susceptibles de fortement varier en fonction de nombreux paramètres : ratios de moments et de vitesses, ratios de températures et de masses volumiques si diphasique, ratios du diamètre par l'épaisseur de couche limite, profil de vitesses en sortie du jet...

Le cas qui nous intéresse est celui d'un jet rond transverse monophasique et isotherme. Dans la gamme de ratios de vitesses considérée, il présente une transition topologique d'importance entre une topologie *classique* et une topologie dite de jet soufflé (étudiée dans les sections 13.7 et 14.2 pages 173 et 179).

La seconde raison tient à la diversité des interprétations de cet écoulement, aux visions contradictoires, à l'évolution des concepts accompagnant l'évolution des méthodes expérimentales et numériques. En résumé, au fait que la compréhension encore partielle de la physique du Jet in Crossflow ne permette pas encore un consensus, une représentation canonique qui fédérerait la communauté scientifique.

La figure 11.3 page 113 présente un panaché loin d'être exhaustif des schémas exposant la topologie classique du JICF rond monophasique isotherme à haut ratio de vitesses (supérieur à 1.5~2). Ces schémas sont tirés de 6 articles d'auteurs différents couvrant les deux dernières décennies. Les ressemblances et divergences des représentations de cette même topologie sont remarquables. Ces schémas illustrent bien les points d'achoppements, les divergences de points de vue, et la persistance de certains points de vue et concepts qui n'ont plus ou pas lieu d'être. Chacun est à sa façon, l'occasion de discussions différentes.

10.1 Objectifs du chapitre

Ce chapitre sera l'occasion de :

1. Poser le cadre, définir nos grandeurs de travail, introduire les notations et les concepts opératoires qui seront utilisés dans le reste de la thèse.

2. Proposer une étude de la topologie¹ du JICF à bas ratio de vitesses (inférieur à 1.5~2) à l'aide des résultats obtenus suite à nos expériences
3. Faire un état de l'art et un tour d'horizon bibliographique, dégager les grandes questions soulevées, et discuter de certaines idées reçues.

1. ou plutôt comme nous le montrerons : des topologies

Chapitre 11

Etat de l'art du jet rond transverse. Une configuration simple pour un écoulement complexe

11.1 Orientation spatiale et origine

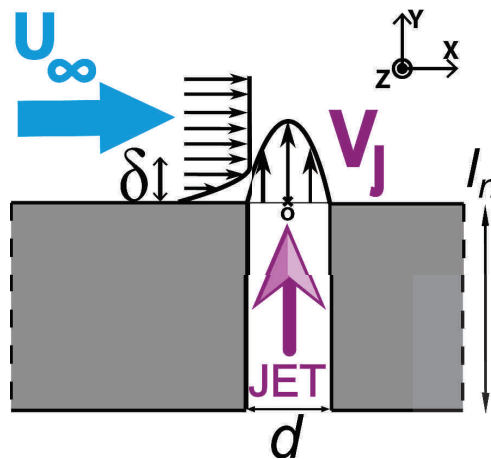


Figure 11.1: Schéma de base de la géométrie du jet rond transverse dans le plan de symétrie, accompagné des paramètres fondamentaux qui définissent le JICF.

La configuration d'un JICF est assez simple : il faut un jet, et un écoulement de paroi transverse, comme illustré dans le schéma 11.1. L'orientation spatiale adoptée est la suivante :

- L'axe des X est associé à la direction longitudinale, la direction de l'écoulement principal ;
- L'axe des Y correspond à la direction normale à la paroi aussi appelée direction verticale ;
- L'axe des Z est aligné suivant la direction transversale ;
- L'origine du repère est située au niveau de la paroi, et coïncide avec le centre géométrique de l'orifice d'injection du jet.

11.2 Paramètres d'écoulement

11.2.1 L'écoulement transverse

L'écoulement transverse est un écoulement de paroi classique caractérisé par l'épaisseur de couche limite δ et la vitesse en dehors de cette couche limite U_∞ .

11.2.2 Le jet

Le jet est issu d'un orifice rond de diamètre d . Il présente à la sortie du conduit d'injection un profil de vitesses locale $v_j(x, z)$. Pour caractériser le jet, a été retenue la vitesse débitante du jet V_j égale au ratio du débit volumique passant par la buse par la surface de la buse $V_j = Q_j/(\pi d^2/4)$. Cette vitesse débitante est une vitesse moyenne, qui correspond la plupart du temps à la vitesse moyenne obtenue en intégrant le profil de vitesses locales $v_j(x, z)$ sur l'aire de sortie $S_j(x, z)$:

$$V_j = \iint_{S_j} v_j(x, z) dx dz$$

11.2.3 Une remarque sur l'influence du ratio de vitesse

Le profil de vitesses locale en sortie de jet dépend du ratio de vitesses.

A haut ratio de vitesses, on se retrouve dans un cas proche de celui d'un jet libre. Des profils paraboliques à bouchons (aussi appelé chapeau¹) peuvent être obtenus en fonction de la manière dont est généré le jet, de la longueur du conduit d'injection du developement des couches limites à l'intérieur du conduit d'injection etc...

A plus bas ratio de vitesses, les profils de vitesses se complexifient et se déforment sous l'influence de l'écoulement transverse qui peut même pénétrer à l'intérieur du conduit d'injection². Dans un tel cas, on comprend alors que la définition de la vitesse de jet à partir de l'intégration du profil de vitesses sur l'aire de sortie du jet ne fait plus sens, et ne caractérise plus uniquement le jet puisqu'une partie de la vitesse intégrée est issue du crossflow et non du jet.

11.2.4 Ratio de moments, ratio de vitesses, et nombres de Reynolds

A partir de ces grandeurs physiques, de jet et d'écoulement transverse, peuvent être construits un ratio de moments, un ratio de vitesses, et différents nombres de Reynolds. Un ratio de moments peut être exprimé comme le ratio $MR = \sqrt{\rho_\infty U_\infty^2 / \rho_j V_j^2}$.

Sous la condition que les fluides de l'écoulement et du jet soit les mêmes et à la même température, il se simplifie en un ratio de vitesses $VR = U_\infty / V_j$. Ce ratio de vitesses est reconnu par de nombreuses études comme étant le paramètre le plus important gouvernant la dynamique du JICF.

Différents Reynolds peuvent être construit à l'aide de ces paramètres :

- Le nombre de Reynolds de l'écoulement $Re_{CF} = U_\infty \delta / \nu$;
- Le nombre de Reynolds du jet $Re_{jet} = V_j d / \nu$;
- Un nombre de Reynolds hybride souvent utilisé par la communauté du JICF [45, 46]
 $Re_{JICF} = U_\infty d / \nu$.

Ces différents Reynolds apparaissent comme des paramètres secondaires qui n'ont que peu d'influence sur la topologie du jet [45, 47].

1. *plug* ou *top-hat* dans la littérature

2. voir figure 11.5 page 116

11.3 Du champ proche au champ lointain

Pour bien comprendre la dynamique d'interaction entre jet et crossflow, deux régions sont à distinguer : un champ proche et un champ lointain.

La figure 11.2 page 112 présente une photo tirée de l'article de Smith & Mungal (1998)[48] ;

11.3.1 Le champ proche

Le champ proche correspond à la zone où la quantité de mouvement du jet est réorientée dans la direction de l'écoulement transverse. Cette zone est ainsi située entre la buse du jet en $X=0$, et une abscisse longitudinale adimensionnée $X/(VR \cdot d) = 5$ à 10 , où VR est le ratio de vitesses et d le diamètre de la buse. Cette zone concentre l'essentiel des interactions entre jet et écoulement transverse. Elle voit la formation des principales structures tourbillonnaires, leur réorientation dans la direction de l'écoulement et leur transport. Pour les ratios de vitesses les plus élevés³, certains auteurs subdivisent ce champ proche en 2 sous-zones :

- Une zone potentielle juste à la sortie du jet où localement l'influence du crossflow est considérée comme négligeable, et le jet est considéré comme ayant des propriétés proches de celles d'un jet libre ;
- Une zone intermédiaire, qui fait la transition entre la zone potentielle et le champ lointain.

11.3.2 Le champ lointain

Dans le champ lointain, le processus de réorientation du jet dans la direction de l'écoulement est achevé. Un angle de pénétration du jet dans l'écoulement persiste cependant, et comme le démontrent Hasselbrink et Mungal [49], il éloigne le jet de la paroi. Cet éloignement n'est plus dû à l'influence de la quantité de mouvement verticale du jet (comme c'est le cas dans le champ proche), mais est la résultante de l'auto-induction des structures tourbillonnaires longitudinales⁴. Cet angle de pénétration n'est pas constant : il diminue du fait de la dissipation des tourbillons longitudinaux qui réduit l'auto-induction. Le champ lointain est une zone caractérisée par des comportements auto-similaires des lois gouvernant la trajectoire du jet, la décroissance des champs scalaires (température, concentrations etc...) [49].

11.4 Discussions abordées dans ce chapitre

Les points de convergence qui fédèrent la communauté du JICF sont d'abord abordés dans la section 11.5 page 112, et concernent essentiellement les différentes structures tourbillonnaires présentes dans la topologie classique.

Quant aux différences, certaines importent peu.

Par exemple, l'utilisation de terminologies différentes qui recouvrent cependant la même signification physique – comme c'est le cas entre les *shear layer vortices* des figures 11.3a,g et h et *RLV*⁵ de la figure 11.3e –, montre juste que la réflexion sur le sujet est encore en cours et qu'une terminologie commune n'a pas encore été acceptée par l'ensemble de la communauté.

D'autres différences ou ressemblances sont moins anodines et font l'objet de discussions et de développements particuliers dans les sections 13.3, 14.1 et 14.5 pages 149, 175 et 200. Ces discussions portent sur :

3. $VR > 10$

4. Si l'on considère le champs moyen, alors on peut parler d'auto-induction de la paire de tourbillons contra-rotatifs. Une discussion plus poussée justifiant cette précaution oratoire est effectuée dans la section 14.1.

5. Ring Like Vortices

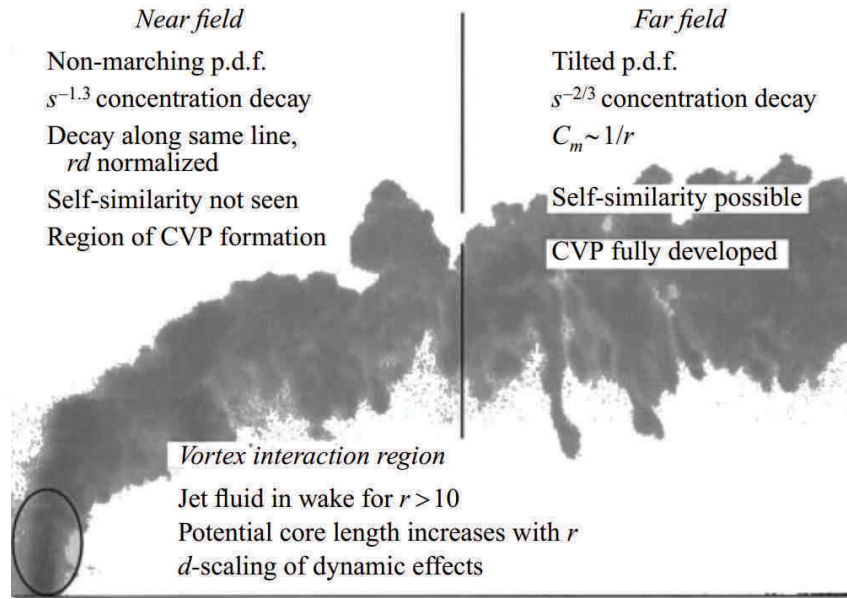


Figure 11.2: champ proche, intermédiaire et lointain selon Smith et Mungal [48]

- L'absence de certaines structures. Bien que la topologie 11.3c semble très différente de l'ensemble des autres nous montrerons comment sur certains points elle peut se révéler efficace et moins fautive qu'elle n'en a l'air. Elle permettra également, aidée de la topologie 11.3b d'évoquer le danger de proposer des topologies simplifiées (Voir pages 201 et 202).
- Des différences de terminologie recouvrant des propositions topologiques différentes. Sont examinées plus en détail les différences que recouvrent le terme *RLV* de la figure 11.3e et ceux de *Leading Edge Vortices* et *Lee Side Vortices*, les tourbillons de couches cisailées amont et aval, de la figure 11.3f. (Voir la section 13.3) 149)
- La ressemblance frappante entre les figures 11.3a et 11.3g sera l'occasion d'une réflexion sur la persistance de certaines idées reçues. (Voir pages 154 et 201)
- Le mélange entre les topologies instantanées et moyennes qui se retrouvent dans toutes les figures présentées.

Ces réflexions seront l'occasion de rediscuter des topologies d'écoulement instantanées et moyennes qui seront présentées et analysées respectivement dans les chapitres 12 et 13. Les évolutions et modifications de ces topologies avec le ratio de vitesses est enfin discutés dans la section 13.7 page 173, et une transition topologique du JICF à très bas ratios de vitesses est mise en évidence.

11.5 La topologie classique du JICF

Dans ce manuscrit, l'appellation *topologie classique du JICF* désigne une configuration où jet et écoulements transverses sont composés des mêmes fluides (monophasique) à la même température (isotherme). Le ratio de vitesses est généralement supérieur à 1.5~2, et les couches cisailées qui se développent de part et d'autre du jet ont à peu près les mêmes caractéristiques en champ proche. Cette configuration est appelée "classique" dans le sens où celle est la plus étudiée tant expérimentalement que numériquement.

Les tables 11.1, 11.2, 11.3, 11.4, 11.5 et 11.6 pages 124, 125, 126, 127, 128 et 129 présentent une vue d'ensemble des ratios de vitesses présentés dans la littérature à laquelle nous avons eu accès.

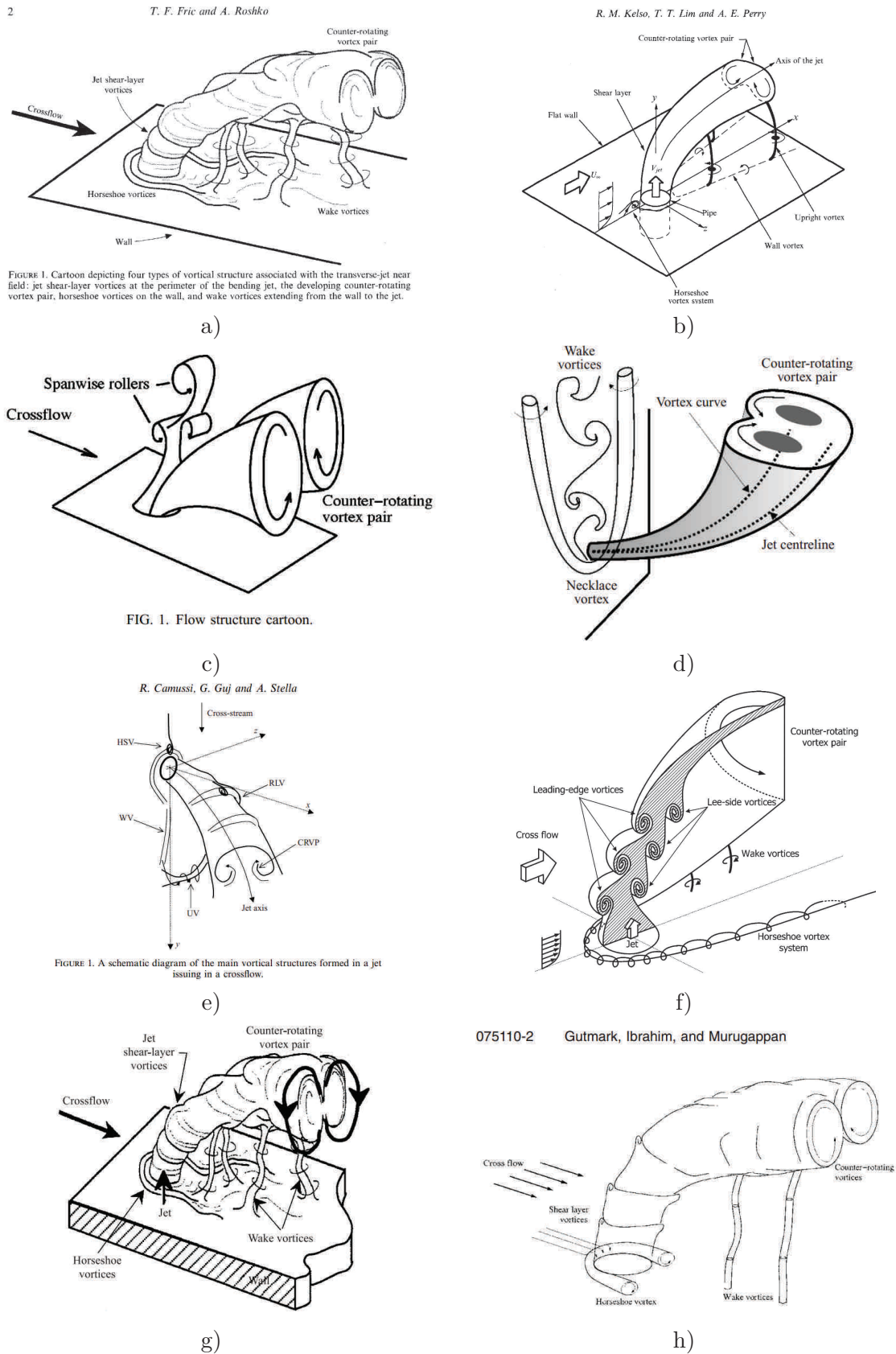


Figure 11.3: Topologies du JICF présentes dans la littérature. Schémas tirés de : a) Fric & Roshko 1994[?], b) Kelso & al 1996 [45], c) Yuan & Street 1999[50], d) Hasselbrink & Mungal 2001 [49], e) Camussi & al 2002 [46], f) New 2003 [51] en refonte de leurs résultats de 2001 [42], g) Peterson & al 2004 [52], h) de Gutmark & al 2008 [53].

Par opposition les configurations que nous appelons à bas ratios de vitesses correspondent à des ratios de vitesses inférieurs à l'unité et seront présentés, détaillés et discutés dans les sections 13.5, 13.6 et 14.2 pages 163, 169 et 179.

De nombreux éléments composent les topologies des champs de vitesse moyens et instantanés du JICF :

- une zone de vitesse verticale directement issue de l'injection appelée branche de vitesse verticale primaire,
- des couches de cisaillement amont et aval,
- de nombreux tourbillons en interaction les uns avec les autres.

La pénétration du jet dans l'écoulement transverse, suite à la perforation de la couche limite et sa réorientation progressive dans la direction du crossflow forme une branche de vitesse verticale⁶. Cette branche de vitesse verticale directement issue de l'orifice de sortie du jet est relativement peu évoquée dans la littérature.

A partir de l'ensemble de la circonférence de sortie du jet se développent des couches de cisaillement à l'interface entre le jet et l'écoulement transverse.

La présence du crossflow vient briser la symétrie circulaire du jet, l'orienter, et définit un côté amont et un côté aval du jet. Nous parlons ainsi de couche de cisaillement amont et de couche de cisaillement aval du jet.

Enfin, et surtout, les topologies des champs de vitesse moyens et instantanés du JICF sont constitués de plusieurs systèmes tourbillonnaires intriqués, en interaction les uns avec les autres. Dans la littérature, on retrouve par exemple :

- La paire de tourbillons contra-rotatifs, ou *Counter-Rotative Vortex Pair* (**CRVP**) ;
- Les vortex des couches cisillées amont et aval : *Ring-Like Vortices* (**RLV**) pour certains, *Loop Vortices* (**LV**) pour d'autres, constitués des *Leading-Edge Vortices* (**LEV**) et des *Trailing-Edge Vortices* (**TEV**) (les deux concepts seront discutés et comparés dans la section 13.3 page 149) ;
- Le vortex en fer à cheval, ou *Horse Shoe Vortices* (**HSV**) ;
- Le *Hovering Vortex* (**HV**) ;
- Les *Upright Vortices* (**UV**), aussi appelés *wake vortices* chez Fric et Roshko (1994) [?] ;
- Les vortex de paroi , ou *Wall Vortices* (**WV**) ;
- Les *Downstream Spiral Separation Node Vortices* (**DSSNV**).

11.6 La paire de tourbillons contra-rotatifs

La paire de vortex contra-rotatifs (Counter-Rotative Vortex Pair, CRVP) est sans doute la structure du JICF la plus étudiée (voir tables 11.1, 11.2 et 11.3). Cette structure est considérée par beaucoup comme la principale structure du JICF car elle est systématiquement présente dans le champ moyen, et ce quelque soit le ratio de vitesses, le ratio des densités (dans le cas d'un JICF diphasique), le ratio de températures (dans le cas d'un jet chauffé par rapport au crossflow et inversement). Ce n'est donc pas surprenant que ce soit la seule structure commune à tous les schémas de la page 113. Cette structure dispose également de la plus forte intensité

6. visible dans les figures 12.1 et 12.2 pages 132 et 132

tourbillonnaire, et s'avère extrêmement stable. En champ moyen, c'est la seule structure perdurant loin du site d'injection. Elle peut même persister jusqu'à mille diamètres de jet en aval de l'injection (Keffer et Baines(1963) [54]).

11.7 Les vortex des couches cisillées amont et aval

Ces structures ont reçu de nombreuses appellations dans la littérature : Shear layer vortices (figures 11.3a et f page 113), Spanwise rollers (figure 11.3c), Ring-like Vortices *RLV* (figure 11.3d), Leading Edge vortices et Lee side vortices (figure 11.3e)... Ces appellations recouvrent des propositions topologiques qui diffèrent et qui sont discutées plus en détails dans la section 13.3 page 149. En attendant, est adoptée dans ce paragraphe la dénomination la plus neutre, de vortex de couche cisillée (Shear layer vortices).

Ces structures ne sont présentes que dans les champs instantanés. En raison de leur orientation



Figure 11.4: a) Visualisation par LIF dans le plan médian du jet, réalisée par Lim, New et Luo 2001 [42], b) Visualisation réalisée par Kelso 1996 [45] des vortex des couches cisillées par une injection de colorant dans les couches de cisaillement.

spatiale, ces structures disparaissent en champ moyen. Elles se développent en champ proche à 1 ou 2 diamètres de la sortie du jet, à partir de la déstabilisation des couches de cisaillement sous l'influence de l'instabilité de Kelvin-Helmoltz⁷. Ces structures se présentent dans le plan de symétrie du jet comme des tourbillons disposés de part et d'autre du jet. Cette disposition d'écoulement n'est pas sans rappeler les tourbillons annulaires du jet libre⁸ (voir la figure 11.4a page 115) qui dans l'espace, encadrent, épousent et délimitent le corps du jet (figure 11.4b page 115).

Ces structures sont topologiquement importantes pour plusieurs raisons :

- Tout d'abord, elles gouvernent en champ proche le mélange entre le jet et le crossflow, l'entraînement, et la pénétration du crossflow par et dans le jet. Ce faisant, ces structures gouvernent la pénétration du jet et donc sa trajectoire en champ proche. En effet, en autorisant la pénétration de la quantité de mouvement du crossflow, et en augmentant la

7. Rappelons que nous parlons ici de la topologie classique et donc de ratio de vitesses $VR \geq 2$. Pour des ratios de vitesses plus faibles, la formation des vortex de couche cisillée s'explique par la mise en jeu d'autres phénomènes comme le montre Camussi & al (2002) [46]. Voir la section 11.12 page 120

8. Mais qui n'ont rien à voir avec ceux-ci. Voir la discussion de la section 13.3 page 149

surface de contact Jet/Crossflow, ces structures facilitent la réorientation de la quantité de mouvement verticale du jet dans la direction longitudinale.

- Enfin, les jambes⁹ de ces boucles tourbillonnaires viennent alimenter— voire générer— la paire de tourbillons contra-rotatifs.

Ainsi, à bien des égards, elles sont les principales structures tourbillonnaires sculptant la topologie et la dynamique du JICF. Cela explique pourquoi, à mes yeux, une topologie de JICF présentant des structures instantanées ne peut pas faire l'économie de ces structures¹⁰. Au bout de quelques diamètres de jet, l'entrelacement régulier de ces structures tourbillonnaires de couches cisailées se brise en tourbillons plus petits pour former un panache.

11.8 Les tourbillons d'écoulement de jonction

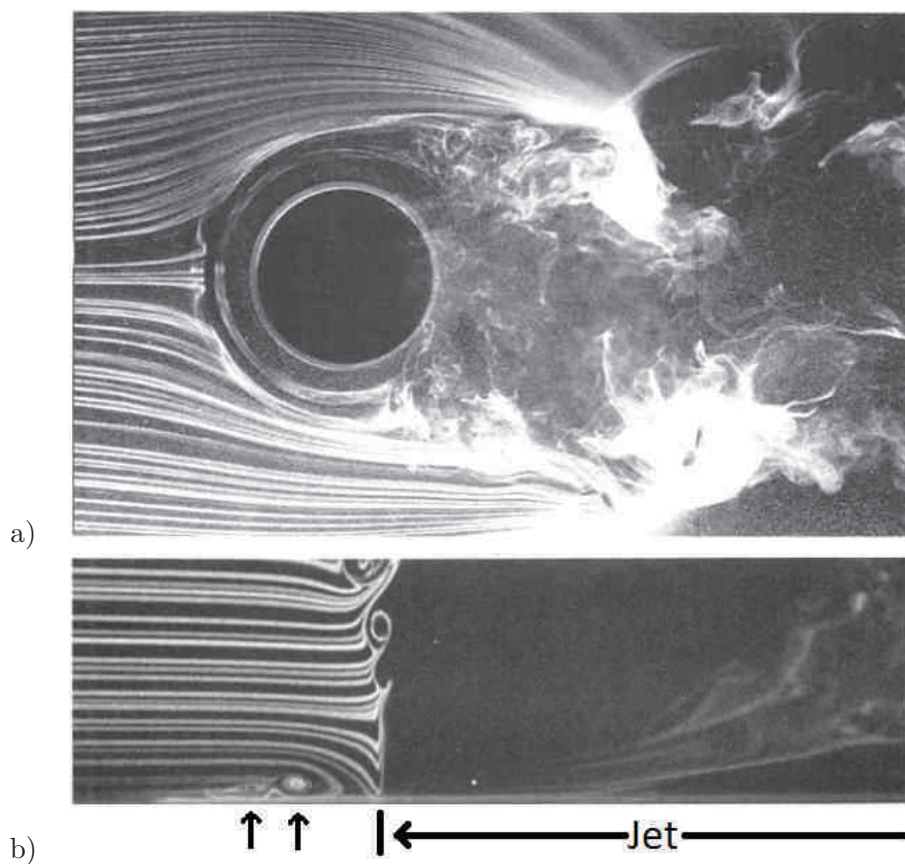


Figure 11.5: Visualisation par filets de colorants réalisée par Fric et Roshko 94 [?], a) Vue de dessus, b) Vue de côté.

Le tourbillon en fer à cheval est la principale structure tourbillonnaire caractéristique du fait que le JICF est un écoulement de jonction. On le retrouve en amont du jet aussi bien dans les topologies moyennes qu'instantanées du JICF. Le jet est un obstacle qui bloque localement l'écoulement et qui doit être contourné. Ce contournement du jet par l'écoulement s'effectue à la fois latéralement, de part et d'autre du jet, et par le dessus dans le plan de symétrie du jet. Dans ce dernier, une partie des lignes de courant — les plus hautes — se resserrent, résultant

9. et bras. Les jambes sont orientées vers l'amont et les bras vers l'aval.

10. Comme c'est le cas pour la figure 11.3b page 113.

en une sur-vitesse locale (figures 11.5 et 11.6a pages 116 et 117), tandis que les autres, situées en dessous du point de séparation (du point selle), s'enroulent en proche paroi juste devant la sortie amont du jet. Le tourbillonnement ainsi formée est ensuite étirée de part et d'autre du jet par l'écoulement qui le contourne, et donnent ainsi naissance à une structure tourbillonnaire qui prend la forme de la ligne d'étirement maximal, en fer à cheval (*Horeshoe*). Le tourbillon en fer à cheval du JICF, d'une façon similaire au vortex en fer à cheval présent devant un obstacle solide, caractérise donc le fait que le JICF est un écoulement de jonction¹¹. Cette structure¹² a été intensivement étudiée par Andréopoulos & Rodi, Krothapalli, et surtout Kelso & Smith [57, 56]. Elle possède généralement une intensité tourbillonnaire faible par rapport à celles des autres structures, et peut d'ailleurs rapidement fusionner avec le CRVP et les WV, ajoutant sa vorticité aux leurs. Son influence est ainsi jugée faible — voire négligeable — sur la dynamique de l'écoulement.

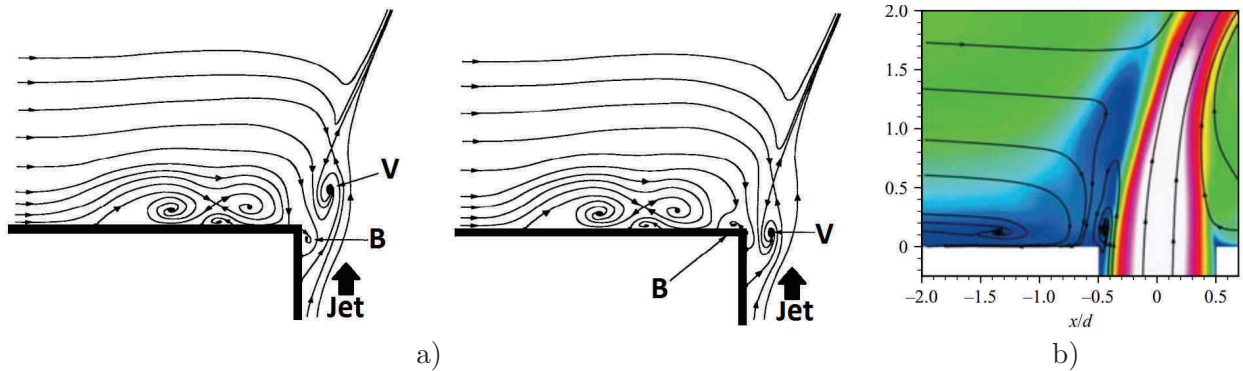


Figure 11.6: a). Topologie d'écoulement tel que proposée par Kelso [56], b) Simulation numérique effectuée par Muppidi et Mahesh [58]

Deux autres structures tourbillonnaires sont aussi caractéristiques du fait que le JICF est un écoulement de jonction :

- le hovering vortex, marqué de la lettre **V** dans la figure 11.6a ;
- un petit tourbillon de bord d'attaque amont, marqué de la lettre **B** dans la figure 11.6a.

Le *Hovering Vortex* **HV** a été évoqué pour la première fois par Kelso et Kim [56], puis Kelso & al [45]. Ce tourbillon, présent à la base du jet, est situé juste sous le point selle. Sa présence est une nécessité topologique et n'a donc rien à voir avec l'instabilité de Kelvin-Helmoltz¹³. Le hovering vortex constitue donc le premier (et parfois le seul) repliement de la couche de cisaillement amont juste à la base du jet dont les bras, alimentés par les bras et jambes des tourbillons des couches cisailées¹⁴, vont donner naissance pour de nombreux auteurs au CRVP. Beaucoup plus rarement évoquée¹⁵, est l'importance de l'oscillation du HV dans la déstabilisation de la couche cisailée amont à bas ratio de vitesses.

Cette oscillation est couplée¹⁶ avec une toute petite structure tourbillonnaire située à l'embouchure amont du jet (Marquée par la lettre **B** sur la figure 11.5a page 116) qui est elle aussi une marque d'un écoulement de jonction à faible ratio de vitesses. Ce tourbillon de très faible

11. Junction flow, lire à ce sujet Simpson (2001) [55]

12. ou ces structures dans les cas de HSV secondaires et tertiaires. Lire à ce sujet Kelso 1995 [56]

13. Comme on pourra le constater dans la topologie instantanée moyenne de les figures de la 14.8, où le nuage de jonction associé au hovering vortex est fort et intense alors que les vortex de la couche cisailée ont disparus.

14. Les bras des LEV, les jambes des TEV

15. Une mention dans Kelso & al (1996) [45], et une autre dans Camussi & al (2002) [46].

16. Initiée peut être même ?

intensité n'existe qu'à ratio de vitesses modéré et faible, lorsque le crossflow est en mesure de repousser suffisamment le jet pour pénétrer dans le tuyau d'injection.

Il alterne alors entre deux positions :

- Enroulement horaire dans le tuyau d'injection lorsque le crossflow arrive à y pénétrer générant un blocage et une sur-pression locale.
- Enroulement anti-horaire juste en amont de la buse lorsque le blocage est tel que la poussée du jet ré-éjecte cette structure en dehors du tuyau.

L'importance de ce tourbillon réside dans sa position particulière, à la base de la couche cisailée amont en sortie du conduit d'injection, ainsi que dans sa dynamique d'oscillateur qui interagit et se couple avec celle du hovering vortex, plus gros et intense.

Sous certaines conditions (ratios de vitesses proches de l'unité, Reynolds d'écoulement et de jet bas), la présence de ces tourbillons de jonction explique la déstabilisation de la couche de cisaillement amont et l'apparition en champ proche de structures tourbillonnaires qui ne pourraient pas se déclencher aussi tôt par l'instabilité de Kelvin-Helmoltz [59, 46, 45]. Souvent ignorés dans la littérature, voire amalgamés avec les tourbillons de couche de cisaillement, ces tourbillons de jonction sont donc essentiels à la compréhension de la topologie du JICF à bas ratio de vitesses.

11.9 Les vortex de sillage et de paroi (Upright Vortices/Wake vortices et Wall vortices)

Les vortex de sillage du JICF se présentent comme une allée de tourbillon verticaux. Comme ces tourbillons n'apparaissent qu'à partir d'un ratio de vitesses de 2 (Selon Fric et Roshko [?]) mais ne sont réellement importants qu'à partir d'un ratio de vitesses de $VR \approx 4$ ([45]), ils n'ont pas été étudiés dans le cadre de cette thèse.

Ces tourbillons sont de petites tornades qui partent de la paroi et s'élèvent, mus par l'aspiration verticale générée par les structures composant le CRVP. Ainsi, ces structures de sillage disparaissent à haut ratios de vitesses vers $VR \geq 10$ dès que la trajectoire du jet éloigne trop ce dernier de la paroi.

Bien que cette allée de tourbillons verticaux puisse fortement faire penser à une allée de Von Karman, l'article de Fric et Roshko démontre que les processus mis en jeu sont radicalement différents. Dans le cas d'une allée de Von Karman, la vorticité des tourbillons est issue de la couche limite présente sur l'ensemble de la hauteur de l'obstacle solide¹⁷. Dans le cas d'une interaction jet-écoulement, comme la vorticité est nécessairement générée sur une paroi, la vorticité qui compose les tourbillons de sillage ne peut provenir que des couches limites de l'écoulement ou du jet. Fric et Roshko montrent que les tourbillons de sillage sont issus d'enroulements locaux de la couche limite, de singularités qui torsadent la couche limite et sont amplifiés puis étirés par l'aspiration verticale du jet. L'étude numérique de Muldoon & al [60] vient appuyer l'hypothèse selon laquelle la vorticité des tourbillons de sillages est entièrement issue de la couche limite aval.

11.10 DSSNV

D'abord prédits numériquement par les travaux successifs de Rudman (1996) [62] et Hale & al (2000) [61] (figure 11.8a), les DSSNV seront finalement observés et mesurés expérimentalement par Brizzi & al (1995) [63] et Peterson et Plesniak (2004) [52]. Situés juste en aval de la buse et collés à la paroi, ces vortex sont formés par l'enroulement de la couche limite de la paroi, en

17. Cylindrique dans la plupart des études.

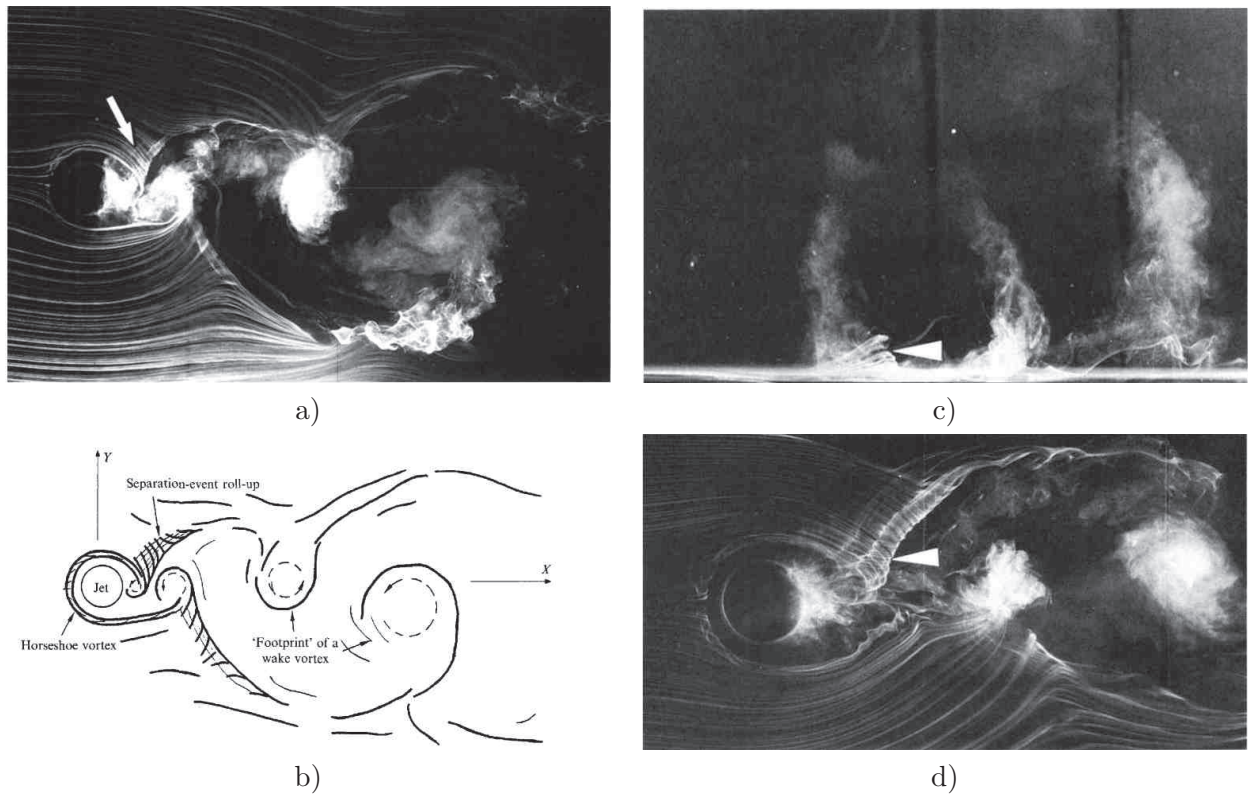


Figure 11.7: a) Visualisation par filets de colorants réalisée par Fric et Roshko (1994) en vue de dessus b). Topologie d'écoulement tirée de cette photographie, c-d) Visualisations par filets de colorants réalisées par Fric et Roshko. Ces photos ont été prises au même instant de côté et du dessus. La flèche en blanc montre l'emplacement d'un tourbillon de paroi (WV)

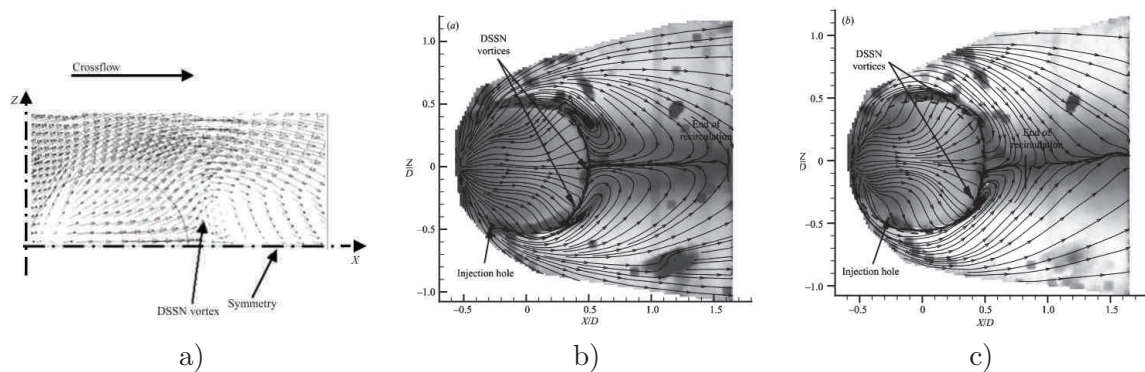


Figure 11.8: a) Prédiction par simulation numérique de l'existence du DSSNV, tiré de Hale & al (2000) [61]. Plan réalisé à $Y/D=0.1$ b-c). Mesures PIV réalisées à $Y/D=0.1$ par Peterson et Plesniak (2004) [52] pour des ratio de vitesses de : b) $VR=0.5$, c) $VR=1$

raison du contournement du jet par l'écoulement. Ces structures visibles en proche paroi dans des plans de coupes verticaux sont à dissocier des vortex de sillage UV/WV qui sont instationnaires par nature et convectés par l'écoulement.

Le ratio de vitesses a un effet sur la force des DSSNV. Peterson présente deux mesures PIV réalisées juste au dessus de la sortie de la buse à $Y/D=0.1$ à $VR=0.5$ et $VR=1$ montrant clairement que les DSSNV sont mieux définis à $VR=0.5$ qu'à $VR=1$ où la précision des mesures

est juste à peine suffisante pour noter leur présence. Ces structures sont ainsi d'autant plus visibles que le ratio de vitesses est faible (en dessous de l'unité). Cela explique qu'elles aient été détectées aussi tard, la majorité des études de JICF ayant été jusqu'alors effectuée à des ratios de vitesses au delà de l'unité.

Quelles sont les lois de croissance ou de décroissance de ces vortex ? Existe-t-il un seuil critique de VR au delà duquel ces vortex ne peuvent plus exister ? Quelle est la raison de l'affaiblissement des DSSNV avec le ratio de vitesses ? Sont ils aspirés ou déstabilisés par le CRVP qui lui croît en intensité avec le VR ? Aucune de ces questions n'a de réponse dans la littérature à ce jour.

11.11 La bulle de recirculation

La zone de recirculation ou bulle de recirculation est située en juste en aval, collée contre la face aval du jet. C'est une zone de très basse vitesse résultant de la présence du jet en tant qu'obstacle, au même titre que la zone de recirculation présente derrière un obstacle cylindrique. C'est donc une zone de très basse vitesse générée par la couverture de l'écoulement par le jet. Contrairement au cas d'un obstacle solide, la zone de recirculation du jet n'est pas nécessairement accrochée à la paroi¹⁸.

11.12 Bas ratios de vitesses et transitions topologiques dans la littérature

De nombreuses études consacrées sur le JICF droit rond isotherme ont été menées à des ratios de vitesses élevés, le plus souvent pour $VR > 4$. Dans la littérature, le début des hauts ratios de vitesses peut varier considérablement d'une étude à une autre, et est comprise entre 1.5 et 5 en fonction du critère adopté : $VR=1.5, 2, 3, 4$ et 5 .

Pour les plus hautes valeurs (4 et 5), l'accent est mis sur la faible épaisseur de couche limite, et sur l'existence d'une zone potentielle en champ proche où l'influence du crossflow est négligeable et où le jet peut être considéré comme un jet libre. Pour les valeurs intermédiaires (2 et 3), la limite entre bas et haut ratios de vitesses est déterminée par la présence d'une transition de l'écoulement.

Pour les autres, le régime des hauts VR correspond à celui de la topologie classique du JICF et commence à partir de $VR > 1.5$. Cette valeur correspond à une marge de sécurité au dessus de laquelle les couches cisailées amont et aval possèdent des intensités de cisaillement comparables en champ proche.

C'est pourquoi tous les VR inférieur à 1.5 ont été mis en rouge dans les tables 11.1, 11.2, 11.3, 11.4, 11.5 et 11.6. Cela permet de retrouver directement les expériences considérées par tous comme étant à bas VR.

Il existe un nombre assez réduit d'articles contenant des résultats à $VR < 2$ [63, 59, 46?, 52, 64, 58, 65].

Bien souvent, ces travaux n'ont étudié que 1 ou 2 ratios de vitesse¹⁹ sans réellement faire d'étude systématique de l'ensemble de la gamme des bas ratios de vitesses :

- **Brizzi & al (1994) [5]** : Brizzi, Foucault et Bousgarbies ont étudiés les structures tourbillonnaires générées à la frontière aval d'un JICF rond [5, 63]. Cette étude française propose donc 6 ans avant celle de Lim, New et Luo [42], une structuration des tourbillons de couche cisailée aval (voir figure 11.9) en boucles. Ce modèle prend donc de la distance

18. Cette zone est donc à dissocier des DSSNV

19. Parmi les valeurs 0.5, 1, 1.5

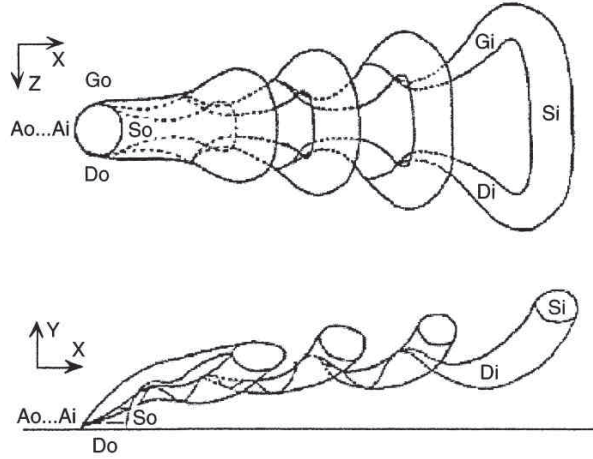


Figure 11.9: Topologie d'écoulement proposé par Brizzi & al [5, 59] pour les très bas VR , dans le cas où le jet est soufflé.

vis à vis du modèle des anneaux tourbillonnaires. A l'issue de ce travail, cette figure a été diffusée dans l'article de Blanchard & al (1999) [59]. Pour cette raison, il se pourrait que subsiste des mentions à une "topologie de Blanchard" plutôt qu'une "topologie de Brizzi".

- **Camussi & al (2002)** : Le résultat principal de l'étude réalisée par Camussi & al est la détection d'une transition entre deux régimes d'écoulement pour une valeur de $VR \approx 2.5$ à 3 . Au-dessus de $VR \approx 3$, la déstabilisation de la couche cisailée amont génère son premier tourbillon de couche cisailée vers une position constante $s^* \approx 10$ le long de l'abscisse curviligne²⁰ de la trajectoire du jet. Au-dessous de $VR \approx 3$, la position du premier tourbillon est une fonction linéaire du ratio de vitesses. Les coefficients d'ajustement de la trajectoire de jet montrent aussi des changements importants au passage de $VR \approx 2.5 - 3$.

A l'aide d'arguments issus de travaux sur le jet libre (Crow & Champagne [66]), Camussi & al montrent que, à bas VR et bas nombre de Reynolds, l'instabilité de Kelvin-Helmoltz est trop faible pour mener à la génération des structures tourbillonnaires observées sur les couches cisailées. Deux mécanismes de génération des tourbillons à bas VR sont suggérés :

- Une déstabilisation variqueuse du CRVP menant, suite à l'instabilité elliptique, à la formation de boucles tourbillonnaires similaires à celles proposées par Brizzi (figure 11.9 page 121). Ce scénario est néanmoins improbable car il ne tient pas compte de la présence des structures tourbillonnaires de la couche cisailée amont. De plus, ce scénario nécessite l'existence de la paire de tourbillons contra-rotatifs dans les champs instantanés, existence qui n'est que supposée.
- Une amplification de la déstabilisation oscillatoire naturelle du jet. Ils observent en effet que l'apparition des premiers tourbillons se fait alors que le rayon de courbure local du jet est de l'ordre de grandeur de la taille des tourbillons.²¹

- **Gopalan & al (2004) [64]** : Ce sont les seuls à étudier vraiment de nombreuses configurations du JICF à bas VR , avec des résultats présentés pour $VR=0.5, 1, 1.5, 2$ et 2.5 . Pour les plus bas VR (0.5 et 1), ils mentionnent l'existence d'une zone morte de vitesse

20. $s^* = s/d$

21. Nous pensons que cette déstabilisation est probablement initiée et forcée par la dynamique des tourbillons de jonction.

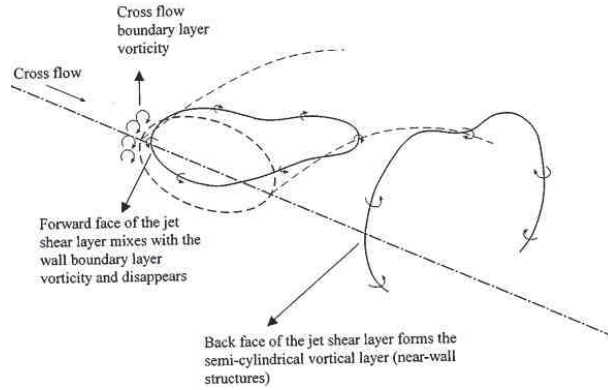


Figure 11.10: Pour les bas ratios de vitesse, modèle de couche de cisaillement semi cylindrique collée à la paroi proposée par Gopalan & al [64] pour expliquer leur mesure PIV.

située dans le sillage et encadrée latéralement par deux bandes de fort cisaillement vertical. L'observation dans le plan de symétrie d'une même zone de très basse vitesse située sous le cisaillement du jet, les amènent à conclure à la formation derrière le jet d'une couche de cisaillement semi-cylindrique collée à la paroi qui protège la zone de sillage (Figure 11.10). La figure 13.21 page 167 tirée de nos données confirme l'existence de cette couche de cisaillement protectrice.

- **Muppidi & Mahesh (2005) [58]** : Ils comparent les trajectoires de jet à bas et haut ratio de vitesses $VR=1.5$ et $VR=5.7$. Sont étudiés les effets de la présence des couches limites et celui de la déformation des profils de vitesses de jet en sortie de l'injection (figure 11.11), qui est due à la pénétration du crossflow dans le conduit d'injection (figure 11.5 page 116).

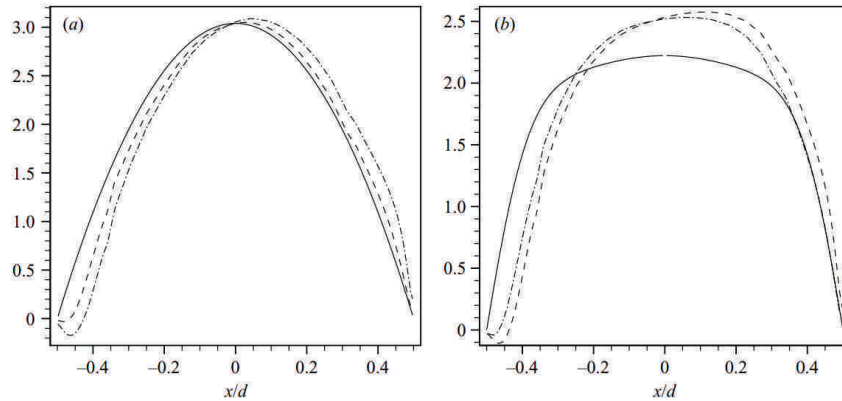


Figure 11.11: Déformation des profils de vitesse de jet en sortie du conduit d'injection. A gauche, profil parabolique. A droite, profil bouchon.

- **Megerian & al (2007) [67]** : Cette étude démontre l'existence d'une transition des propriétés des couches cisillées du JICF à $VR \approx 3$ à 3.5 . Cette transition sépare un domaine à bas VR où les instabilités sont absolues, d'un domaine à plus haut VR où elles sont convectives. Cette transition est probablement la même que celle évoquée par Camussi & al [46].

11.13 Idées reçues

- **Transition de l'écoulement à bas ratios de vitesses :** Pour de nombreuses personnes ayant travaillé sur le JICF, sans avoir regardé ce qui se passe aussi bas en VR, le JICF subit une transition topologique aux alentours de $VR \approx 1$ (lorsque la vitesse du crossflow devient plus grande que celle du jet). L'existence de cette transition est cependant plus véhiculée par le bon sens et l'intuition que par autre chose, et aucune étude n'a été publiée à son sujet.
- **Existence d'un CRVP instantané :** Alors que la paire de tourbillons contra-rotatifs (CRVP) est une structure tourbillonnaire définie en champ moyen, de nombreuses études étendent explicitement [43, 4, 65] ou implicitement [46] l'existence de cette paire de tourbillons contra-rotatifs aux champs instantanés, sans redéfinition claire de cette notion, ni vérification de l'existence de cette structure qui n'a pas été à notre connaissance remise en question. La notion de CRVP instantané est donc floue et peut différer d'un auteur à l'autre.

11.14 Bilan et ouverture

De notre point de vue, les JICF sont souvent décrits en mélangeant des structures qui ne coexistent pas réellement.

Pour clarifier les choses, nous allons décrire tout d'abord les structures cohérentes que l'on rencontre dans les champs moyens, avant d'étudier les structures cohérentes présentes en champs instantanés. Cette discussion est illustrée par des mesures 3D3C réalisées sur une configuration de jet rond transverse, monophasique et isotherme.

11.15 Synthèse bibliographique

Les tables 11.1, 11.2, 11.3, 11.4, 11.5 et 11.6 présentent une synthèse de l'ensemble des articles récents traitant d'un jet transverse, monophasique et isotherme, à injection droite dans le crossflow. Les tables 11.1, 11.2, 11.3 sont organisées par date de parution croissante tandis que les tables 11.4, 11.5 et 11.6 sont organisées par ordre alphabétique des noms d'auteur. Nous avons ajouté à cette synthèse nos résultats. Les ratios de vitesses inférieurs à 1.5 sont mis en valeur en rouge.

1 ^{er} auteur		Année	Géométrie d'injection	VR	Numérique	Expérimental	Théorique	Moyens	Scalaire	Qité. turb.	CRVP	LEV/TEV-RLV	HSV	HV	UV	WV	DSSNV	Trajectoire	CC	Recirculation
Keffer	[54]	1963	cercle	2, 4, 6, 8, 10		×		Visu. Fil chaud		×								×		
Pratte	[68]	1967	cercle			×				×	×							×		
Kamotani	[69]	1972	cercle	7.7		×		fil chaud		×	×	×							×	
Chassain	[70]	1974	cercle	4		×		fil chaud, pression pariétale			×							×		
Fearn	[71]	1974	cercle	4, 6, 8		×		fil chaud			×								×	
Moussa	[72]	1977	cercle	3.5		×		fil chaud		×	×	×							×	
Krausche	[73]	1978	cercle	4, 8		×		fil chaud			×									
Andreopoulos	[?]]	1983	cercle	0.5, 1, 2		×		fil chaud		×	×		×					×		
Broadwell	[74]	1984	cercle	60			×												×	
Karagozian	[75]	1986	cercle				×				×								×	
Sykes	[76]	1986	cercle	2, 4, 8	×			RANS		×	×	×								
Coelho	[77]	1989	cercle	10			×	Visu.		×	×								×	
Needham	[78]	1990	cercle				×				×									
Needham	[79]	1990	cercle			×														
Eric	[?]]	1994	cercle	2, 4, 6, 8, 10		×		Visu. Colorant					×			×				
Kelso	[56]	1995	cercle	2, 4, 6, 8		×		Visu. Colorant et film de savon				×	×	×						
Kelso	[45]	1996	cercle	2, 2, 4, 5, 6		×		Visu. Colorant, fil chaud			×	×	×	×	×				×	×

Table 11.1: Synthèse bibliographique organisée par année croissante. Partie 1

1 ^{er} auteur		Année	Géométrie d'injection	VR	Numérique	Expérimental	Théorique	Moyens	Scalaire	Qtité. turb.	CRVP	LEV/TEV-RLV	HSV	HV	UV	WV	DSSNV	Trajectoire	CC	Recirculation
Morton	[80]	1996	cercle	1 à 100		×	×	Visualisation			×		×							
Haven	[81]	1997	cercle, carré, rectangle, ellipse	0.4, 1.6, 2		×	×	LIF, PIV	×		×	×		×						
Gogineni	[82]	1998	carré			×		PIV, Mie-scattering visus		×		×			×					
Smith	[48]	1998	cercle	5, 10, 15, 20, 25		×		PLIF	×	×					×			×		
Yuan	[83]	1998	cercle	2, 3.3, 4	×			LES				×						×		
Blanchard	[59]	1999	rectangle	1.5, 6.5				LIF, LDA, PTV	×		×	×							×	
Yuan	[50]	1999	cercle	2, 3.3	×			LES		×	×	×						×		
Cortezzi	[84]	2001	cercle	2.5, 5.4, 10.8	×			Vortex filaments			×	×								
Hasselbrink	[49]	2001	cercle				×		×		×							×		
Lim	[42]	2001	cercle	4.6		×		Visu. colorant			×	×		×					×	
Camussi	[46]	2002	cercle	1.5, 2, 2.6, 3, 3.5, 4, 4.5		×		PIV			×	×						×	×	
Peterson	[85]	2002	cercle	1		×		PIV			×						×			
New	[51]	2003	ellipse	2,3,4,5		×		Visu. Colorant			×	×						×		
Gopalan	[64]	2004	cercle	0.5, 1, 2, 2.5		×		PIV, pression pariétale		×								×	×	×
New	[86]	2004	ellipse	2,3,4,5		×		DPIV LIF				×						×	×	×

Table 11.2: Synthèse bibliographique organisée par année croissante. Partie 2

1 ^{er} auteur		Année	Géométrie d'injection	VR	Numérique	Expérimental	Théorique	Moyens	Scalaire	Qtité. turb.	CRVP	LEV/TEV-RLV	HSV	HV	UV	WV	DSSNV	Trajectoire	CC	Recirculation
New	[87]	2004	ellipse	2,3,4,5				DPIV LIF				×	×	×				×	×	×
Peterson	[52]	2004	cercle	0.5, 1	×	×		PIV			×						×			
Su	[88]	2004	cercle	5.7		×		PLIF, PIV	×	×								×	×	×
Muppidi	[58]	2005	cercle	1.52, 5.7	×			DNS					×	×				×	×	×
Lim	[89]	2006	cercle, ellipse	5, 10, 15, 20, 25				Visu. Colorant			×	×						×		
Muppidi	[90]	2006	cercle	1.52, 5.7	×		×				×									
New	[43]	2006	cercle	2.3, 3.5, 4.6, 5.8		×		DPIV				×						×	×	×
Sau	[91]	2006	carré	2.5	×			DNS												
Marzouk	[47]	2007	cercle	5, 7, 10	×			Vortex filaments			×	×						×	×	
Megerian	[67]	2007	cercle	1.15, 1.2, 1.5, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10		×		fil chaud				×							×	
Muppidi	[92]	2007	cercle	5.7	×			DNS		×	×							×	×	
Gutmark	[53]	2008	cercle, tri-angle, slot	3.2, 8		×		2D PIV							×			×		×
Muppidi	[3]	2008	cercle	5.7	×			DNS	×	×								×	×	
New	[4]	2008	ellipse	2,3,4,5				DPIV LIF			×		×					×	×	×
Salewski	[93]	2008	cercle, ellipse, carré	4	×	×		LES, PIV, LIF	×	×	×	×			×			×		
Bagheri	[94]	2009	cercle																	
Zieffe	[95]	2009	cercle	3.3	×			LES	×		×	×	×	×	×	×		×		
Muldoon	[60]	2010	cercle	6	×			DNS	×	×	×	×				×		×		
Ilak	[65]	2012	cercle		×															
Cambonie		2012	cercle, ellipse, rectangle	0.16 à 3 (cf table 16.1 page 214)		×		V3V (3DPTV/DDPIV)			×	×	×	×				×	×	×
Total :					14	29	8		11	16	32	25	10	8	9	5	4	31	12	10

Table 11.3: Synthèse bibliographique organisée par année croissante. Partie 3

1 ^{er} auteur		Année	Géométrie d'injection	VR	Numérique	Expérimental	Théorique	Moyens	Scalaire	Qtité. turb.	CRVP	LEV/TEV-RLV	HSV	HV	UV	WV	DSSNV	Trajectoire	CC	Recirculation
Andreopoulos	[?]]	1983	cercle	0.5, 1, 2		×		fil chaud		×	×		×				×			
Bagheri	[]	2009	cercle																×	
Blanchard	[59]	1999	rectangle	1.5, 6.5				LIF, LDA, PTV	×		×	×								
Broadwell	[74]	1984	cercle	60			×											×		
Camussi	[46]	2002	cercle	1.5, 2, 2.6, 3, 3.5, 4, 4.5		×		PIV			×	×						×	×	
Chassain	[70]	1974	cercle	4		×		fil chaud, pression			×							×		
Coelho	[77]	1989	cercle	10			×	Visu.	×	×	×							×	×	
Cortelezzi	[84]	2001	cercle	2.5, 5.4, 10.8	×			Vortex filaments			×	×								
Fearn	[71]	1974	cercle	4, 6, 8		×		fil chaud			×							×		
Fric	[?]]	1994	cercle	2, 4, 6, 8, 10		×		Visu. Colorant					×		×	×				
Gogineni	[82]	1998	carré			×		PIV, Mie-scattering visus		×		×			×					
Gopalan	[64]	2004	cercle	0.5, 1, 2, 2.5		×		PIV, pression		×					×	×		×	×	×
Gutmark	[53]	2008	cercle, triangle, slot	3.2, 8		×		2D PIV							×			×		×
Hasselbrink	[49]	2001	cercle				×		×		×							×		
Haven	[81]	1997	cercle, carré, rectangle, ellipse	0.4, 1.6, 2		×	×	LIF, PIV	×		×	×								
Ilak	[]	2012	cercle		×															

Table 11.4: Synthèse bibliographique organisée par ordre alphabétique des noms des 1^{er} auteurs. Partie 1

1 ^{er} auteur		Année	Géométrie d'injection	VR	Numérique	Expérimental	Théorique	Moyens	Scalaire	Qtité. turb.	CRVP	LEV/TEV-RLV	HSV	HV	UV	WV	DSSNV	Trajectoire	CC	Recirculation
Kamotani	[69]	1972	cercle	7.7		×		fil chaud		×	×	×						×		
Karagozian	[75]	1986	cercle				×				×							×		
Keffer	[54]	1963	cercle	2, 4, 6, 8, 10		×		Visu. Fil chaud		×								×		
Kelso	[45]	1996	cercle	2.2, 4, 5, 6		×		Visu. , fil chaud			×	×	×	×	×				×	×
Kelso	[56]	1995	cercle	2, 4, 6, 8		×		Visu. Colorant et film de savon				×	×	×						
Krausche	[73]	1978	cercle	4, 8		×		fil chaud			×									
Lim	[42]	2001	cercle	4.6		×		Visu. colorant			×	×		×					×	
Lim	[89]	2006	cercle, ellipse	5, 10, 15, 20, 25				Visu. Colorant			×	×						×		
Marzouk	[47]	2007	cercle	5, 7, 10	×			Vortex filaments			×	×						×	×	
Megerian	[67]	2007	cercle	1.15, 1.2, 1.5, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10		×		fil chaud				×							×	
Morton	[80]	1996	cercle	1 à 100		×	×	Visualisation			×		×							
Moussa	[72]	1977	cercle	3.5		×		fil chaud			×	×						×		
Muldoon	[60]	2010	cercle	6	×			DNS			×	×						×		
Muppidi	[58]	2005	cercle	1.52, 5.7	×			DNS					×	×				×		×
Muppidi	[90]	2006	cercle	1.52, 5.7	×		×				×									
Muppidi	[92]	2007	cercle	5.7	×			DNS			×							×	×	
Muppidi	[3]	2008	cercle	5.7	×			DNS			×							×	×	
Needham	[78]	1990	cercle				×													
Needham	[79]	1990	cercle			×														

Table 11.5: Synthèse bibliographique organisée ordre alphabétique des noms des 1^{er} auteurs. Partie 2

1 ^{er} auteur	Année	Géométrie d'injection	VR	Numérique	Expérimental	Théorique	Moyens	Scalaire	Qtité. turb.	CRVP	LEV/TEV-RLV	HSV	HV	UV	WV	DSSNV	Trajectoire	CC	Recirculation
New	[51]	2003	ellipse	2,3,4,5	×		Visu. Colorant			×	×						×		
New	[86]	2004	ellipse	2,3,4,5	×		DPIV LIF				×						×	×	×
New	[4]	2008	ellipse	2,3,4,5			DPIV LIF			×	×	×					×	×	×
New	[43]	2006	cercle	2,3, 3.5, 4.6, 5.8	×		DPIV				×	×					×	×	×
New	[87]	2004	ellipse	2,3,4,5			DPIV LIF				×	×	×				×	×	×
Peterson	[85]	2002	cercle	1	×		PIV			×						×			
Peterson	[52]	2004	cercle	0.5, 1	×		PIV			×						×			
Pratte	[68]	1967	cercle		×				×	×							×		
Salewski	[93]	2008	cercle, ellipse, carré	4	×		LES, PIV, LIF	×	×	×	×		×	×			×		
Sau	[91]	2006	carré	2.5	×		DNS												
Smith	[48]	1998	cercle	5, 10, 15, 20, 25	×		PLIF	×	×					×	×		×		
Su	[88]	2004	cercle	5.7	×		PLIF, PIV	×	×								×		×
Sykes	[76]	1986	cercle	2, 4, 8			RANS	×	×	×	×					×			
Yuan	[50]	1999	cercle	2, 3.3	×		LES		×	×	×						×		
Yuan	[83]	1998	cercle	2, 3.3, 4	×		LES				×						×		
Ziefle	[95]	2009	cercle	3.3	×		LES	×		×	×	×	×	×	×		×		
Cambonie		2012	cercle, ellipse, rectangle	0.16 à 3 (cf table 16.1 page 214)	×		V3V (3DPTV/ DDPIV)			×	×	×	×				×	×	×
Total :				14	29	8		11	16	32	25	10	8	9	5	4	31	12	10

Table 11.6: Synthèse bibliographique organisée ordre alphabétique des noms des 1^{er} auteurs. Partie 3

Chapitre 12

Structures cohérentes en champ moyen

12.1 Introduction

Dans ce chapitre, on s'intéresse aux structures tourbillonnaires présentes en champs moyen, ainsi qu'aux champs de vitesses, de vorticité, et de tourbillonnement.

La topologie du champ moyen du JICF se structure autour de trois axes :

1. La pénétration même du jet dans l'écoulement transverse.
2. L'obstacle que représente le jet et les conséquences du blocage qu'il induit.
3. A travers l'interaction *Jet/Ecoulement transverse*, la génération des structures tourbillonnaires présentes en champ moyen et leurs influences en retour sur les champs de vitesse environnants.

La configuration étudiée dans ce chapitre est la configuration n° 12 de la table 16.1 page 214. Son ratio de vitesses de 1.39 est un peu bas en regard de ceux utilisée classiquement (qui sont plus souvent au delà de 2). Avec notre montage expérimental, un ratio de vitesses de 2 présente une trajectoire très droite et verticale qui sort rapidement par le haut du domaine de mesure et qui en définitive ne permet de discuter que de la topologie du champ proche. La trajectoire de cette configuration n° 12 maximise la présence du jet dans le volume de mesure en partant de l'injection pour aller dans le coin supérieur droit. Elle englobe ainsi le champ proche, la zone de courbure du jet et le champ lointain. La topologie de cette configuration est déjà celle de la topologie dite "classique" à ceci près que sa trajectoire basse permet une interaction entre le CRVP et la couche limite.

12.2 Une pénétration du jet dans l'écoulement

Commençons par l'évident : il existe¹ une zone de vitesse verticale positive issue de la sortie du jet, zone que nous appelons branche primaire de vitesse verticale. La figure 12.1a présente la vitesse verticale dans le plan de symétrie du jet. On y observe deux branches de vitesse verticale. La première — la plus haute, issue de l'origine du jet en $X=0$ — correspond à la vitesse verticale initiale du jet. La seconde, plus basse, correspond à la vitesse verticale générée par le CRVP et sera discuté dans la section 12.4. Cette double branche de vitesse verticale est signalée dans de nombreuses études expérimentales et numériques (cf figures 12.1a et 12.2). La branche primaire se courbe sous l'influence du crossflow puis disparaît. En fait, la quantité de mouvement du

1. Dans la topologie d'écoulement classique pour ratio de vitesses supérieur à 1.

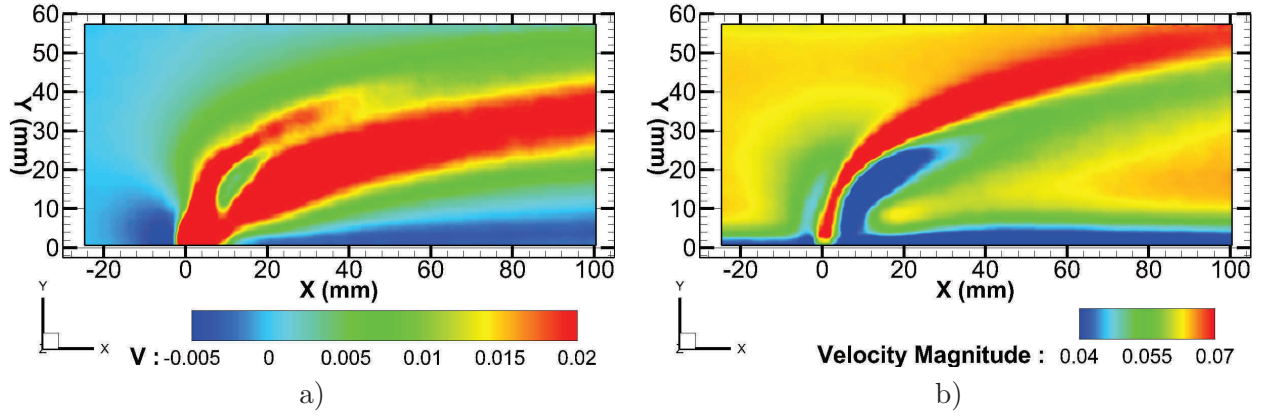


Figure 12.1: Configuration n° 12. Plan de symétrie du jet coloré en : a) vitesse verticale V , b) amplitude de la vitesse $\|U\|$, Velocity Magnitude

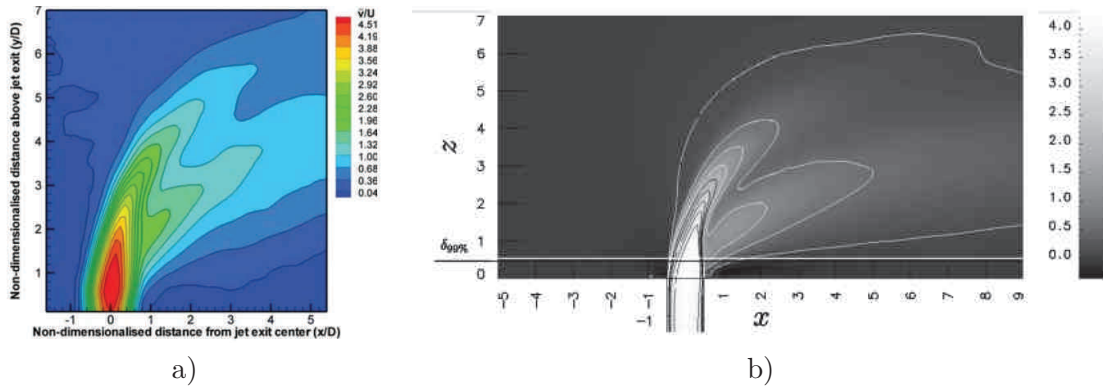


Figure 12.2: Plan transversal médian coloré en vitesse verticale : a) tiré de champs expérimentaux 2D obtenus par PIV par New 2008 [4], b) tiré d'une simulation numérique LES réalisée par Ziegle 2009 [95].

jet, initialement verticale, est réorientée par le crossflow dans la direction longitudinale. Cette réorientation sans perte de quantité de mouvement se voit très bien dans le champ d'amplitude de la vitesse en figure 12.1b. A noter que l'effet du horseshoe vortex est illustré par la petite zone de vitesse verticale négative juste en amont de la zone d'injection sur la figure 12.1a, et que la connexion des deux bras du CRVP correspondant à la zone de recirculation se situe à la jonction des deux branches de vitesse verticale. Une conséquence immédiate de cette pénétration et de la sur-vitesse qui en résulte réside dans le fort différentiel de la vitesse entre intérieur et extérieur du jet, en norme comme en orientation. Ces couches de cisaillement amont et aval sont visualisées dans la figure 12.3a page 133 en vorticité transversale ω_z et, comme le montre la figure 12.3b, encadrent bien la zone de sur-vitesse du jet.

12.3 Un obstacle

L'obstacle qu'est le jet pour le crossflow structure l'écoulement du plan de symétrie en terme de sur et sous-vitesse par rapport à la vitesse de base de l'écoulement U_∞ .

La figure 12.1 colore le plan médian en norme de vitesse. En amont de l'injection, avant $X=-20\text{mm}$, la couche limite peut être observée non perturbée.

Tout d'abord en proche paroi à l'approche de l'injection, l'obstacle que représente la partie

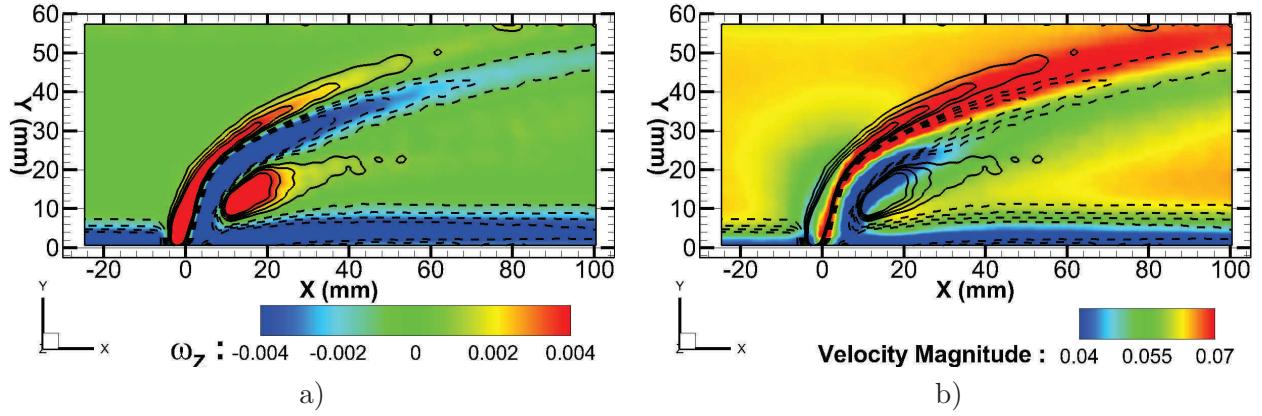


Figure 12.3: Configuration n° 12. Plan de symétrie du jet coloré en : a) vorticité transversale ω_z , b) amplitude de la vitesse $\|V\|$. Des isolignes de vorticité transversale ω_z sont également ajoutés afin de marquer l'emplacement des couches de cisaillement amont et aval.

verticale du jet induit un ralentissement local au pied du jet dans le plan de symétrie, un écartement des lignes de courant². Ce ralentissement est bien visible dans les figures 12.1b et 12.3b.

Dans la continuité de ce ralentissement, toujours en amont, le contournement du jet par le haut impose un resserrement des lignes de courant de l'écoulement contre le jet. Une accélération locale de l'écoulement est ainsi observée sur la face amont du jet, comme le montrent la croissance et l'épaississement de la zone de sur-vitesse rouge dans la figure 12.3b et surtout l'isosurface de la figure 12.4. La sur-vitesse de l'écoulement y est visible en rouge. Cet effet de sur-vitesse locale dû au contournement du jet par le crossflow ne s'effectue pas uniquement dans le plan de symétrie, mais également sur les côtés du jet comme le montrent les isosurfaces de la figure 12.4.

En aval de l'injection, l'obstacle que représente la partie verticale du jet ne fait pas qu'induire un contournement. Il couvre également et génère une zone de très basse vitesse par rapport à la vitesse du crossflow (visible en bleu dans les plans et isosurfaces des figures 12.1b, 12.4 pages 132, 134) et située juste contre le jet en aval, approximativement à la hauteur de courbure maximum du jet. Nous appelons cette zone de basse vitesse, *zone de recirculation*. Le positionnement de cette zone de basse vitesse et son extension spatiale dépendent fortement du ratio de vitesses et de l'épaisseur de couche limite et seront exposés plus en détail dans la section 14.2.2 page 182 et le chapitre 22 page 281.

Cette zone de recirculation (située sous la zone de sur-vitesse) se poursuit par une zone de légère sous-vitesse qui est issue de la couverture offerte en haut par le jet et au niveau des côtés par le CRVP³. Pour dissocier cette zone de basse vitesse de la zone de recirculation de très basse vitesse, nous appelons cette zone de basse vitesse la *zone de couverture*.

Enfin, on observe un relèvement local de la couche limite dû à l'aspiration de la vitesse verticale générée par le CRVP. A bas ratios de vitesses, cela est la marque d'une trajectoire de jet suffisamment basse pour autoriser l'interaction entre aspiration du CRVP et couche limite.

2. Voir par exemple la figure 11.6b page 117

3. Plus d'explications à ce sujet dans la section 12.4.3 page 136

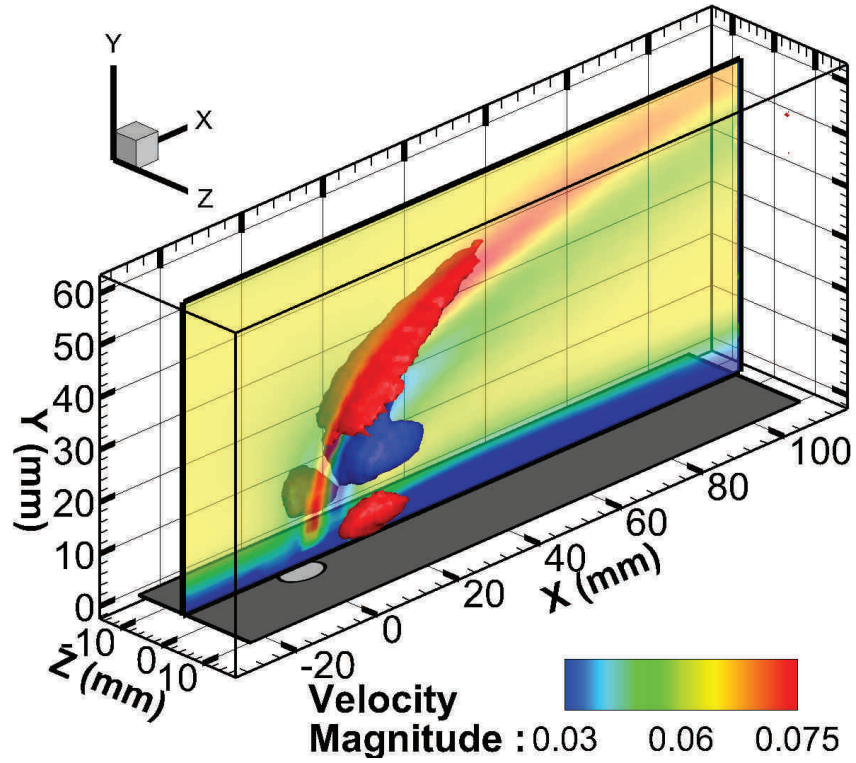


Figure 12.4: Vue 3D de la configuration n° 12. Sont affichés le plan de symétrie du jet coloré en amplitude de vitesse, et des isosurfaces d'amplitude de vitesse à $\|U\| = 0.03 \text{ m.s}^{-1}$ et $\|U\| = 0.065 \text{ m.s}^{-1}$.

12.4 Structures tourbillonnaires du champs moyens et leurs effets

La topologie du JICF est avant tout remarquable pour les nombreuses structures tourbillonnaires qui sont générées, et pour les vitesses générées en retour par ces tourbillons.

12.4.1 Le CRVP

Les figures 12.5 et 12.7 illustrent l'influence essentielle du CRVP sur la structuration des champs moyens de vitesses et de vorticité. La figure 12.5 présente une isosurface de λ_{Ci} ⁴ colorée en λ_{Ci} YZ . Autrement dit, l'isosurface de λ_{Ci} extrait l'ensemble des structures tourbillonnaires du champ moyen et colore cette isosurface avec le tourbillonnement longitudinal. On voit donc très clairement la paire de tourbillons contra-rotatifs, majoritairement en bleu et rouge partir de l'origine du jet, qui se développe jusqu'à la sortie du domaine de mesure.

12.4.2 HSV et zone de recirculation

En plus de montrer le CRVP, l'isosurface de λ_{Ci} de la figure 12.5 exhibe deux autres zones tourbillonnaires d'intérêt. Ces zones sont également visibles dans les figures 12.6a,b qui à l'aide d'isolignes de λ_{Ci} , les localisent dans les champs de vitesse longitudinale et de vorticité transversale du plan de symétrie du jet.

4. Dans la figure 12.5, la valeur $\lambda_{Ci \ 3D} = 1.5$ de l'isosurface des intensités tourbillonnaires a été choisie de manière à visualiser l'ensemble des structures tourbillonnaires — CRVP et HSV — à l'aide d'une seule isosurface de λ_{Ci} .

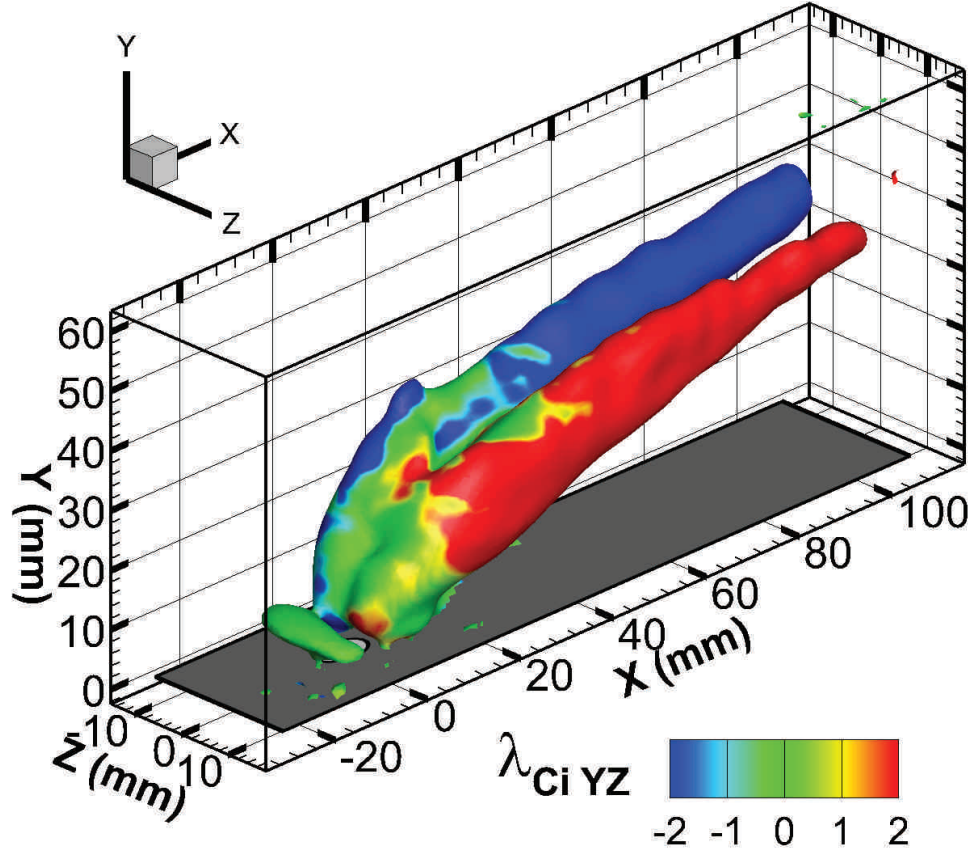


Figure 12.5: Vue 3D de la configuration n° 12. Une isosurface de $\lambda_{CI} = 1.5s^{-1}$ colorée en $\lambda_{CI YZ}$ est affichée, afin de voir où dans cette isosurface prévaut la composante de rotation longitudinale.

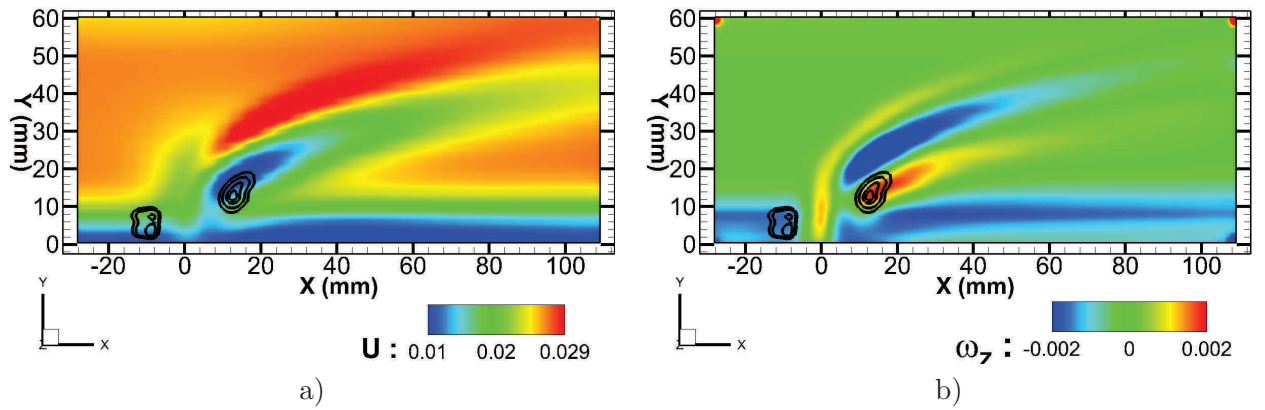


Figure 12.6: Configuration n° 12. Plan de symétrie du jet coloré en : a) amplitude de la vitesse $\|V\|$, b) vorticité transversale ω_z . Y sont superposées des isolignes de $\lambda_{CI YZ} = \{0.5, 0.75, 1, 1.5\}$ afin de marquer l'emplacement des structures tourbillonnaires transversales dans le plan de symétrie. On y observe le tourbillon en fer à cheval et le tourbillon de bulle de recirculation

Ces structures (également visibles dans la figure 12.6) sont :

- La petite structure tourbillonnaire visible en amont de l'injection. C'est une partie du

tourbillon en fer à cheval qui s'enroule autour de la base du jet. L'extension spatiale du domaine de mesure dans la dimension transversale limite l'observation de cette structure car celle-ci sort rapidement de l'espace mesuré.

- La connexion entre les bras positif et négatif du CRVP. Cette connexion est la marque de la zone de recirculation provoquée par la couverture de l'écoulement par le jet. Cette zone se situe dans la zone de très basse vitesse juste en aval de l'injection.

Remarque : Cette zone n'est pas systématiquement présente en champ moyen. En effet à bas VR ($VR \lesssim 0.25$), dans une configuration où le jet est soufflé, la couverture n'est pas assez importante pour générer une bulle de recirculation persistant dans le champs moyens. Un autre cas de figure correspond à un mode d'oscillation forte du jet qui induit un balayage de l'espace par la bulle de recirculation qui la fait disparaître en champ moyen.

12.4.3 Actions du CRVP sur l'écoulement

Dans la figure 12.7a, un plan de coupe longitudinal est ajouté à l'isosurface de λ_{Ci} . Ce plan de coupe, situé à $X/D=12$ et coloré en vitesse verticale, permet d'observer l'effet du CRVP sur le champ moyen : la présence entre les bras du CRVP d'une forte région de vitesse verticale positive. Cette région d'écoulement sortant est appelée classiquement zone d'*outflow*. Il s'agit d'une des caractéristiques déterminantes dans la perspective du contrôle d'écoulement.

La figure 12.7b page 137 affiche en plus de l'isosurface λ_{Ci} , le plan de coupe transversal médian⁵ afin d'y visualiser la vitesse verticale. La figure 12.7c ajoute à l'isosurface λ_{Ci} , deux isosurfaces de vitesse verticale positive $V = 0.02 \text{ m.s}^{-1}$ et négative $V = -0.005 \text{ m.s}^{-1}$. On retrouve dans ces deux figures la double branche de vitesse verticale déjà signalée (figure 12.3a) et l'on comprend bien que la branche basse (la branche de vitesse verticale secondaire) est dûe au CRVP. Sa génération s'effectue entre et sur toute la longueur des deux branches du CRVP, et surtout en continu. La branche basse présente une diminution en vitesse verticale selon X très faible et directement reliée à la diminution de l'intensité tourbillonnaire des tourbillons générant cette vitesse verticale.

En plus de ces deux branches positives, la figure 12.7c montre que deux zones de vitesses verticales négatives sont générées à l'extérieur du CRVP⁶ par chaque tourbillon et rejoignent la légère vitesse verticale négative créée en amont par le HSV. Ces régions d'écoulement entrant sont appelées zones d'*inflow*. Le déséquilibre entre zones d'inflow et d'outflow sera l'élément déterminant dans les processus de transfert de masse ou de chaleur dans la couche limite.

La figure 12.8a page 138 superpose à l'isosurface de λ_{Ci} , les isosurfaces de sur-vitesse et sous-vitesse de la zone de recirculation. On peut voir que la sous-vitesse correspondant à la zone de très basse vitesse située derrière le jet, présentée plus tôt comme la zone de recirculation, est nichée entre les deux branches du CRVP. La figure 12.8b ajoute aux isosurfaces de la figure 12.8a des plans de coupe longitudinaux colorés en amplitude de la vitesse. Dans chaque plan, la présence de deux minimum locaux de vitesse coïncident avec les coeurs des branches du CRVP. La figure 12.8c présente une vue zoomée sur la zone de recirculation. La coloration en λ_{Ci} YZ de l'isosurface montre que plutôt qu'être comprise entre la paire de tourbillons contra-rotatifs, cette sous-vitesse est reliée aux zones de sous-vitesse longitudinale présentes aux coeur du CRVP. La présence même du CRVP et l'influence des zones de vitesses verticales générées par le CRVP jouent donc un rôle important dans l'effet d'obstacle que représente l'ensemble de la structure du jet pour l'écoulement⁷. Tandis que dans le plan de symétrie les couches cisailées jouent le rôle d'obstacle "frontal", la paire de tourbillons contra-rotatifs opère latéralement. De plus, la vitesse verticale négative à l'extérieur du CRVP (cf figure 12.7c) contribue à l'accélération

5. $Z=0$, aussi appelé plan de symétrie du jet.

6. Ici tronquées par l'extension spatiale limitée dans la direction Z

7. Voir à ce sujet le paragraphe 12.4.4 page 139

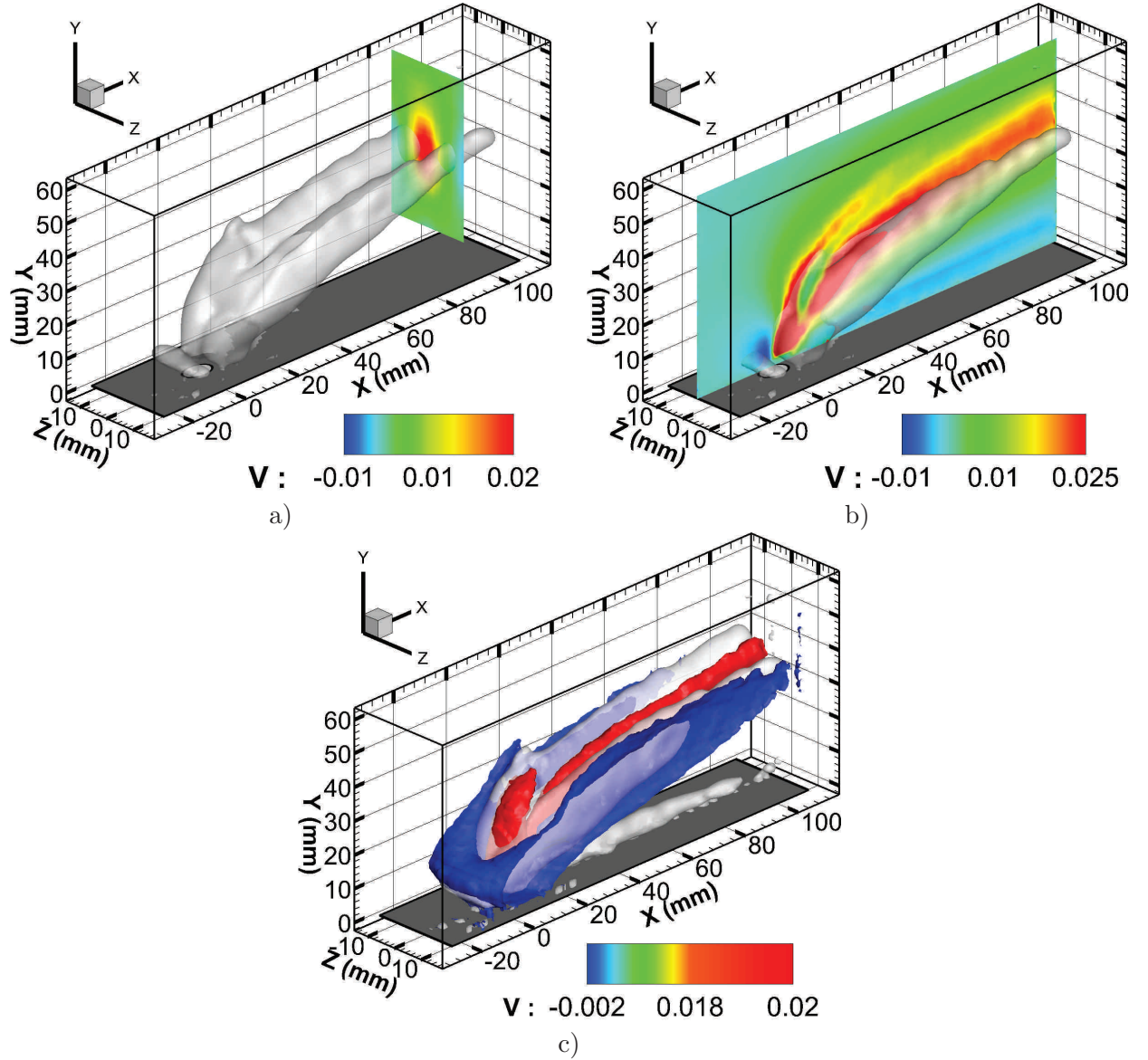


Figure 12.7: Vue 3D de la configuration n° 12. Dans toutes les figures est présente une isosurface de $\lambda_{CI} = 1.5s^{-1}$ colorée en λ_{CI} YZ et rendu transparente.

Sont ajoutés : a) un plan longitudinal en $X=80mm$ coloré en vitesse verticale V afin de visualiser l'effet du CRVP. b) le plan de symétrie coloré en vitesse verticale V afin de montrer la double branche de vitesses. c) deux isosurfaces de vitesse verticale : $V = -0.005 m.s^{-1}$ et $V = 0.02 m.s^{-1}$ afin de visualiser l'effet du CRVP dans l'espace.

locale de l'écoulement, qui contourne le jet en étirant la sur-vitesse issue de l'injection du jet, et en amenant des particules issues de l'injection du jet et porteuses d'une forte quantité de mouvement sur les côtés du jet.

L'ensemble de ces phénomènes mène à la formation de cette zone de sous-vitesse délimitée en haut par les couches cisailées et sur les côtés par le CRVP. Enfin, l'action du CRVP se manifeste également par la vitesse verticale positive générée par le CRVP en son centre, qui entraîne du fluide rapide à l'intérieur de cette zone de sous-vitesse et la structure pour lui donner cette forme bien connue de haricot appelée dans la littérature *kidney-shape* ou *mushroom-like*.

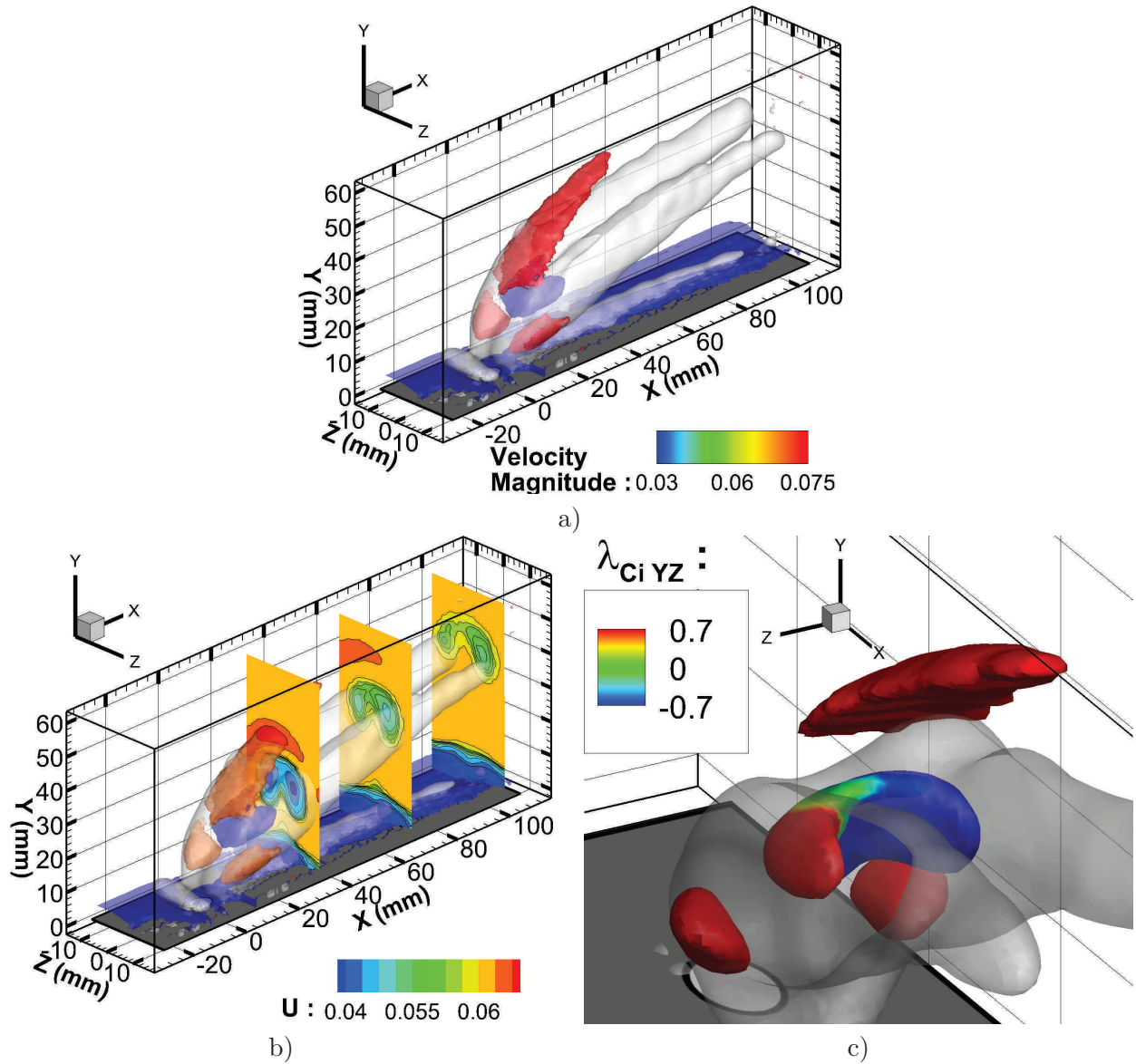


Figure 12.8: Vue 3D de la configuration n° 12. a) Sont présentes une isosurface de $\lambda_{CI} = 1.5s^{-1}$ rendue transparente et 2 isosurfaces d'amplitude de la vitesse $\|U\| = 0.03 m.s^{-1}$ et $\|U\| = 0.7 m.s^{-1}$. b) Sont présentes les mêmes isosurfaces que dans la figure a, et sont ajoutés 3 plans longitudinaux en $X = \{40, 75, 110\}$ mm colorés en norme de la vitesse. c) Sont présentes les mêmes isosurfaces que dans la figure a vue par le devant et colorées en $\lambda_{CI} YZ$.

12.4.4 Positionnement du CRVP par rapport aux couches cisillées

Les figures 12.9a,b,c page 139 illustrent cette fois-ci à l'aide d'isosurfaces, la différences entre les champs de norme de la vorticité et de λ_{Ci} et surtout le positionnement du CRVP par rapport aux couches de cisaillement qui délimitent le jet. La figure 12.9a présente une isosurface de λ_{Ci} colorée en $\lambda_{Ci} YZ$, la figure 12.9b présente une isosurface de norme de la vorticité $\|\omega\|$ colorée en $\lambda_{Ci} YZ$ et la figure 12.9c présente une isosurface de norme de la vorticité colorée en vorticité transversale ω_Z .

La norme de la vorticité ne distingue pas le tourbillonnement du cisaillement. Ainsi est ajouté aux tourbillons de la figure 12.9a, le cisaillement de la couche limite et des couches cisillées amont et aval du jet. Les colorations en $\lambda_{Ci} YZ$ et ω_Z des figures 12.9b et 12.9c permettent

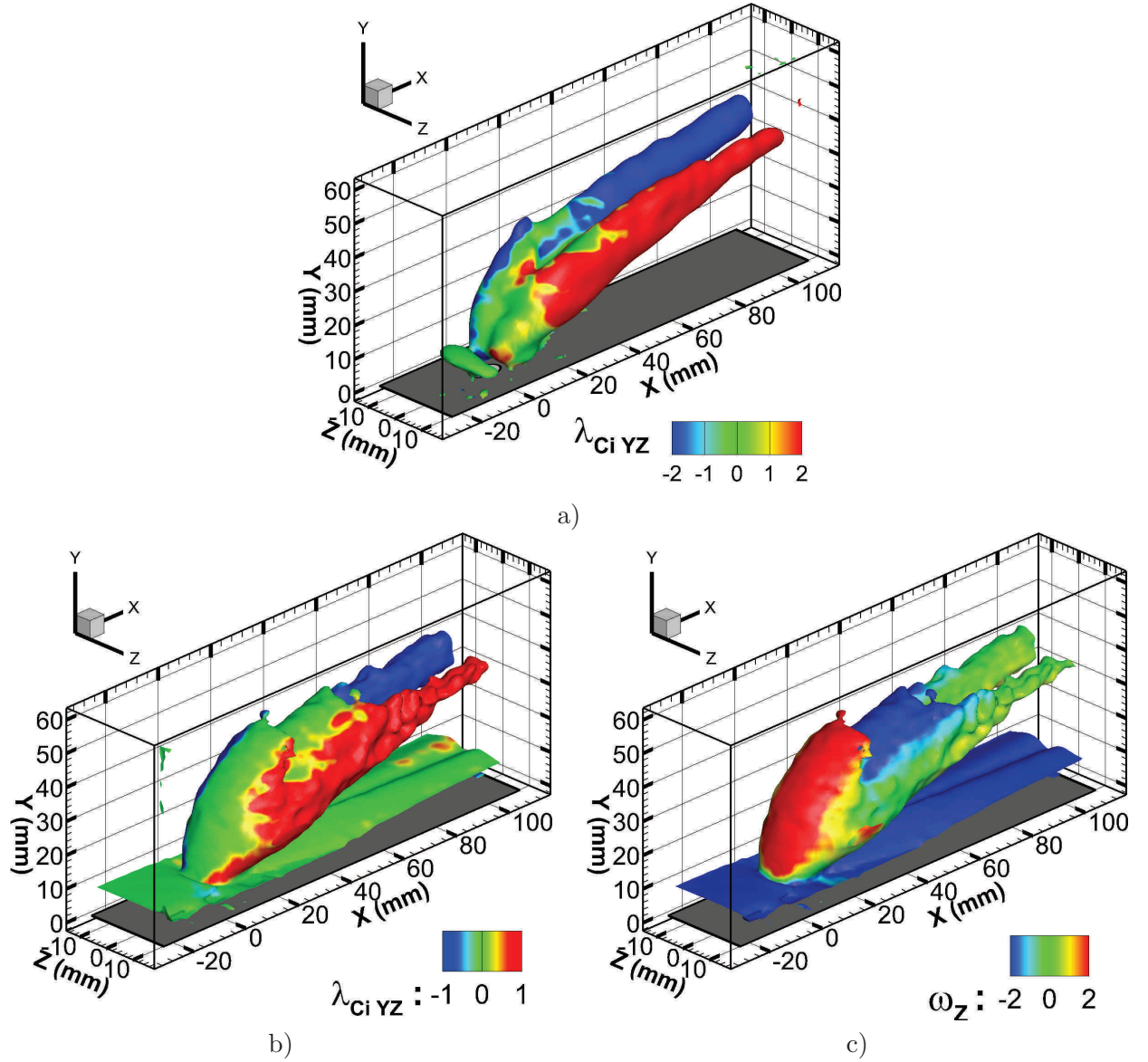


Figure 12.9: Vue 3D de la configuration Configuration n° 12. a) Isosurface de $\lambda_{CI} = 1.5 \text{ s}^{-1}$ colorée en $\lambda_{CI \text{ } YZ}$. b) Isosurface de norme de la vorticité $\|\omega\| = 3 \text{ s}^{-1}$ colorée en $\lambda_{CI \text{ } YZ}$. c) Isosurface de norme de la vorticité $\|\omega\|$ colorée en vorticité transversale ω_Z .

de dissocier dans ces isosurfaces les parts de tourbillonnement longitudinal et de cisaillement transversal, et de mettre clairement en évidence que la paire de tourbillons contra-rotatifs est située en dessous des couches cisillées. Elle est donc située en dessous de la branche primaire de vitesse verticale qui est considérée comme étant le jet par les personnes travaillant dans le plan médian.

Remarque importante : Plusieurs définitions du jet peuvent en effet être adoptées. Nous précisons dans ce paragraphe les différents sens qu'il est possible de donner à ce qu'est un jet. Pour certains, principalement des numériciens ou des expérimentateurs travaillant à l'aide de visualisations au colorant (comme celle de la figure 11.4b page 115), le jet correspond à l'ensemble des particules fluides issues de l'injection du jet. Pour d'autres, le jet correspond à la zone de sur-vitesse issue de l'injection encadrée par les couches cisillées amont et aval, et qui est courbée et réorientée dans la direction du crossflow. Cette définition est naturelle lorsque

l'on travaille à l'aide de méthodes de visualisation (Laser induced fluorescence voir par exemple la figure 11.4a page 115) ou de mesure (2D PIV) dans le plan de symétrie du jet, dans lequel seules sont visibles la branche primaire de vitesse verticale et les couches de cisaillement amont et aval. Le reste est alors souvent considéré comme le sillage ou le panache du jet, et est dissocié du jet.

Une représentation tridimensionnelle du jet à l'aide d'isosurfaces de $\|\omega\|$ (figure 12.9) permet de comprendre l'arbitraire d'une séparation Jet/paire de tourbillon contra-rotatif, ou jet/sillage de jet, et de voir comment les deux sont reliés.

Le jet serait plutôt une unique structure tridimensionnelle. Cependant, par commodité de langage, et aussi parce que lorsque l'on parle de trajectoire de jet, l'ensemble de la littérature désigne la zone comprise entre les couches cisailées amont et aval comme étant le "jet". On pourra utiliser le terme *jet* en ce sens. Cette subtilité permet notamment de faire dans le chapitre 17 la distinction entre trajectoire de jet et trajectoire de CRVP.

12.5 Influence du ratio de vitesse

L'ensemble des figures 12.10 page 141 illustre l'influence du ratio de vitesses sur la topologie du plan médian des champs de norme de la vitesse $\|V\|$, de vitesse verticale V et de vorticité transversale ω_z pour une variation de ratio de vitesses VR compris entre 0.16 et 2.13.

Afin de décorréler cette évolution en ratio de vitesses d'une évolution d'épaisseur de la couche limite, sont présentées dans cette figure les configurations n  7, 10, 11, 12 effectuées à vitesse d'écoulement transverse U_∞ constante. Les ratios de vitesses plus élevés ($VR=1.71$ et $VR=2.13$) sont tirés d'un autre bloc expérimental où l'épaisseur de couche limite n'est pas la même. Cependant, ce n'est pas un problème. En raison de ces hauts ratios de vitesses, le jet n'intéragit pas avec la couche limite.

12.5.1 Ratio de vitesses et trajectoire de jet

Le principal effet du ratio de vitesses est son impact sur la trajectoire du jet. A bas ratio de vitesses, le jet est couché contre la paroi par le crossflow. A haut ratio de vitesses, le jet s'éloigne rapidement de la paroi, pénètre en profondeur dans l'écoulement et n'est que peu courbé par l'écoulement transverse.

12.5.2 Branche primaire de V

Comme on le voit sur les champs de vitesse verticale de la figure 12.10, le ratio de vitesses a un impact sur la forme des branches primaire et secondaire de V et sur leur intensités respectives.

Aux plus hauts ratios de vitesses, $VR=\{1.71; 2.13\}$, la quantité de mouvement du jet est encore essentiellement dirigée verticalement et la branche primaire de V se confond avec le jet. Alors que le ratio de vitesses est abaissé, le jet voit sa quantité de mouvement de plus en plus rapidement réorientée dans la direction longitudinale par l'écoulement transverse. Cette branche primaire de V disparaît de plus en plus tôt.

En dessous de $VR \approx 1$, la branche primaire n'est plus qu'un bourgeon localisé à la sortie du jet, et la vitesse verticale n'est plus une grandeur de suivi pertinente pour évaluer la position spatiale du jet.

L'ensemble de cette évolution s'accompagne d'un léger décalage de la position de la branche primaire dans la direction des X croissants alors que le crossflow couche de plus en plus le jet, allant jusqu'à pénétrer dans le conduit d'injection du jet.

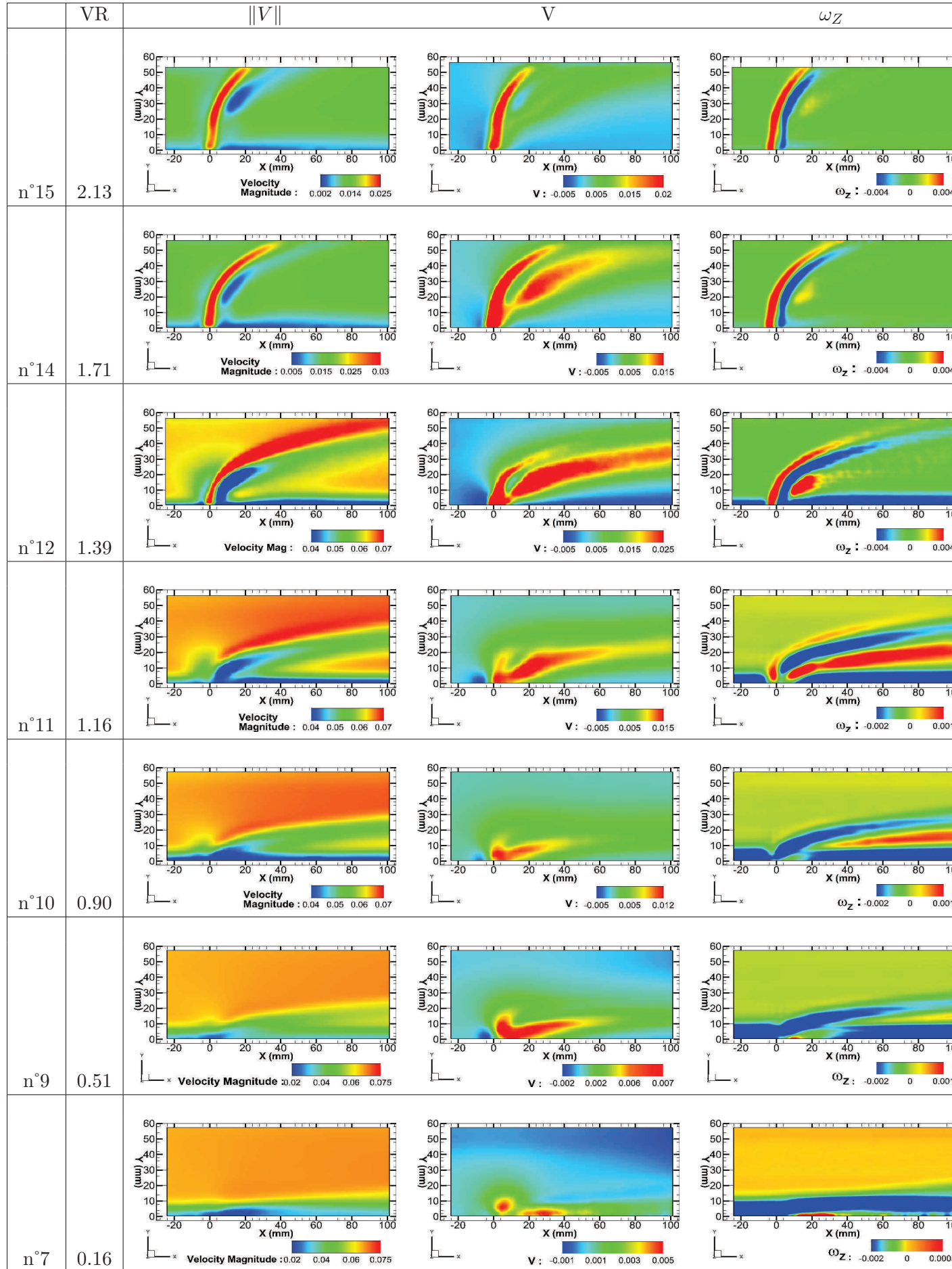


Figure 12.10: Pour les configurations n° 7, 9, 10, 11, 12, 14, 15. Plans de symétrie colorés en amplitude de la vitesse $\|V\|$, en vitesse verticale, et en vorticité transversale ω_Z

12.5.3 Branche secondaire de V

La branche secondaire de V générée par le CRVP reste présente quelque soit le ratio de vitesse⁸. Son extension spatiale perdure loin en aval par rapport à l'extension spatiale de la zone primaire. Alors que le ratio de vitesses est abaissé, l'amplitude de la vitesse verticale de cette branche est tout d'abord inférieure à celle de la branche primaire, puis la rattrape et la dépasse vers $VR=1.39-1.16$. A l'exception du plus bas ratio de vitesses ($VR=0.16$), la branche secondaire présente une trajectoire s'écartant de la paroi.

Ce n'est en effet pas le cas pour $VR=0.16$, ce qui s'expliquera par une transition de topologie du jet détaillée dans les sections 13.7 et 14.2 pages 173 et 179.

12.5.4 Couche de cisaillement amont

Les champs de vorticité transversale ω_Z de la figure 12.10 permettent de voir que l'intensité de la couche de cisaillement amont est fortement corr  e au ratio de vitesses. A haut ratio de vitesses, cela semble évident étant donné que la couche de cisaillement amont est directement issue du différentiel de vitesse entre la forte vitesse du jet comparativement à la vitesse du crossflow. A haut ratio de vitesses, les intensités de cisaillement des couches cisailées amont et aval sont donc très proches.

Alors que le ratio de vitesses approche de l'unité, la différence de vitesse entre jet et écoulement transverse se réduit ce qui réduit de fait le cisaillement amont.

Pour $VR=0.90$, la couche de cisaillement amont $\omega_Z > 0$ a quasiment disparu à l'exception d'une petite zone correspondant à la sur-vitesse locale présente sur la face amont du jet et d e au resserrement des lignes de courant du crossflow. A l'exception de cette sur-vitesse locale, le cisaillement s'est d'ailleurs inversé alors que l'écoulement transverse est plus rapide que le jet.

Pour $VR=0.16$, l'écoulement ne présente aucune vorticité transversale $\omega_Z > 0$, même pas de zone extrêmement localisée d e à une sur-vitesse locale. Pourtant la couche de cisaillement aval, tout comme le champs de vitesse longitudinale expriment tous deux la présence du "jet" qui devrait resserrer les lignes de courant.

12.5.5 Couche de cisaillement aval

Quelque soit le ratio de vitesses, les champs de vorticité transversale ω_Z de la figure 12.10 présentent une couche de cisaillement aval forte et clairement définie. A haut ratio de vitesses, l'existence de cette couche cisailée aval ne pose pas de problème. En dessous de $VR \approx 1$, cette couche cisailée est d e au fait qu'il existe toujours une zone de couverture de l'écoulement par le jet⁹, et donc une zone de sous-vitesse significative par rapport à la vitesse de l'écoulement.

Ainsi, la vorticité transversale de la couche cisailée aval est systématiquement présente, et se trouve donc être une grandeur utile pour avoir une idée, à une translation près, de la trajectoire de jet.

12.5.6 Zone de très basse vitesse aval et cisaillement positif aval

La position et l'extension spatiale de la zone aval de très basse vitesse longitudinale évoluent également avec le ratio de vitesses. A haut ratio de vitesses, cette zone est clairement détachée de la paroi et se situe à l'endroit où le jet, initialement vertical commence à présenter une courbure plus prononcée. Alors que le ratio de vitesses diminue, cette zone s'abaisse, en restant au creux de la couverture fournie par la courbure du jet. Entre $VR = 1.39$ et $VR \approx 1$, la trajectoire du jet est suffisamment basse pour que cette zone puisse recoller à la couche limite. La couche limite se trouve quant à elle aspirée et relevée sous l'influence de la vitesse verticale positive générée

8. Ce qui est normal étant donné que le CRVP est une structure systématiquement présente en champs moyen.

9. Le jet étant ici la structure globale. Voir section 12.4.4 page 139

par le CRVP en son milieu, sans être écrasé contre elle. C'est d'ailleurs dans cette gamme de ratio de vitesses, que cette zone de très basse vitesse a l'extension spatiale la plus importante, et que la différence entre sa vitesse et la vitesse de l'écoulement est la plus importante. En deçà de $VR \approx 1$, cette zone de couverture est écrasée contre la paroi, et ramenée dans la couche limite avec laquelle elle fusionne.

Cette dynamique de fusion avec la couche limite est d'ailleurs bien illustrée à l'aide du cisaillement positif qui se situe sous la zone de basse vitesse (figure 12.3b page 133).

Pour $VR = 1.39$, l'intensification de la différence entre la vitesse de la zone de recirculation et celle de l'écoulement conduit à un fort cisaillement positif.

Pour $VR = 1.16$, la couche cisailée positive comprise entre le jet et la couche limite présente un pincement. Il fixe la limite entre la zone de recirculation de très basse vitesse et la limite basse de la zone de couverture en aval de celle-ci, où la vitesse est plus basse due à la couverture du jet par le haut et du CRVP par les côtés.¹⁰ Pour $VR = 0.90$, la couche cisailée positive est complètement immergée dans la couche limite.

12.5.7 Influence du ratio de vitesses sur les structures tourbillonnaires

La figure 12.11 page 144 expose à l'aide d'une isosurface de λ_{Ci} colorée en $\lambda_{Ci} \cdot YZ$ les structures tourbillonnaires présentent en champ moyen pour un ratio de vitesses élevé ($VR=1.71$), un ratio de vitesses au dessus de l'unité ($VR=1.39$), un ratio de vitesses légèrement en dessous de l'unité ($VR=0.90$), et un très bas ratio de vitesses ($VR=0.16$).

Le CRVP est présent quelquesoit le ratio de vitesses, comme on pouvait s'y attendre. Globalement, à l'exception de $VR=0.16$, la topologie moyenne des isosurfaces de λ_{Ci} reste la même : dans tous les cas on observe la présence du CRVP (en bleu et rouge) interconnecté vers l'origine par la zone de recirculation (en vert car orientée transversalement) et le tourbillon en fer à cheval.

Pour $VR=0.16$, on assiste à une disparition du HSV et de la connection entre les branches positive et négative du CRVP.

12.6 Vers l'instantané...

Pour beaucoup, le JICF subit une transition vers $VR \approx 1$, en raison de l'inversion du rapport de vitesses (l'écoulement n'est plus un jet rapide pénétrant dans un écoulement plus lent), et de l'interaction accrue avec la couche limite alors que la trajectoire de jet se couche.

Cette invariance de la topologie moyenne des isosurfaces de λ_{Ci} permet-elle quant à l'existence de cette transition ?

Ces disparitions de structures tourbillonnaires ainsi que les nombreuses bizarreries relevées tout au long de ce chapitre pour la configuration de plus bas VR plaident pour une transition topologique de l'écoulement à bas ratio de vitesses et reste inexplicable à l'aide des seuls champs moyens de vitesse, vorticités et λ_{Ci} .

Cette transition topologique de très bas VR n'affecte-t-elle donc que les structures tourbillonnaires transversales, laissant le CRVP in affecté par cette transition ?

On sent bien que la réponse à ces deux questions un peu naïves est négative. Cependant il n'est pas possible de l'expliquer si l'on se limite uniquement aux champs moyens. Après tout, les champs moyens sont des champs intégrant dans le temps les champs instantanés et à ce titre tronque une bonne part de la complexité de la dynamique instationnaire de l'écoulement.

10. Le haricot de la figure 12.8b page 138

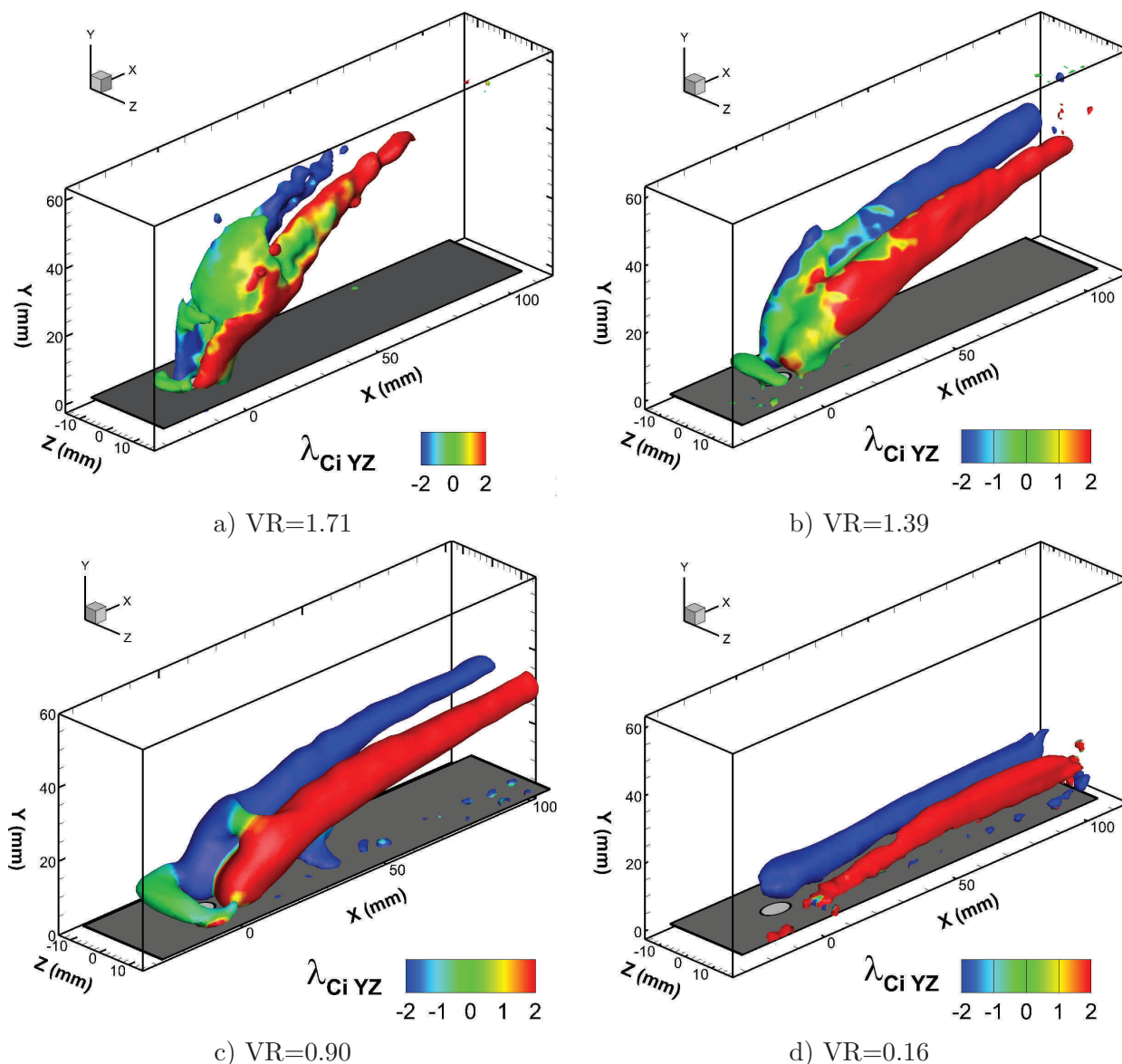


Figure 12.11: Pour les configurations n° 7, 10, 12, 14, isosurface de $\lambda_{CI} = 1.5 \text{ s}^{-1}$ colorée en $\lambda_{CI} YZ$

L'instantané permet donc de faire la distinction entre deux types de structures moyennes¹¹ : certaines existent dans les champs instantanés et sont suffisamment stationnaires pour persister dans le champ moyen, et d'autres ne sont que le reflet du balayage de l'espace par des structures instantanées qui sont intégrées dans la moyenne. En plus de cela, la situation n'est pas aussi tranchée entre structures immobiles et en mouvement. Les façons qu'ont ces structures de se mouvoir, d'osciller, de varier en intensité, sont aussi d'une importance cruciale pour comprendre la topologie des champs moyens.

Ainsi les structures tourbillonnaires présentées dans la figure 12.11 page 144 n'ont qu'une existence et une réalité toute relatives : représentatives d'une réalité temporellement vraie en moyenne, il faut aller chercher la réalité observable de la physique dans la dynamique instantanée.

L'étude du champ moyen achevée, il devient plus simple de complexifier progressivement en allant vers l'instationnaire.

11. Structures tourbillonnaires, couches de cisaillement, zone de sur-vitesse et de sous-vitesse...

Chapitre 13

Structures cohérentes en champs instantanés

13.1 Introduction

Ce chapitre comme le précédent, vise à une compréhension des différents éléments composant la topologie instantanée du JICF en la décomposant en sous-éléments manipulables interagissant les uns avec les autres.

Les objectifs de ce chapitre sont de :

- Vérifier les éléments de la topologie classique pour $VR=1.71$
- Observer l'influence du passage de l'unité sur la topologie. Observe-t-on une déformation de la topologie classique ou transition vers une nouvelle topologie ?
- Regarder le comportement du JICF à très bas ratio de vitesses ($VR = 0.16$).

Remarque sur le vocabulaire de description des boucles tourbillonnaires :

Pour décrire une boucle tourbillonnaire, on parlera souvent de :

- La tête. Pour les tourbillons du JICF, la tête est le plus souvent située dans le plan de symétrie du jet et correspond à la partie de la boucle de forte courbure.
- Le reste de la boucle est constitué soit de bras, soit de jambes.
 - Les bras précèdent la tête dans l'écoulement. Un exemple typique est le tourbillon en fer à cheval.
 - Les jambes suivent la tête. Un exemple typique est le tourbillon en épingle (hairpin).

13.2 Topologie instantanée à $VR=1.71$

Comme le montre l'égalité de l'amplitude du cisaillement des couches cisillées amonts et aval dans la figure 12.10 page 141, le JICF est déjà pour ce ratio de vitesses dans une configuration "classique" de jet transverse fort débouchant dans un écoulement significativement plus lent. La majorité des auteurs s'accorde d'ailleurs sur la valeur de $VR=1.5$ pour la valeur de début de la topologie classique du JICF.

Pourquoi ne pas prendre tout simplement un ratio de vitesses $VR=2$ ou 3 ? Car ainsi, le jet présente dans le volume de mesure une légère courbure et une branche de secondaire de vitesse verticale non négligeable par rapport à la branche primaire¹.

1. Voir pour s'en convaincre le champs de vitesse verticale à $VR=2.13$ dans la figure 12.10 page 141

13.2.1 Champs de vitesses

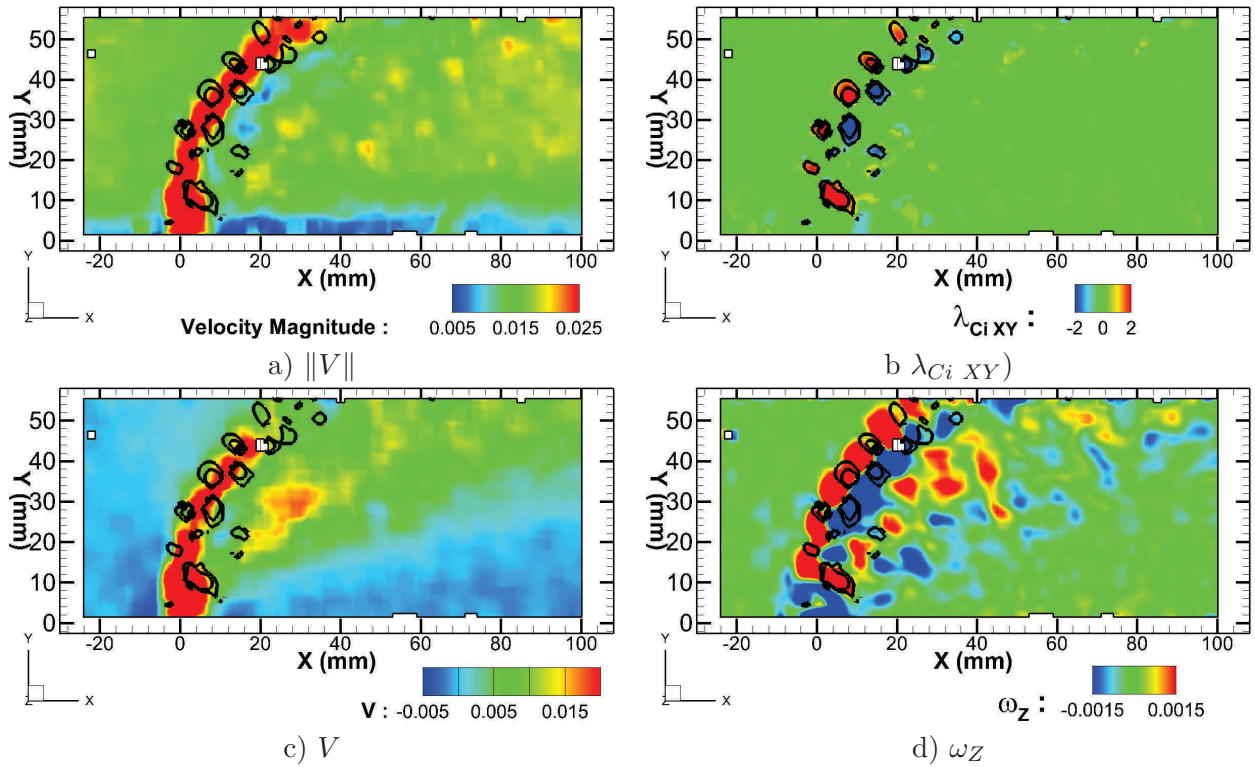


Figure 13.1: Configuration n° 14. Plan de symétrie coloré en : a) $\|V\|$, b) $\lambda_{Ci XY}$, c) V , d) ω_Z . Sur chacun de ces plans sont ajoutées des isolignes de $\lambda_{Ci XY}$ afin de visualiser la position des tourbillons.

La figure 13.1 présente dans le plan de symétrie du jet des plans de coupe d'un champ instantané colorés en norme de la vitesse $\|V\|$ (figures 13.1a), en en tourbillonnement transversal $\lambda_{Ci XY}$ (figures 13.1b), en vitesse verticale V (figures 13.1c), et vorticité transversale ω_Z (figures 13.1d) pour un ratio de vitesses $VR=1.71$ (Configuration n° 14. Table 16.1 page 214).

Les différents champs instantanés ressemblent très fortement aux champs moyens présentés dans la figure 12.10 page 141.

Champ de tourbillonnement transversal $\lambda_{Ci XY}$: Le champ de tourbillonnement (figure 13.1b) transversal révèle la présence périodique de multiples structures tourbillonnaires localisées sur les couches cisailées amont et aval comme le montre la figure 13.1d. Comme on peut s'y attendre étant donné que les couches cisailées amont et aval, ont à peu près la même vorticité², ces structures ont également la même intensité tourbillonnaire. Ces structures tourbillonnaires correspondent bien évidemment aux tourbillons de couches cisailées dont on a déjà parlé dans la section 11.7 page 115, et leur effet, subtil a haut VR, est responsable des différences observées dans les champs de norme de la vitesse $\|V\|$, de vitesse verticale V et de vorticité transversale ω_Z .

Norme de la vitesse $\|V\|$: Les champs instantanés exhibent les mêmes caractéristiques associées à la pénétration du jet et son rôle d'obstacle : on observe une sous-vitesse au pied du jet, ainsi qu'une zone de couverture de basse vitesse du jet par l'écoulement.

La principale différence avec le champ moyen tient dans la modulation des champs de vitesse par les structures tourbillonnaires de couche cisailée. Etant donné le sens de rotation des structures

2. Au signe près.

contra-rotatives amont et aval, l'écoulement est globalement accéléré entre les tourbillons de couches cisailées et ralenti à l'extérieur.

Vitesse verticale V : Le champ instantané de vitesse verticale (figure 13.1c) exhibe lui aussi des caractéristiques similaires au champ moyen.

On observe la branche primaire de vitesse verticale issue de l'injection du jet, et une zone de vitesse verticale positive à l'emplacement de la branche secondaire de vitesse verticale. La branche primaire de vitesse verticale présentent une modulation spatiale clairement due à la présence des tourbillons des couches de cisaillement qui encadrent le jet.

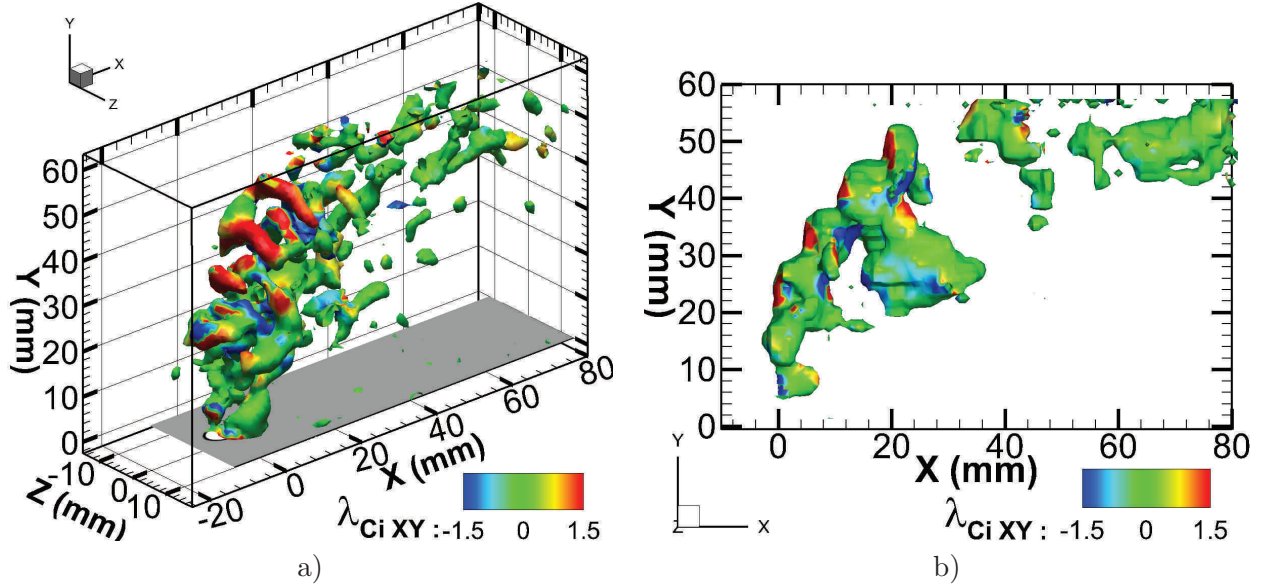


Figure 13.2: Vue 3D de la configuration n° 14. a) Isosurface de $\lambda_{CI} = 1.5 \text{ s}^{-1}$ colorée en $\lambda_{CI XY}$ afin de voir la composante de rotation transversale. b) Isosurface de vitesse verticale $V = 0.01 \text{ m.s}^{-1}$ colorée en $\lambda_{CI XY}$.

13.2.2 Structures tourbillonnaires

Dans la figure 13.2a page 147, l'observation de l'ensemble du jet à un instant donné à l'aide d'une isosurface de λ_{CI} colorée en $\lambda_{CI XY}$ révèle une énorme structure constitué d'un réseau de tourbillons issus du jet. La figure 13.2b, qui présente une isosurface de V colorée en $\lambda_{CI XY}$, confirme que l'essentiel du tourbillonnement transversal (positif comme négatif) visible sur la figure 13.2a se situe de part et d'autre de la branche primaire de vitesse verticale, et que les tourbillons que nous observons sont bien associés aux couches cisailées visualisées dans les plan de coupe de la figure 12.10 page 141.

13.2.3 Orientation spatiale des structures tourbillonnaires

Dans la figure 13.3 page 148, un zoom est effectué sur le côté droit de l'isosurface de λ_{CI} de la figure 13.2a page 147. De manière à comprendre l'organisation spatiale des structures tourbillonnaires de la figure 13.2a, la figure 13.3a n'affiche à l'aide d'une isosurface de $\lambda_{CI XY}$ que la composante de tourbillonnement transversal, tandis que la figure 13.3b ne présente que la composante de rotation longitudinale à l'aide d'une isosurface de $\lambda_{CI YZ}$.

Comme on peut s'y attendre, le tourbillonnement transversal est localisé sur la branche primaire de vitesse verticale.

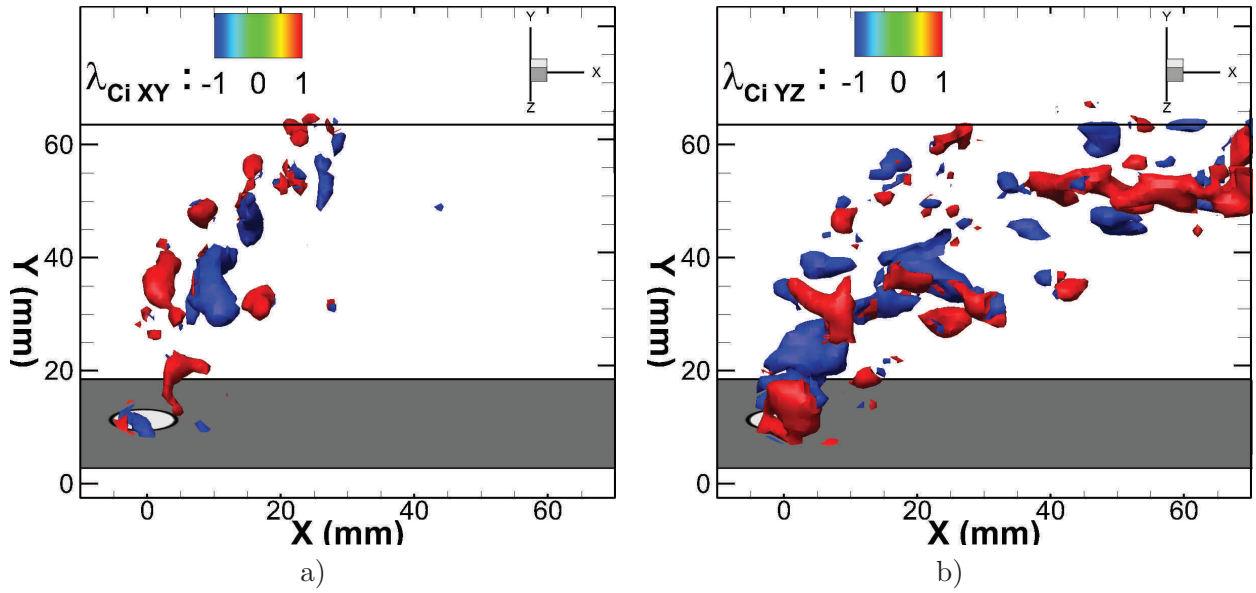


Figure 13.3: Légère vue 3D de côté de la configuration n° 14. a) Isosurface de $\lambda_{CI\ XY} = 1.5\ s^{-1}$. b) Isosurface de $\lambda_{CI\ YZ} = 1.5\ s^{-1}$.

L'essentiel des tourbillons longitudinaux forts sont initialement situés sur la branche primaire, puis s'en écartent vers $Y \approx [20, 30\ mm]$ pour évoluer dans la zone de la branche secondaire de vitesse verticale (voir figure 13.2b).

Les tourbillons longitudinaux à sens de rotation positif sont localisés sur le devant de l'image, et ceux à sens de rotation négatifs sont situés dans le fond. La présence de zones de tourbillons positifs d'un côté, négatifs de l'autre est donc le moteur de la génération de la branche secondaire de vitesse verticale.

On n'observe aucune structure tourbillonnaire d'envergure que l'on puisse assimiler à une paire de tourbillons contra-rotatifs. Cela semble être confirmé par la discontinuité de la branche secondaire de vitesse verticale.

Bien sûr, cela pourrait être dû au choix de valeurs utilisées pour les isosurfaces qui pour une seule et même grosse structure modulée en intensité, ne montrerait que les zones les plus intenses. Ce n'est pas le cas pour le CRVP. En revanche, ce phénomène est effectivement présent pour les vortex de couches cisailées.

13.2.4 Squelette des structures tourbillonnaires

Les figures 13.4a et b page 149 essayent d'extraire, à l'aide de lignes de tourbillonnement (cf section 6.5.3 page 75), le squelette des structures tourbillonnaires des couches cisailées amont et aval afin d'étudier leur relation. En raison d'un bruit trop important dans les champs instantanés, et d'une résolution spatiale trop faible pour assurer la précision de la méthode³, les champs instantanés n'ont pas pu être directement employés. La figure 13.4 utilise donc une moyenne globale de phase à une phase approchant celle présentée jusqu'à présent, et présente les lignes de tourbillonnement positives et négatives issues des structures tourbillonnaires des couches cisailées amont et aval. Rappelons juste que la moyenne de phase globale (cf chapitre 9.1 page 98) est effectué sur une des couches de cisaillement, amont ou aval. Dans les figures 13.4 elle est réalisée à partir de la branche aval. Cela explique que les lignes de tourbillonnement y soit mieux définies. Cependant, cette méthode se révèle fournir néanmoins de très bon résultats côté amont. Cela est dû au fait que les structures des couches cisailées amont et aval sont à peu près

3. Dans la pratique, cela signifie que deux points proches pouvait donner deux trajectoires très différentes.

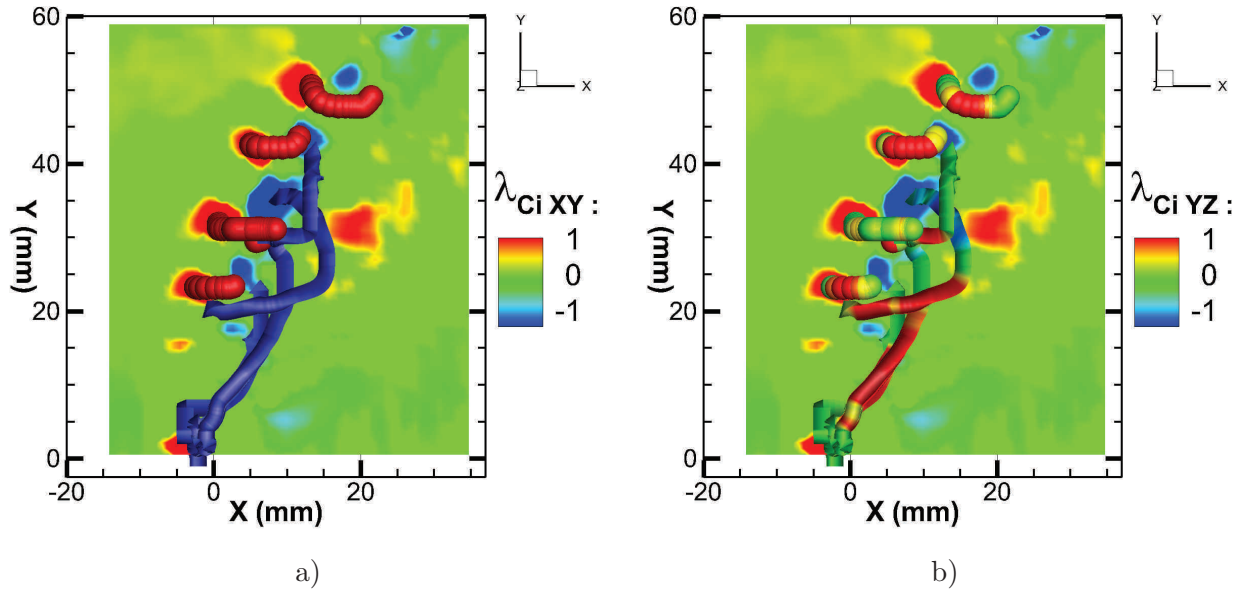


Figure 13.4: Configuration n° 14. Vue restreinte à la zone d'éjection du jet. Plan de symétrie coloré en $\lambda_{Ci\ XY}$ afin de visualiser les tourbillons et lignes de tourbillonnement partant des tourbillons négatifs et positifs. a) Lignes de tourbillonnement colorées suivant le signe du tourbillonnement du vortex dont elles partent. b) a) Lignes de tourbillonnement colorées en $\lambda_{Ci\ YZ}$.

en phase à haut VR. Dans la figure 13.4a, les lignes de tourbillonnement sont colorées en bleu ou rouge en fonction de la polarité des structures tourbillonnaires dont elles sont issues, tandis que dans la figure 13.4a elles sont colorées en tourbillonnement longitudinal.

La figure 13.4a montre très clairement que les lignes de tourbillonnement ne forment pas d'anneaux reliant les structures des côtés amont et aval. Ce résultat, très important, sera mis en relation avec la littérature et discuté plus en détail dans la section 13.3 page 149.

Les lignes de tourbillonnement issues des structures négatives sont dirigées vers l'injection et s'entremêlent entre elles.

Les lignes de tourbillonnement issues des structures positives conservent une orientation qui semble rester normale à la trajectoire du jet : alors que le jet est encore très droit, les lignes les plus proches de l'injection sont courtes et orientées dans la direction longitudinale. Les plus éloignées, situées dans une zone où le jet commence à se courber, sont plus longues et présentent une orientation penchée.

La figure 13.4b montre que les lignes de tourbillonnement issues des structures aussi bien négatives que positives présentent un tourbillonnement longitudinal positif de leurs branches latérales⁴. Ainsi, les tourbillonnements des branches latérales des vortex de la couche cisailée amont et de la couche cisailée aval s'additionnent plutôt que s'annulent.

13.3 Les vortex des couches cisillées amont et aval : tourbillons en anneaux ou en boucle ?

Comme nous l'avons souligné dans la section 11.7 page 115, différents noms sont utilisés pour désigner ces structures instantanées : Shear layer vortices, Spanwise rollers, Ring-like Vortices

4. Et bien évidemment, si l'on regarde de l'autre côté, la polarité des branches s'inverse et les branches prennent une jolie couleur bleue.

(RLV), Leading Edge vortices (LEV) et Lee side vortices.

Ces terminologies recouvrent deux propositions topologiques distinctes :

- Une structure tourbillonnaire en anneau qui ferait le tour du corps du jet, comme représenté dans les figures 13.5b page 150 et 13.6b page 151. Dans cette topologie, les structures tourbillonnaires situées de part et d'autre du jet (telles qu'on peut les voir par exemple sur la photo 11.4a page 115) sont connectées et sont donc en réalité une seule et même structure tourbillonnaire.
- Des boucles tourbillonnaires (Loop vortices) distinctes entre face amont et aval du jet

Historiquement, la théorie des anneaux tourbillonnaires a été la première à être proposée. Il est intéressant de constater combien quelques idées préconçues, des conditions expérimentales d'observations particulières et/ou difficiles à interpréter, et des habitudes ont permis à cette topologie d'écoulement de se voir très rapidement acceptée par la communauté sans plus de remise en question et comment cette topologie continue à se maintenir. En effet, de nombreuses équipes travaillant sur le JICF avaient au préalable travaillé sur du jet libre, ou tout simplement considéré qu'un JICF n'est qu'un jet libre perturbé par un écoulement de côté (voir figure 13.6b). Le jet libre est un écoulement quant à lui bien connu, sur lequel l'instabilité de Kelvin-Helmoltz génère effectivement des anneaux tourbillonnaires (Ring-like vortices) illustrés par la figure 13.5a. Cette préconception a été renforcée par des erreurs d'interprétations dues aux moyens de me-

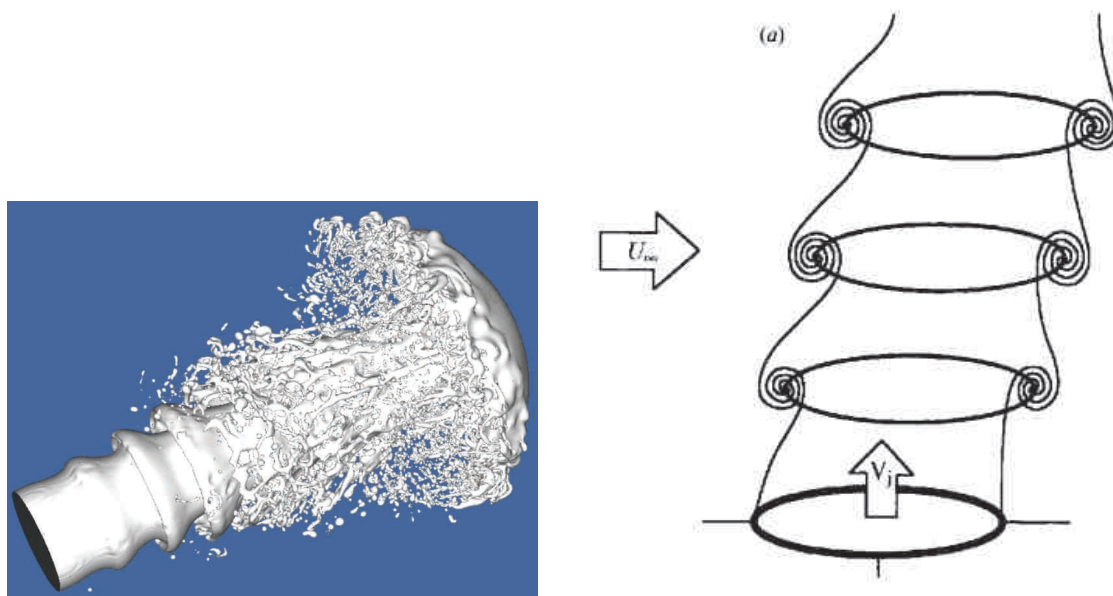


Figure 13.5: a) Simulation d'un jet libre réalisée par l'équipe de Mr Zaleski de L'UPMC. b) Schéma tiré de Kelso & al 1996 [45] présentant le JICF comme un jet libre perturbé par un écoulement croisé (modèle Ring-Like Vortices)

sure ou de visualisation utilisés et associés à des configurations expérimentales particulières. En premier lieu, les études ayant réellement popularisé cette topologie ont été effectuées à des ratios de de vitesse où des vortex sont présents sur les couches limites à la fois amont et aval. D'autres expériences dont les nôtres, réalisées à des ratios de vitesses proche de l'unité, exhibent des configurations où des vortex ne sont présents que dans les couches limites amont ou aval et où il devient alors évident que les structures amont et aval sont découplées (voir figure 13.6c,d). A cause de la nature complexe et hautement tridimensionnelle de cet écoulement, les visualisations au colorant ou à la fumée sont très délicates à interpréter (voir figure 13.6b). Autre piège, de

nombreuse études ont travaillé dans le plan de symétrie du jet. Les visualisation ou les mesures PIV dans ce plan particulier exhibent alors une organisation des structures tourbillonnaires tout à fait compatible avec une topologie de type RLV (voir figure 13.6 b).

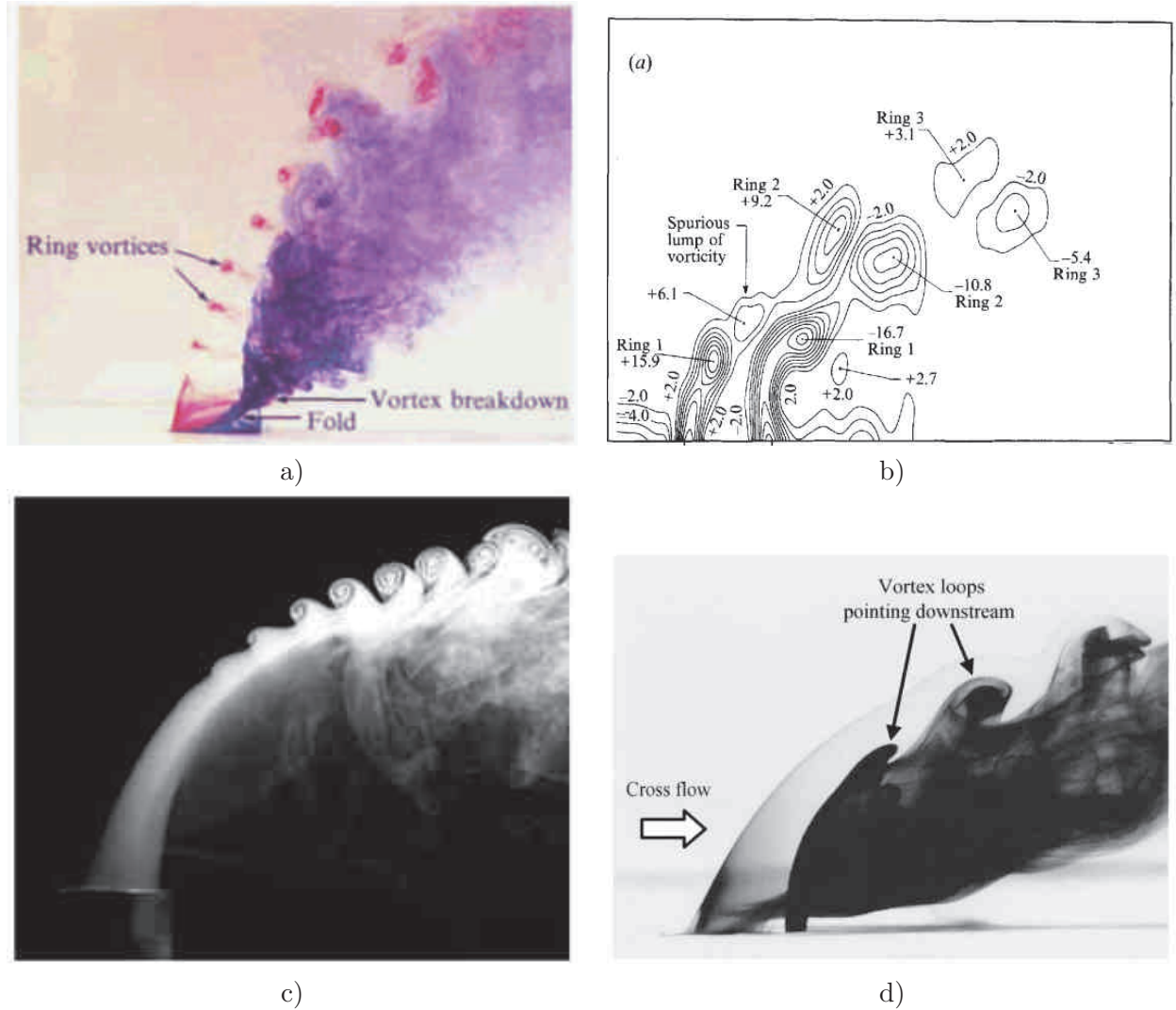


Figure 13.6: a) Photo tirée de Kelso & al (1996) [45], b) Champ instantané de vorticité tiré de Kelso & al (1996) [45], c) Structures tourbillonnaires présentes uniquement dans la couche cisailée amont, d) Structures tourbillonnaires présentes uniquement dans la couche cisailée aval [42].

New, Lim et Luo [42] réévaluent ce modèle de RLV dans leur étude de 2001. A l'aide de nouvelles visualisations (13.7a et c, 13.6d), une topologie d'écoulement différente se dévoile. Elle est basée sur un ensemble de boucles tourbillonnaires bien distinctes, entrelacées, et situées sur les couches cisailées amont et aval (figure 13.7b), qu'ils nomment respectivement *Leading-Edge vortices*, et *Lee side vortices*. En effectuant une coupe suivant le plan médian (voir visualisation 13.7c et schéma topologique 13.7d), on retrouve cette disposition particulière des tourbillons de part et d'autre du corps du jet, ce qui montre bien combien il peut être délicat de proposer une topologie d'écoulement 3D sur la base de visualisations ou de mesures 2D. En découplant les structures des couches cisailées amont et aval, cette topologie autorise et explique les écoulements présentés dans les figures 13.6 c et d où des tourbillons ne sont présents que d'un côté du jet.

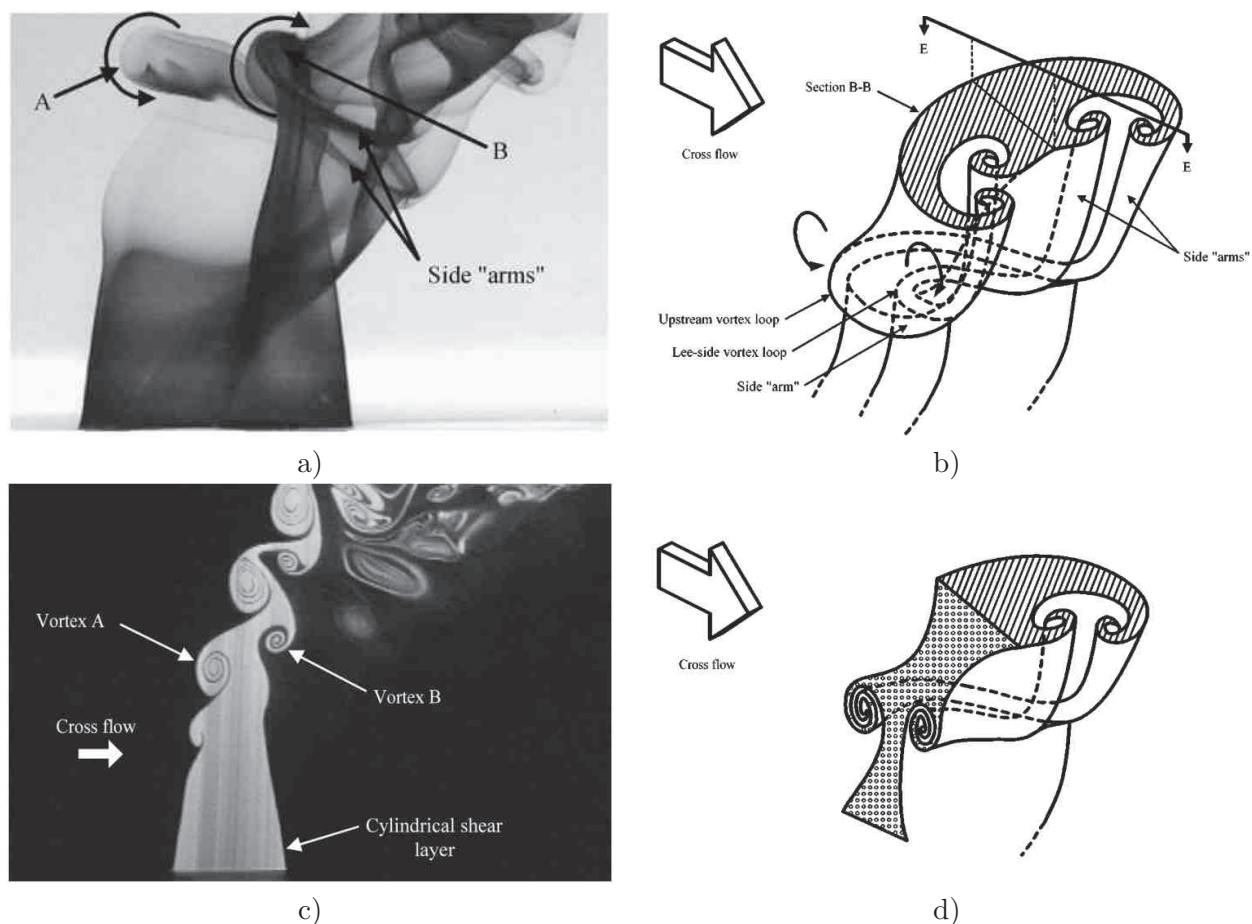


Figure 13.7: a) Visualisation tirée de Lim, New et Luo 2001 [42] , b) Topologie instantanée proposée par Lim, New et Luo 2001 , c) Visualisation par LIF dans le plan médian du jet tirée de Lim, New et Luo 2001, d) Vue en coupe suivant le plan médian de la topologie proposée dans Lim, New et Luo 2001

Les travaux de Camussi et al 2002 renforcent expérimentalement le modèle de Loop Vortices, en ne trouvant à bas ratio de vitesses aucune corrélation de vitesse de phase entre les structures tourbillonnaires amont et aval.

Les simulations numériques de Cortelezzi et Karagozian (autre grand nom de la communauté du JICF et auteur de l'excellente review de 2010 [2]) publiées en 2001 [84] vont dans le sens du modèle de RLV. La validité de ces simulations et les conclusions qui en sont tirées sont remises en question dans l'article de Marzouk et Ghoniem de 2007 [47].

Ils constatent d'abord que les conditions aux limites en vorticité en sortie de jet ne contiennent que de la vorticité azimuthale. Ce n'est pas le cas en réalité, étant donné que l'interaction entre les vorticités du jet et de la couche limite génèrent également une vorticité dans la direction normale à la paroi. Ils constatent ensuite que la durée de la simulation est trop courte pour que la dynamique du jet puisse être considérée comme établie et indépendante de la dynamique transitoire d'initiation du jet.

Utilisant une méthode de filaments de vortex, les simulations de Marzouk découplent la dynamique d'initiation du jet de celle correspondant au régime établi en proposant une interprétation très convaincante de la dynamique instationnaire du JICF. La simulation retrouve numériquement les structures observables dans les visualisations par colorants de Lim, New et

Luo 2001.

Ils abandonnent une représentation en anneaux de vorticité au profit d'une représentation en éléments de vorticité issu d'un anneau de matière sortant de la circonférence de la buse au temps t . Cet anneau de matière n'est pas un anneau de vorticité mais il transporte de la vorticité. Cette vorticité est distribuée de façon inhomogène.

Leurs simulations font ensuite évoluer ces anneaux de matière en fonction de la vorticité qu'ils portent.

Ces anneaux de matière successifs en gris et rouge dans les figure 13.8a,b,c conservent leur cohérence du côté aval pour les gris et du côté amont pour les rouges. L'affichage de cette dynamique sur plusieurs périodes fait apparaître un ensemble de structures en forme de boucles dont l'entrelacement (fig. 13.8c) rappelle fortement les visualisations de Lim 2001 [42] (fig. 13.8d).

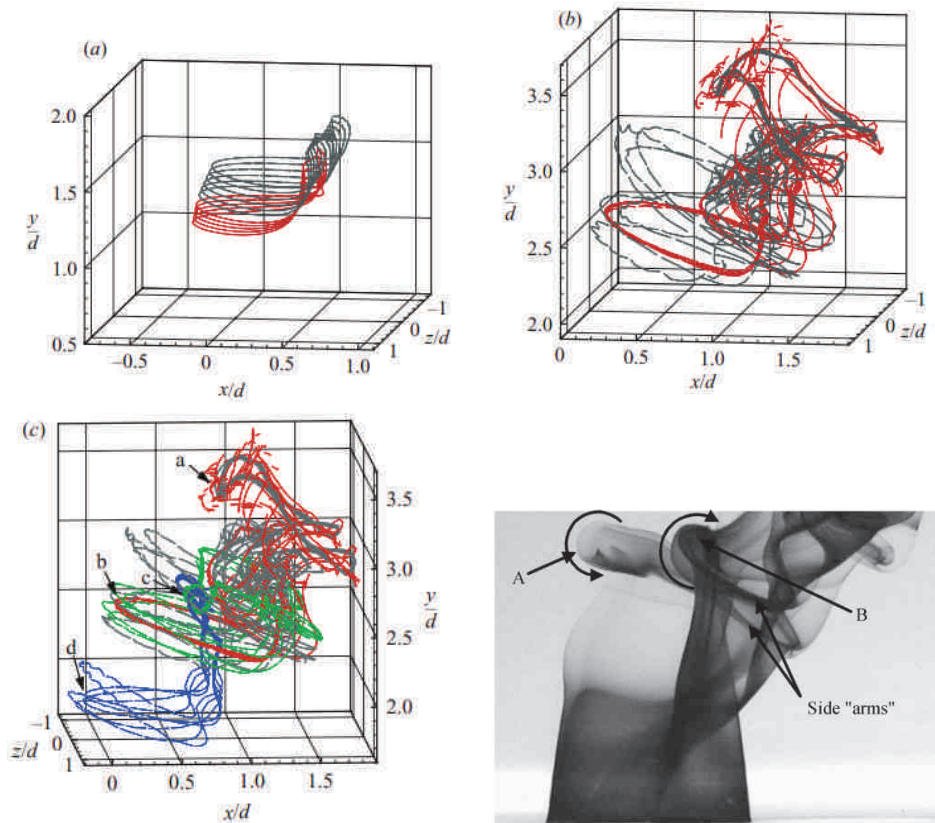


Figure 13.8: Simulation de Marzouk et Ghoniem [47]. Evolution combinée de rangée d'anneaux de matière correspondant à deux structures successives des couches cisaillées à : a) $\tilde{t} = 1.56$ et b) $\tilde{t} = 2.00$ c) Vue globale avec plusieurs boucles tourbillonnaires. d) Visualisation tirée de Lim, New et Luo 2001 [42]

13.3.1 Lee-side Vortex vs Trailing-Edge Vortices

C'est la grande force de la simulation effectuée par Marzouk : elle permet d'interpréter autrement les visualisations au colorant réalisées par Lim & al, de pointer du doigt une erreur dans la proposition de topologie de Lim & al (une erreur due à une mauvaise interprétation de leur visualisation au colorant), et de réconcilier cette topologie avec nos résultats, comme nous le verrons par la suite.

Dans la figure 13.8a, les boucles rouges et grises qui conservent une cohérence de leurs lignes de tourbillonnement du côté amont, sont des Leading-Edge Vortices. A contrario, les boucles bleues et vertes qui conservent une cohérence de leurs lignes de tourbillonnement du côté aval, sont des tourbillons de couche cisailée aval.

Les boucles rouge et bleue correspondent traits pour traits aux tourbillons A et B de la visualisation de Lim (figure 13.8b), tandis que la branche verte correspond à ce qui est intitulé *side arms*.

On voit donc que la dynamique tourbillonnaire des structures de couche cisailée aval n'est pas aussi simple que celle de la topologie de Lim [42] reproduite dans les figures 13.7b et d page 152. La lecture de la figure de Marzouk nous apprend qu'elle se compose de deux structures — boucle verte et boucle bleu — entremêlées au niveau de leur tête. L'orientation des bras de la verte est initialement similaire à celle des Leading-Edge Vortices, avant de perdre de sa cohérence en étant dirigé vers le bas où elle finit par suivre la boucle rouge. Par ailleurs les jambes de la bleu se dirigent vers le bas contrairement à la topologie des figures 13.7b et d.

C'est pour cela que nous ne parlerons pas dans cette thèse de *Lee-Side Vortex* et mais de *Trailing-Edge Vortex*, construit pour ressembler à Leading-Edge Vortex.

Il est regrettable de constater combien les articles de Lim & al (2001) [42] et Marzouk & Ghoniem (2007) [47] peinent à s'imposer et que le modèle de RLV reste très présent dans les esprits comme en témoignent les topologies d'écoulements encore proposés dans des articles récents (figure 11.3f page 113). A la date de rendu de cette thèse, l'article de Kelso [45] a été cité pas moins de 256 fois dont 106 fois depuis 2007 (illustrant de ce fait à la fois la vitalité du domaine et l'importance de cet article fondateur), l'article de Fric [?] 357 fois au total dont 162 fois depuis 2007 alors que dans le même temps l'article de Lim a été cité 33 fois et celui de Marzouk 12 fois (Source Isiwebofknowledge.)!

Ainsi perdure une topologie erronée.

13.4 Topologie instantanée à VR=1.39

Pour VR=1.39, on est passé en dessous de la valeur seuil de VR=1.5, valeur à partir de laquelle *"les choses se compliquent"*. Le différentiel de vitesse entre la vitesse du jet et celle de l'écoulement se réduit ce qui induit une diminution du cisaillement de la couche cisailée amont. Ceci est visible le champ de vorticité transversale de la figure 12.10 page 141. Cependant ce ratio de vitesses est encore supérieur à 1. Ainsi bien qu'étant plus faible cette couche cisailée est toujours présente.

13.4.1 Champs de vitesses

La figure 13.9 page 155 présente dans le plan de symétrie du jet, pour un ratio de vitesses VR=1.39 légèrement supérieur à l'unité pour (configuration n  12 de la table 16.1 page 214) : des plans de coupe des champs instantanés colorés en norme de la vitesse $\|V\|$ (figures 13.9a,e), en vitesse verticale V (figures 13.9b,f), en vorticité transversale ω_z (figures 13.9c,g), et en tourbillonnement transversal $\lambda_{Ci\ XY}$ (figures 13.9d,h).

Champ de tourbillonnement transversal $\lambda_{Ci\ XY}$: Le champ de tourbillonnement transversal révèle là encore la présence de multiples structures tourbillonnaires (figure 13.9b) localisées sur les couches cisailées amont et aval comme le montre la figure 13.9d. Les structures côté amont ont une intensité tourbillonnaire plus faible que celles du côté aval ce qui reste logique étant donné que le cisaillement amont se réduit au fur et à mesure que l'écart entre la vitesse du jet et de l'écoulement se réduit. Les structures côté amont ne présentent plus de périodicité spatiale

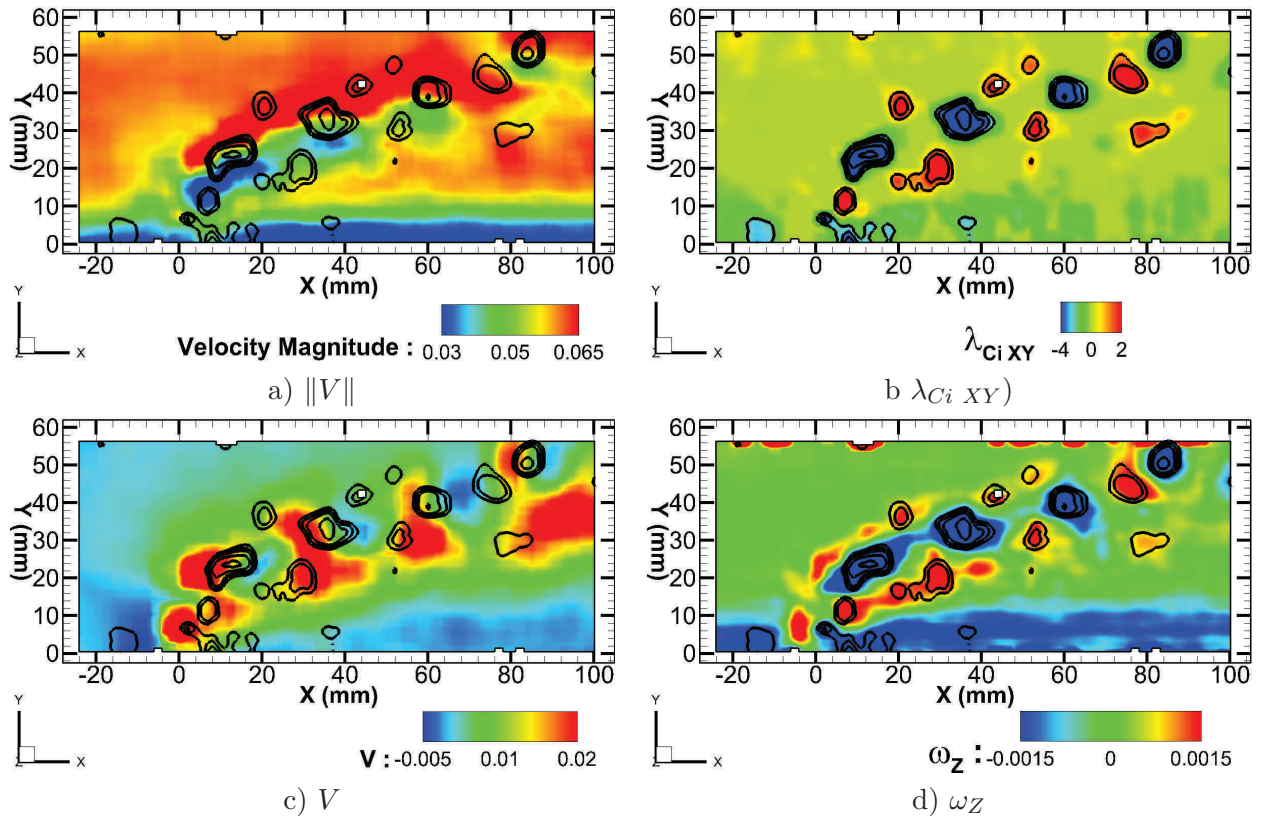


Figure 13.9: Configuration n° 12. Plan de symétrie coloré en : a) $\|V\|$, b) $\lambda_{CI XY}$, c) V , d) ω_Z . Sur chacun de ces plans sont ajoutées des isolignes de $\lambda_{CI XY}$ afin de visualiser la position des tourbillons.

très nette.

En plus des vortex des couches cisillées, on observe dans la couche limite en amont du jet :

- le tourbillon en fer à cheval,
- un tourbillon associé à la zone de très basse vitesse que nous appelons le *tourbillon de bulle de recirculation*,
- des tourbillons que nous appelons tourbillons de sillage de bulle de recirculation localisés dans la zone de couverture⁵.

Le tourbillon de bulle de recirculation est suffisamment stationnaire pour apparaître sur le champ moyen (cf figure 12.6 page 135), au contraire des tourbillons de sillage qui sont convectés dans la zone de couverture au rythme des vortex de couche cisillée aval sous et derrière lesquels ils sont positionnés. Le mécanisme de génération des tourbillons de sillage est développé dans la sous-section 13.4.2 à l'occasion de la figure 13.11 page 157.

Norme de la vitesse $\|V\|$: Les champs instantanés de la figure 13.9a et le zoom de la figure 13.10a page 156 effectué sur l'origine, présentent très précisément les mêmes caractéristiques : en amont sont observées une sur-vitesse associée au resserrement des lignes de courant de l'écoulement et une sous-vitesse au pied du jet, et en aval sont observés une zone de recirculation de très basse vitesse et une zone de couverture du jet par l'écoulement .

5. Si on les repère ici et pas à VR=1.71, cela est juste dû à leur intensités tourbillonnaires qui sont beaucoup plus faibles que les intensités tourbillonnaires des vortex de couches cisillées.

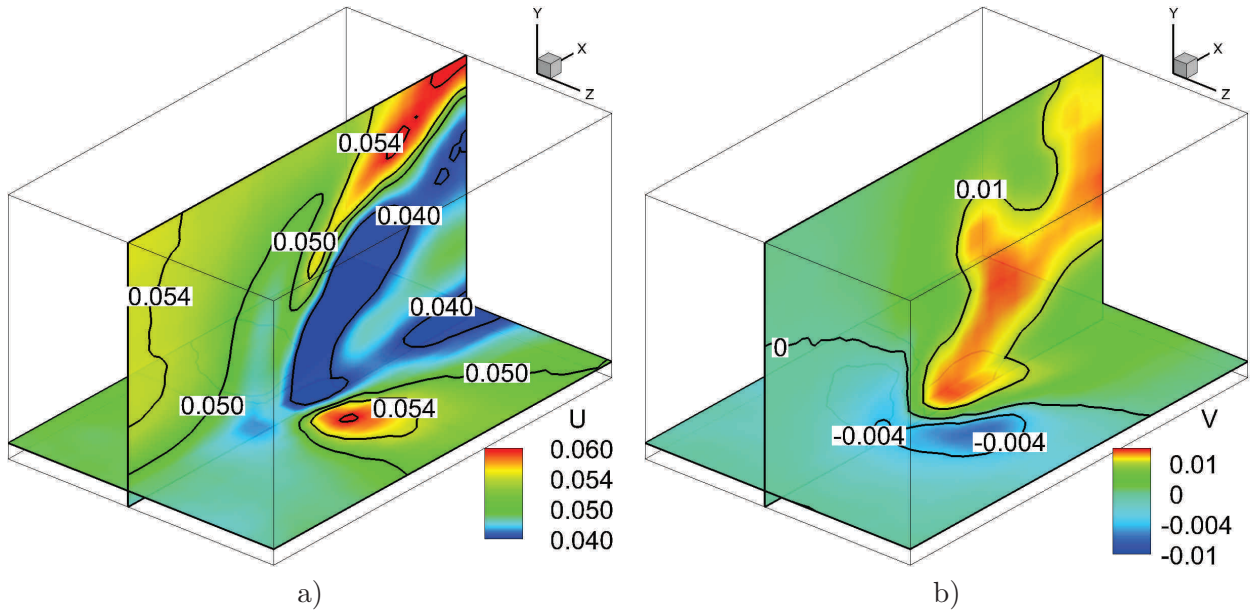


Figure 13.10: Vue 3D de la configuration n° 12 zoomée sur l'origine. a) Plan de symétrie et plan à $Y/D=0.125$ colorés en vitesse longitudinale U . b) Mêmes plans colorés en vitesse verticale V .

Pour $VR=1.39$, la modulation des champs de vitesse par les structures tourbillonnaires des couches cisailées est très notable. Entre les structures de couches cisailées l'écoulement est globalement accéléré, tandis qu'il est ralenti à l'extérieur. Cela est particulièrement visible sur la figure 13.9a où la présence d'une structure de couche cisailée aval s'accompagne systématiquement d'un minima de norme de vitesse. Ainsi, en plus de la couverture passive fournie par la présence du jet, les structures portées par la couche cisailée aval contribuent activement à ralentir l'écoulement dans la zone de couverture.

Vitesse verticale V : Pour les champs instantanés de vitesse verticale la différence avec le champ moyen est importante. L'effet des tourbillons de couches cisailées dans la modulation du champs de vitesse est d'autant plus important et visible que les vitesses générées par les tourbillons deviennent comparables à la vitesse du jet. Il n'est plus possible de parler en permanence d'une branche primaire modulée par la présence des tourbillons. Sur certains champs instantanés lorsque les vortex se sont suffisamment éloignés de l'injection (cf figure 13.10b page 156), la branche primaire est présente et continue, tandis que sur d'autres, elle est discontinue (figure 13.9c). Cependant, on continue à distinguer deux trajectoires privilégiées des zones de vitesses verticales positives : une trajectoire haute qui sera associée en champs moyens à la branche primaire et une trajectoire basse qui sera associée en champ moyen à la branche secondaire. Toujours pour $VR=1.39$, il est intéressant d'observer dans l'instantané que le passage des tourbillons donne lieu à une alternance de zones de fortes vitesses verticales positives et négatives qui moyennée en champ moyen donne une faible branche primaire. La branche secondaire du champ moyen se trouve quant à elle constitué d'une alternance de zones de fortes vitesses verticales positives et de zones de vitesse verticale nulle. Le pourquoi sera expliqué plus tard⁶ mais il est intéressant de noter dans l'immédiat que la différence de vitesse verticale positive des branches primaire et secondaire en champs moyens n'est pas due à des vitesses verticales positives moins intenses, mais à l'intensité des vitesses verticales négatives ou nulles qui s'intercalent entre.

6. Illustré par l'étude d'un TEV en champs lointain dans la section 13.4.7 page 161

13.4.2 Mécanisme de génération des tourbillons de sillage

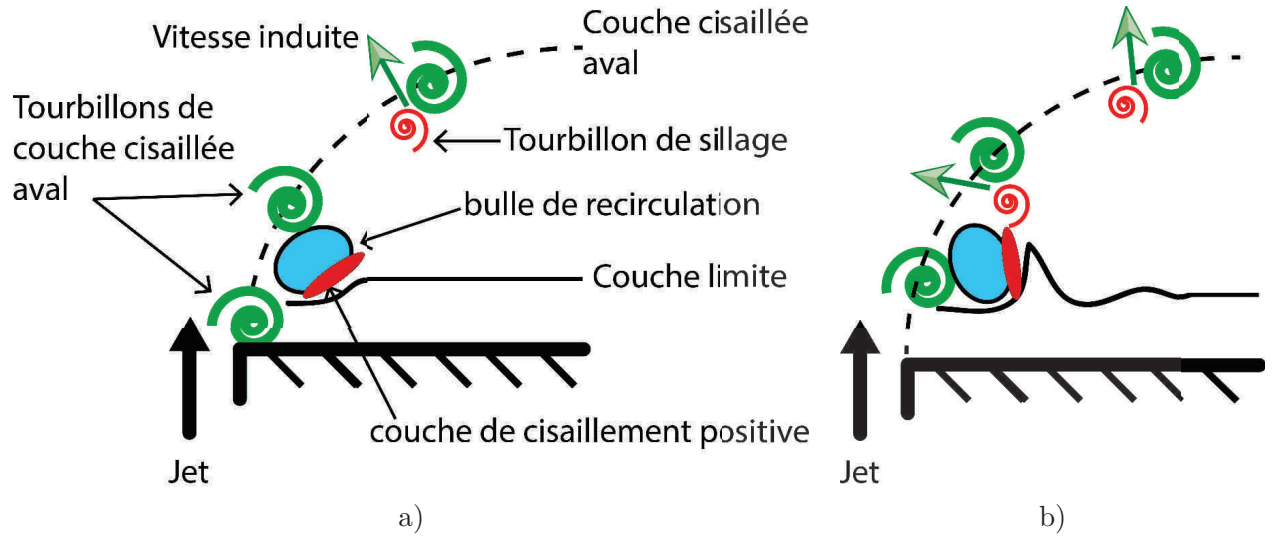


Figure 13.11: Schéma explicatif de notre hypothèse de mécanisme de génération des tourbillons de sillage. a) Premier temps. b) Second temps.

L'observation de la dynamique des champs instantanés permet de proposer une hypothèse expliquant la génération des tourbillons de sillage illustrée dans la figure 13.11 page 157.

A haut VR , les tourbillons de sillage sont absents. Ils commencent à apparaître lorsque la bulle de recirculation—la zone de très basse vitesse localisée aux creux de la courbure du jet— présente un fort cisaillement positif sur sa face aval (celle qui n'est pas en contact avec le jet). Ainsi, cette génération de tourbillon de sillage est fortement amplifiée par la mise en contact de la bulle de recirculation et de la couche limite et la création d'une intense couche cisailée positive. La déstabilisation en deux temps de la bulle de recirculation et de cette couche cisailée provoquée par le passage des TEV (figures 13.11a et b) est le cœur du mécanisme de création des tourbillons de sillage et explique la périodicité de leur génération en phase avec celle des TEV. Le déséquilibre d'intensité tourbillonnaire entre ces deux structures contra-rotatives crée une vitesse d'auto-induction qui attire le tourbillon de sillage et a tendance à faire tourner le tourbillon de sillage autour de la structure principale. La position du tourbillon de sillage se voit ainsi fixée par :

- la vitesse d'auto-induction qu'elle développe et qui l'entraîne autour du TEV,
- le blocage en haut dû à la présence de la couche de cisaillement aval du jet.

13.4.3 Structures tourbillonnaires

Dans les figures 13.12a et b page 158, une isosurface de λ_{Ci} colorée en λ_{CiXY} (figure 13.12a) (resp. λ_{CiYZ} dans la figure 13.12b) présente les structures tourbillonnaires de la figure 13.9 colorées suivant leurs composantes de rotations transversale et longitudinale.

Contrairement à la même figure présentée pour $VR=1.71$, un HSV est observé à la base du jet. Cela ne signifie pas qu'il n'était pas présent. Cela signifie uniquement que à $VR=1.39$ son intensité tourbillonnaire est du même ordre de grandeur que celle des autres tourbillons et qu'il devient visible pour la valeur de l'isosurface choisie. Comme on le verra dans le chapitre 21 page 275, ce comportement vient autant de la diminution d'intensité tourbillonnaire des autres structures instantanées que de l'augmentation de l'intensité tourbillonnaire du HSV autour de

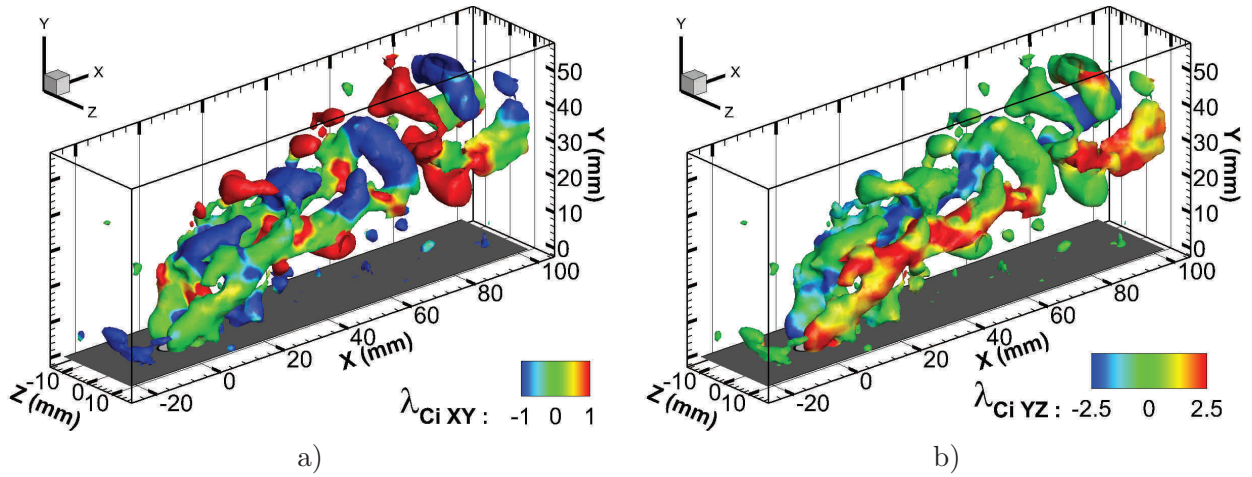


Figure 13.12: Vue 3D de la configuration n° 12. a) Isosurface de $\lambda_{CI} = 1.5 \text{ s}^{-1}$ colorée en $\lambda_{CI XY}$ afin de voir la composante de rotation transversale. b) Même isosurface colorée en $\lambda_{CI YZ}$ afin de voir la composante de rotation longitudinale.

$VR \approx 1$.

Les LEVs ont une intensité de tourbillonnement bien plus faible que celle des TEV. Ainsi, pour la valeur choisie de l'isosurface de λ_{CI} , seules les têtes des LEVs apparaissent. Elles se distinguent clairement dans la figure 13.9a en rouge devant les grosses têtes bleues des TEV. L'ensemble de la structure des TEV est donc clairement visible et présente un aspect similaire—quoique plus penchée—à la structure des TEV présentée dans la figure 13.4 page 149. Chaque tourbillon qui la constitue présente une forme de tourbillon en épingle, avec une tête tourbillonnant dans le sens horaire ($\lambda_{CI XY} < 0$) (13.9a) et des jambes dont les sens de rotation opposés génèrent une vitesse verticale positive (13.9b).

13.4.4 Squelette des structures tourbillonnaires

Les figures 13.13 a, b, c et d page 159 essayent d'extraire à l'aide de lignes de tourbillonnement le squelette des structures tourbillonnaires des couches cisailées amont et aval afin d'étudier leur relation. Comme pour les figures 13.4 page 149, elles utilisent une moyenne globale de phase⁷ réalisée à partir de la branche aval, à une phase qui correspond à peu près à celle des champs instantanés des figures 13.9 et 13.12 pages 155 et 158. Des lignes de tourbillonnement à la fois positives et négatives sont utilisées dans les figures 13.4 b et d tandis que seules des lignes de tourbillonnement négatives sont utilisées dans les figures 13.4 a et c.

Les figures 13.13 a et c présentent l'écoulement vue de côté et du dessus, et utilisent des lignes de tourbillonnement issues des structures tourbillonnaires négatives du plan de symétrie. Dans les figures 13.13 b et d présentant l'écoulement par le côté et le dessus, les lignes de tourbillonnement positives présentent des trajectoires erratiques et désordonnées, preuve que la méthode atteint ses limites pour la face amont. En effet, même si le plan de symétrie coloré en tourbillonnement transversal montre une périodicité côté amont qui semble être en phase, ce n'est plus le cas en réalité. Ceci est la figure 13.9b page 155. Il est sensé que les intensités de cisaillement des couches cisailées amont et aval, très différentes l'une de l'autre, présentent des sensibilités différentes aux instabilités de l'écoulement et des dynamiques de déstabilisations différentes.

7. En raison d'un bruit trop important dans les champs instantanés, et d'une résolution spatiale trop faible pour assurer la précision de la méthode.

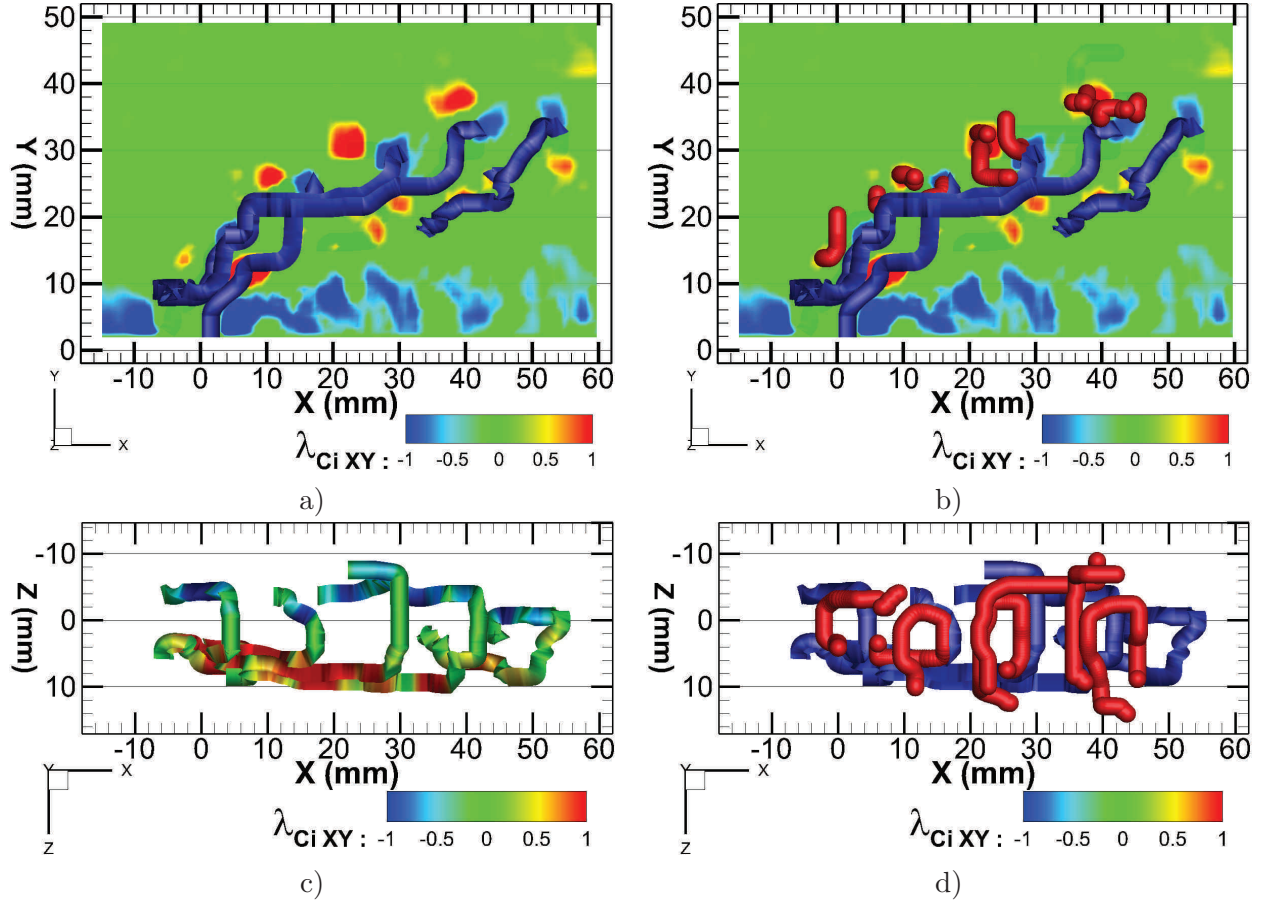


Figure 13.13: Configuration n° 12, moyenne de phase globale suivant la couche cisailée aval. a)&b) Plan de symétrie coloré en $\lambda_{Ci XY}$ et lignes de tourbillonnement partant des tourbillons : a) négatifs, b) négatifs et positifs. Vue de dessus. Lignes de tourbillonnement seulement : c) colorées en $\lambda_{Ci YZ}$, d) colorées suivant le signe du tourbillonnement du vortex dont elles partent.

La moyenne global de phase effectuée suivant la couche cisailée amont (non présentée ici), ne donne malheureusement pas de meilleurs résultats pour deux raisons :

- La diminution du nombre de structures sur la face amont réduit le nombre de champs moyennés par phase, ce qui réduit la précision de la méthode.
- La diminution de l'intensité tourbillonnaire des structures côté amont augmente par ailleurs le rapport signal sur bruit.

Les moyennes globales de phase montrent donc leurs limites pour ce VR. De manière à pouvoir néanmoins observer la structure des lignes de tourbillonnement négatives et son interaction avec la structure des lignes de tourbillonnement positives, des moyennes locales de phase sont utilisées dans les figures 13.14 et 13.16 pages 160 et 162

13.4.5 Structures tourbillonnaires en proche injection

Les figures 13.14 page 160 présentent une moyenne locale des états tourbillonnaires centrée sur le champ proche de l'injection du jet (voir figure 13.15 page 160). Les figures 13.14a et b présentent chacune la même isosurface de λ_{Ci} respectivement colorée en tourbillonnement transversal et longitudinal. On y voit deux branches contra-rotatives de tourbillonnement longitudinal

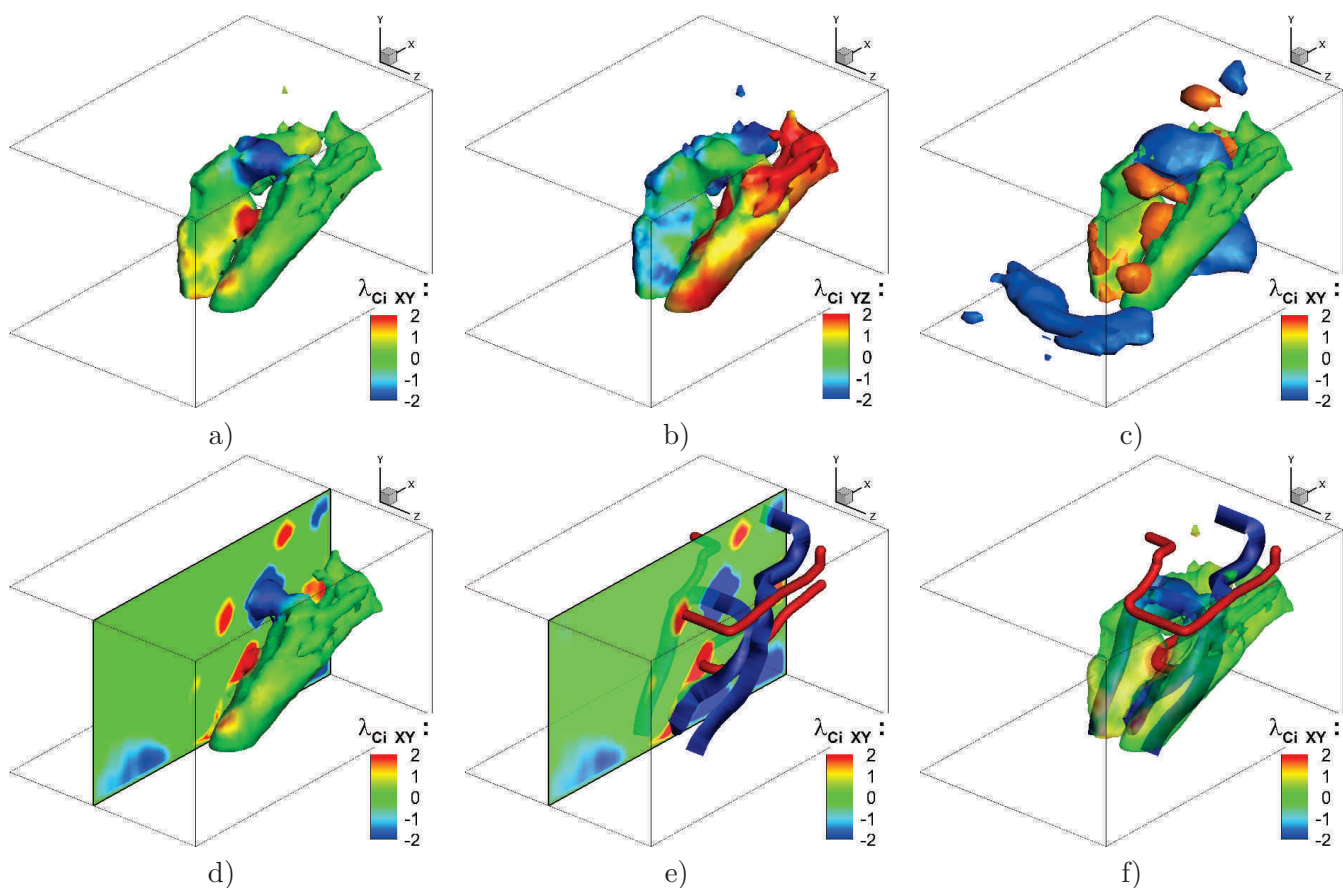


Figure 13.14: Configuration n° 12, moyenne locale des états tourbillonnaires centrée sur le voisinage de l'origine du jet. a) Isosurface de $\lambda_{Ci} = 2.8 \text{ s}^{-1}$ colorée en $\lambda_{Ci \text{ } XY}$. b) Même isosurface colorée en $\lambda_{Ci \text{ } YZ}$. c) Même isosurface colorée en $\lambda_{Ci \text{ } XY}$ et isosurfaces de $\lambda_{Ci \text{ } XY} = \pm 1.5 \text{ s}^{-1}$, d) Isosurface principale et plan de symétrie coloré en $\lambda_{Ci \text{ } XY}$. e) Plan de symétrie coloré en $\lambda_{Ci \text{ } XY}$ et lignes de tourbillonnement partant des tourbillons négatifs et positifs. f) Isosurface principale et lignes de tourbillonnement.

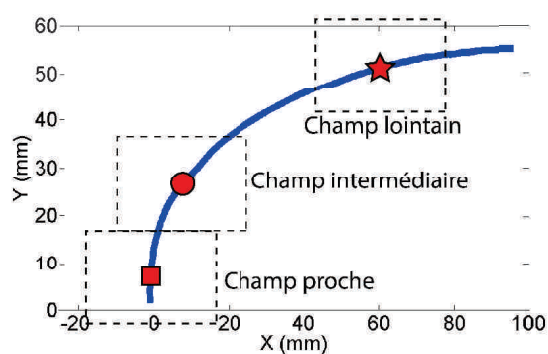


Figure 13.15: Localisations le long de la trajectoire de jet des champ proche, intermédiaire et lointain présentés dans les figures 13.14 et 13.16 pages 160 et 162.

reliées par des arches de tourbillonnement transversal. Cette vue est cependant trompeuse car elle fait uniquement ressortir les structures tourbillonnaires les plus fortes.

La figure 13.14c montre que d'autres structures tourbillonnaires de moindre intensité sont pré-

sentes dans le plan de symétrie.

La figure 13.14*d* ajoute ainsi à l'isosurface initiale de λ_{Ci} deux isosurfaces de λ_{CiXY} positives et négatives supplémentaires et fait apparaître le HSV, un petit LEV devant le TEV principal de la figure 13.14*a* et un autre couple LEV/TEV sortant du domaine de visualisation.

Finalement, les figures 13.14*c* et 13.14*f* utilisent des lignes de tourbillonnement générées à partir des structures tourbillonnaires du plan de symétrie de la figure 13.14*e*.

Pour les lignes de tourbillonnement issues des structures négatives (en bleu), on retrouve une orientation des jambes de ces boucles tourbillonnaires dirigée vers l'injection.

Les lignes de tourbillonnement issues des structures positives sont au nombre de deux :

- La plus haute est située sur le devant du jet, et correspond à un LEV.
- La seconde, plus basse et située derrière les TEV, correspond à la bulle de recirculation.

Dans les deux cas, ces tourbillons se présentent sous la forme de boucles dont les bras sont dirigés dans la direction aval. La figure 13.14*f* permet d'apprécier comment la conjugaison de ces lignes de tourbillonnement bien distinctes donne lieu à une seule et même isosurface qui donne une impression de continuité trompeuse.

13.4.6 Structures tourbillonnaires en champs intermédiaires et lointains

Les figures 13.16 page 162 présentent une moyenne locale des états tourbillonnaires centrée sur le champ au plus fort de la courbure pour la figure 13.16*a*, et sur le champ lointain pour les figures 13.16*b,c,d,e* et *f* (voir figure 13.15 page 160).

Dans la figure 13.16*a*, à mi-courbure, le squelette des lignes de tourbillonnement issues des structures positives et négatives du plan de symétrie présente exactement l'organisation en boucles. Le champ lointain présent dans le reste des figures a ceci de particulier qu'il n'y a plus de lignes de tourbillonnement positif, et que les jambes des lignes de tourbillonnement négatives sont quasiment alignées avec le crossflow, à l'exception d'un léger angle (figure 13.16*b*). Ainsi, l'essentiel du tourbillonnement des jambes est orienté dans la direction longitudinale (figure 13.16*c*). On y retrouve également l'organisation de l'entremêlement des jambes de deux structures successives : la plus avancée a les jambes arrivant entre les jambes de la structure qui la précède (figures 13.16*c* et *d*).

La figure 13.16*d* est l'occasion d'insister encore une fois sur le fait qu'il faut faire très attention aux interprétations des isosurfaces seules : une isosurface de tourbillonnement continue ne signifie aucunement la présence d'un unique tourbillon (en bas), et de même une isosurface discontinue n'est pas signe de l'absence de tourbillon (en haut).

13.4.7 Le LEV en champs lointain

En définitive, la structure élémentaire du champs lointain prend la forme d'un hairpin (figure 13.16*e*). Les jambes du hairpin induisent une vitesse verticale positive entre elles et négative à l'extérieur. Quant à elle, la tête induit à son niveau dans le plan de symétrie de la structure, une vitesse verticale négative devant elle et une vitesse verticale positive derrière elle (figure 13.16*f*). On comprend bien ainsi comment l'orientation même de ces boucles tourbillonnaires et leur direction de déplacement au sein de l'écoulement va structurer le champs moyen. Le balayage de l'espace dans la direction longitudinale permet aux vitesses verticales positives et négatives issue des jambes de persister fortement en champ moyen, tandis que les contributions positives et négatives issue de la tête vont s'annuler et donner lieu à une vitesse verticale très faible. C'est d'ailleurs ce qui est observé dans les champs moyens à bas VR (figure 12.10 page 141).

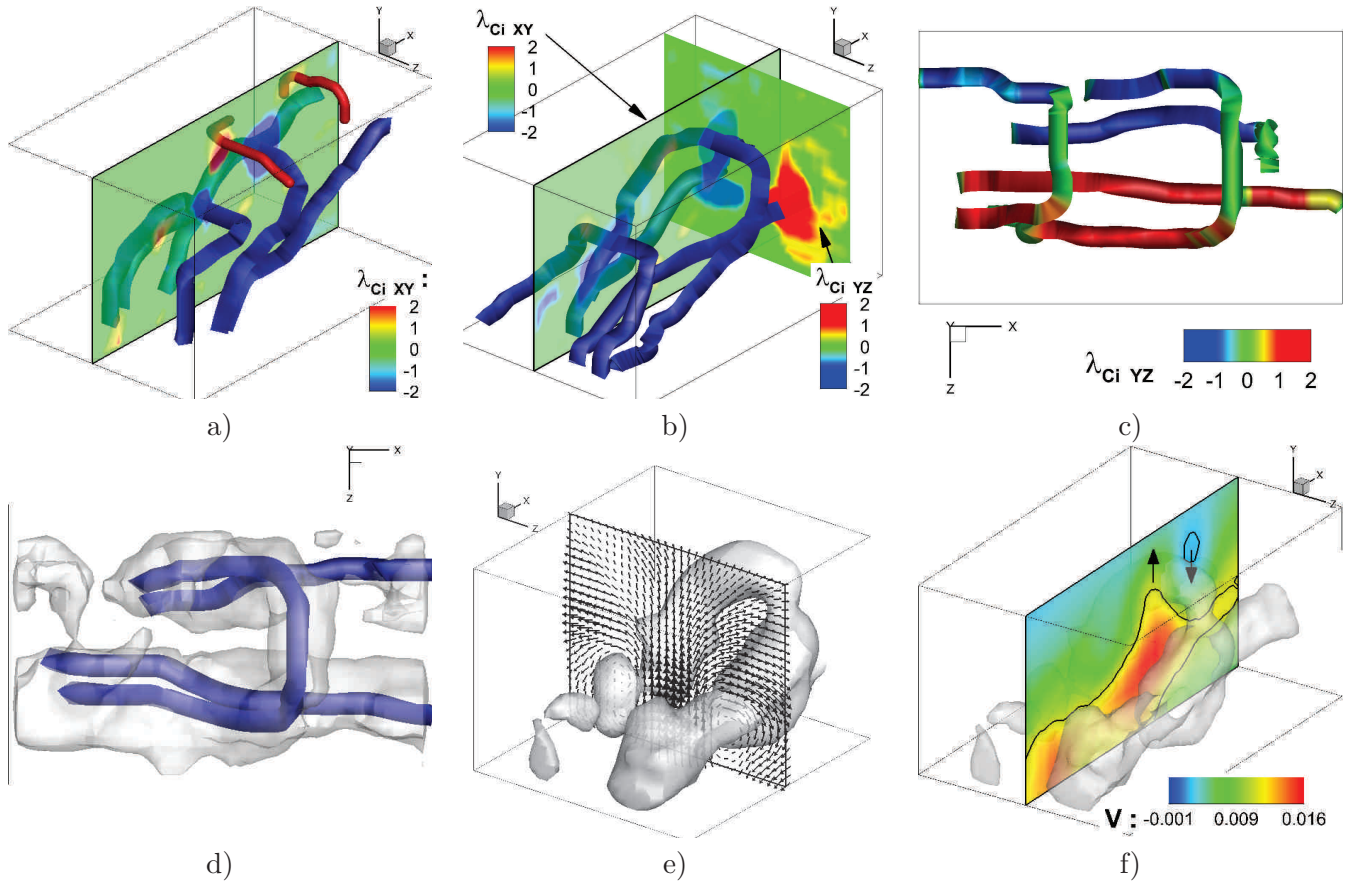


Figure 13.16: Configuration n° 12, moyenne locale des états tourbillonnaires. a) Champ intermédiaire. Plan de symétrie coloré en $\lambda_{Ci XY}$ et lignes de tourbillonnement. b)–f) Champ lointain. b) Plan de symétrie coloré en $\lambda_{Ci XY}$, Plan transversal coloré en $\lambda_{Ci YZ}$ et lignes de tourbillonnement. c) Mêmes lignes de tourbillonnement vue de dessus et colorées en $\lambda_{Ci YZ}$. d) Vue de dessus. Isosurface de $\lambda_{Ci} = 2 \text{ s}^{-1}$ et lignes de tourbillonnement. e) Même isosurface et plan transversal vectorisé. f) Même isosurface et plan de symétrie coloré en V .

13.4.8 Toujours pas de CRVP...

Un des résultats importants de cette partie topologique est qu'aucune grande structure tourbillonnaire assimilable à une paire de tourbillons contra-rotatifs n'a été décelé pour ce ratio de vitesses.

13.4.9 Conclusion de la topologie du JICF pour $VR=1.39$

Conformément à l'intuition la topologie du JICF pour $VR=1.39$ reste une topologie classique. L'écoulement penche un jet fortement modulée par la présence des LEV et TEV. La couche de cisaillement amont affaiblie génère moins régulièrement des LEV moins intenses. Le cas $VR=1.39$ présente donc une topologie déformée, qui n'est plus canonique, mais qui conserve toutes les caractéristiques de la topologie classique dans les champs de vitesse, de vorticité et de tourbillonnement.

13.5 Topologie instantanée pour VR=0.90

Pour VR=0.90, on est passé en dessous de la valeur seuil de VR=1. Le différentiel de vitesse entre la vitesse du jet et celle de l'écoulement est inversé. L'intuition première pourrait être de penser que la topologie du JICF ait subi une transition.

Cette section se propose de regarder d'un peu plus près ce qu'il se passe réellement, de manière à infirmer ou confirmer cette intuition.

13.5.1 Champs de vitesses

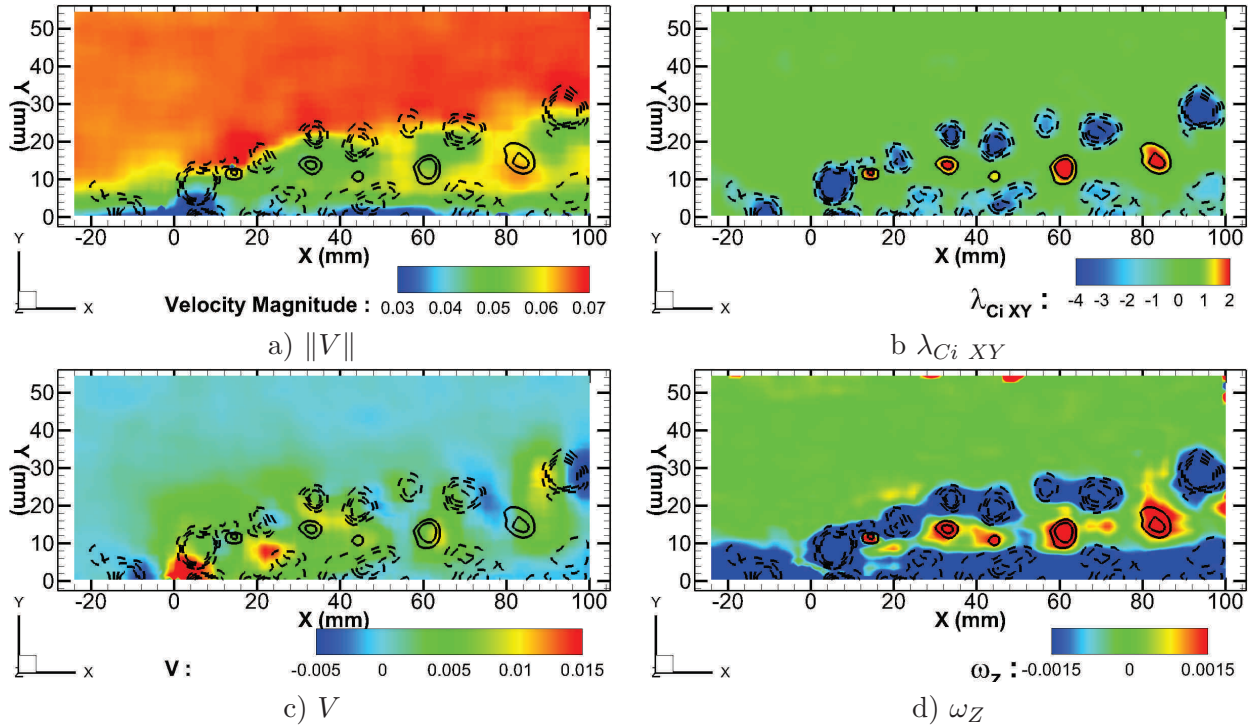


Figure 13.17: Configuration n° 10. Plan de symétrie coloré en : a) $\|V\|$, b) $\lambda_{Ci XY}$, c) V , d) ω_Z . Sur chacun de ces plans sont ajoutés des isolignes de $\lambda_{Ci XY}$ afin de visualiser la position des tourbillons.

La figure 13.17 présente pour un ratio de vitesses VR=0.90 (inférieur à l'unité, correspondant à la configuration n° 10. de la table 16.1 page 214) et dans le plan de symétrie du jet, des plans de coupe des champs instantanés colorés en norme de la vitesse $\|V\|$ (figures 13.17a), en vitesse verticale V (figures 13.17b), en vorticité transversale ω_Z (figures 13.17c), en tourbillonnement transversal $\lambda_{Ci XY}$ (figures 13.17d).

Champ de tourbillonnement transversal $\lambda_{Ci XY}$: Le champ de tourbillonnement transversal (figure 13.17b) révèle encore la présence de multiples structures tourbillonnaires :

- Le HSV, le tourbillon en fer à cheval en tourbillonnement négatif ;
- Les vortex de couche cisailée aval⁸ en tourbillonnement négatif.
- Les vortex de couche cisailée amont brillent quant à eux par leur absence ;

8. Que rien ne permet d'appeler encore TEV, étant donné qu'il n'est pas sûr que l'écoulement suit bien une topologie "classique".

- La bulle de recirculation et les tourbillons de sillage qui restent en phase, systématiquement situés en dessous et légèrement en amont des vortex de couches cisailées aval (voir aussi pour $VR=1.39$ la figure 13.9b page 155b) ;
- Des tourbillons de paroi, très bas dans la couche limite en tourbillonnement négatif. Ces tourbillons négatifs sont d'ailleurs tous situés à la verticale de vortex de couches cisailées aval et en dessous légèrement en aval d'un vortex de sillage.

L'apparition des tourbillons de paroi n'est pas nouvelle en soi. On peut en effet déjà les distinguer à $VR=1.39$ dans la figure 13.9b page 155. Ce qui a changé, c'est que l'intensité tourbillonnaire de ces tourbillons a fortement augmenté, alors que la trajectoire du jet se situe juste au contact de la couche limite. Ces tourbillons de paroi, à l'instar des tourbillons de sillage, sont donc directement issus de l'interaction entre le jet et la couche limite.

Mécanisme de formation des tourbillons de paroi : Au vu de la position des tourbillons de paroi, juste devant les tourbillons de sillage et collés à la paroi, il est raisonnable de proposer comme hypothèse que les tourbillons de paroi sont directement générés par la présence des tourbillons de sillage en proche paroi, et qu'ils sont des tourbillons secondaires de recirculation (voir figure 13.18 page 164).

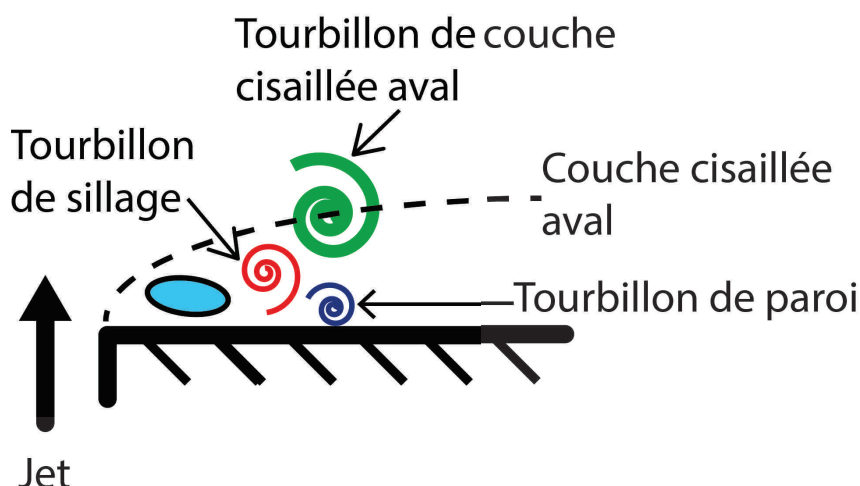


Figure 13.18: Mécanisme de formation des tourbillons de paroi.

Norme de la vitesse $\|V\|$ et vitesse verticale V : Les champs instantanés de norme de la vitesse $\|V\|$ et de vitesse verticale V (figures 13.17a et 13.17c) conservent des caractéristiques topologiques similaires à $VR=1.39$.

En amont sont observées une sur-vitesse associée au resserrement des lignes de courant de l'écoulement et une sous-vitesse au pied du jet.

En aval se trouvent une zone de recirculation de très basse vitesse et une zone de couverture du jet par l'écoulement .

Abordons à présent les différences.

Le jet présente une trajectoire beaucoup plus couchée qui le fait évoluer après l'injection sur plusieurs diamètres de jet dans la couche limite. Comme on l'avait déjà évoqué pour les champs moyens, la zone de très basse vitesse associée à la bulle de recirculation est alors plaquée dans la couche limite. Les vitesses verticales positives et négatives sont bien moins fortes, soit en raison de la baisse de VR , soit parcequ'elles sont affectées par l'évolution dans la couche limite.

13.5.2 $VR < 1$ et questions légitimes

Quelques questions pourraient légitimement être posées :

1. Pourquoi parler des structures négatives de la couche cisailée aval ?
2. Alors que le différentiel de vitesse entre le jet et le crossflow s'est inversé, ne doit-il pas après tout en être de même pour le signe des couches de cisaillement ?
3. Les fortes structures négatives supérieures ne pourraient-elles pas être les vortex de couche de cisaillement amont, tandis que les structures positives juste en dessous seraient les vortex de couche de cisaillement aval ?

Cette proposition topologique ne tient pas pour plusieurs raisons.

- Tout d'abord le champ instantané de vorticité transversale de la figure 13.9d présente bel et bien la marque extrêmement localisée d'un cisaillement positif amont⁹. Toute petite, mais elle est là.
- La seconde raison tient à la position spatiale des structures négatives et positives de couche cisailée dite aval. Un jet ainsi organisé serait tout simplement trop en aval par rapport à l'injection de la buse, même en considérant que le jet à bas ratio de vitesses est légèrement repoussé en aval par l'écoulement.
- La dernière raison trouve sa source dans la transition progressive que nous observons sur l'ensemble de la gamme de VR . Si le champ instantané actuel ne présente pas de tourbillon sur la faible couche cisailée amont de la figure 13.9d cela n'est pas toujours le cas pour chaque pas de temps¹⁰. La concaténation sur une seule figure de tous les tourbillons montre un léger nuage de structure (voir la section 14.2 page 179).

13.5.3 Structures tourbillonnaires

Dans les figures 13.19a et b page 166, une isosurface de λ_{Ci} colorée en λ_{CiXY} (figure 13.19a) (resp. λ_{CiYZ} dans la figure 13.19b) présente les structures tourbillonnaires de la figure 13.17 page 163 et les composantes de rotation transversale et longitudinale de ces structures.

On observe que le HSV est toujours présent devant l'injection du jet.

Quant au reste de la structure tourbillonnaire de λ_{Ci} , elle présente un aspect très proche de celle des TEV présentée dans la figure 13.4 page 149. Par contre, à la différence de $VR=1.39$, aucun tourbillon de couche cisailée amont n'est présent dans le volume, et ce quelque soit la valeur choisie pour l'isosurface de λ_{Ci} .

Cependant, si cette isosurface ressemble très fortement à l'allée de TEV à $VR=1.39$, cela n'est pas suffisant pour qualifier ces tourbillons de TEV. Après tout, cette disposition de tourbillon évoque aussi fortement l'allée de tourbillon en épingle présentée dans la topologie d'écoulement de Brizzi [59] (figure 11.9 page 121), à ceci près que le HSV n'est pas présent dans cette topologie.

Ces figures sont également à mettre en correspondance avec les résultats de simulations numériques récentes réalisée par Ilak & al [65], qui présentent pour des ratios de vitesses similaires une configuration tourbillonnaire ressemblant à celle de nos mesures.

13.5.4 Squelette des structures tourbillonnaires

Les figures 13.20 a et b page 166 présentent, à l'aide de lignes de tourbillonnement, le squelette des structures tourbillonnaires des couches cisailées amont et aval. Contrairement aux

9. comme dans le champ moyen

10. Enfin, le champs instantané présenté ici est quand même représentatif!

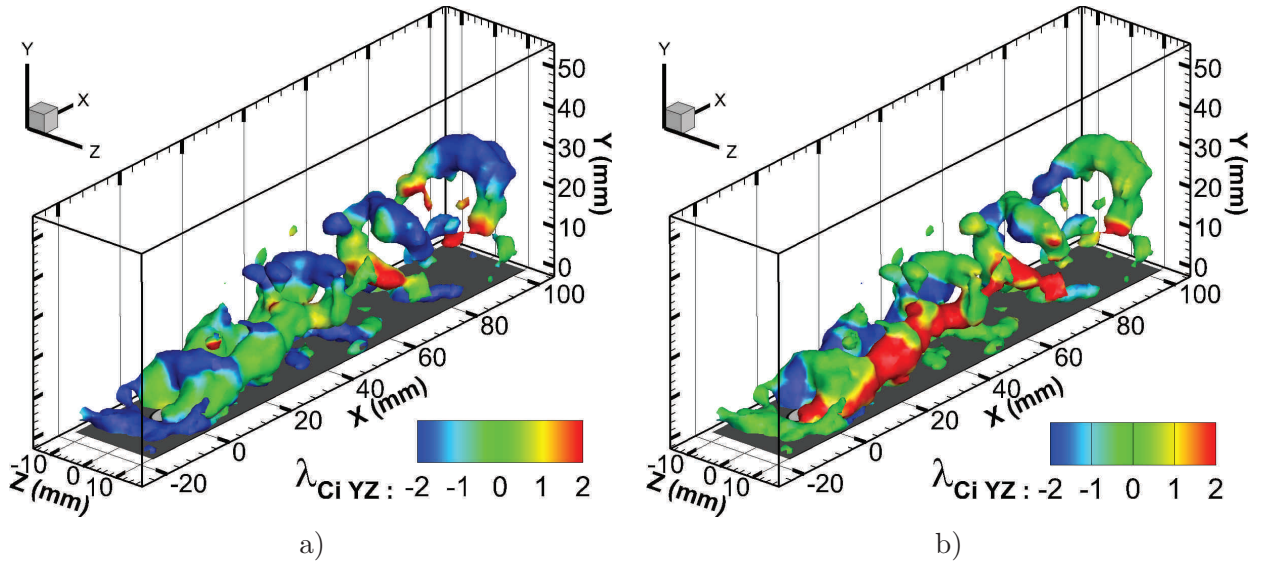


Figure 13.19: Vue 3D de la configuration n° 10. a) Isosurface de $\lambda_{CI} = 1.5 \text{ s}^{-1}$ colorée en $\lambda_{CI XY}$ afin de voir la composante de rotation transversale. b) Même isosurface colorée en $\lambda_{CI YZ}$ afin de voir la composante de rotation longitudinale.

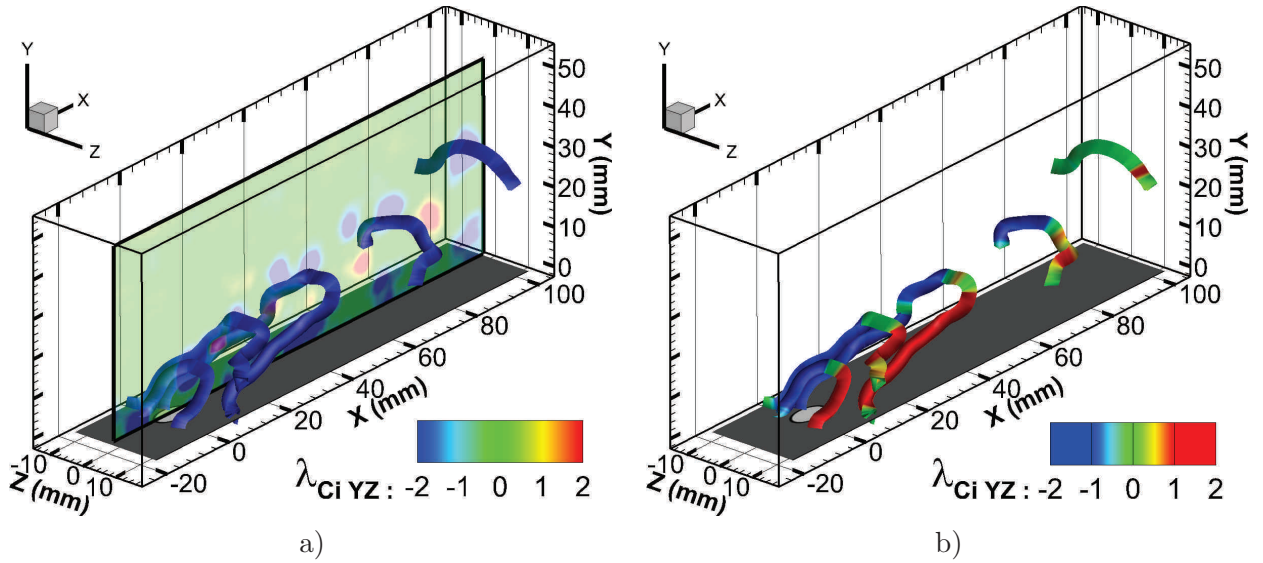


Figure 13.20: Configuration n° 10. Champ instantané. a) Plan de symétrie coloré en $\lambda_{Ci XY}$ et lignes de tourbillonnement. b) Même lignes de tourbillonnement colorées en $\lambda_{Ci YZ}$.

figures 13.4 et 13.13 pages 149 et 159 pour les ratios de vitesses $VR=1.39\text{--}1.71$, elles utilisent directement les champs instantanés présentés jusqu'à présent (figures 13.17 et 13.19 pages 163 et 166), ce qui permet une discussion sans ambiguïté sur les lignes de tourbillonnement des vortex de couche cisailée aval. Cela est rendu possible par l'intensité tourbillonnaire forte de ces structures, leur grande taille, et l'espacement important entre deux tourbillons successifs. Tous ces critères autorisent l'utilisation d'un suivi des lignes de courant alors que la résolution spatiale n'est que de 1 vecteur/mm¹¹ pour les champs instantanés. Les figures 13.20 a et b montrent que l'on a effectivement une allée de boucles tourbillonnaires ressemblant fortement à celle observées

11. Résolution spatiale à peu près optimale pour cette épaisseur de volume d'éclairage

pour $VR=1.39$.

On remarque cependant que les deux dernières lignes tourbillonnaires sont plus espacées entre elles que ne le sont les trois premières.

13.5.5 Interaction couche limite, convection des structures tourbillonnaires

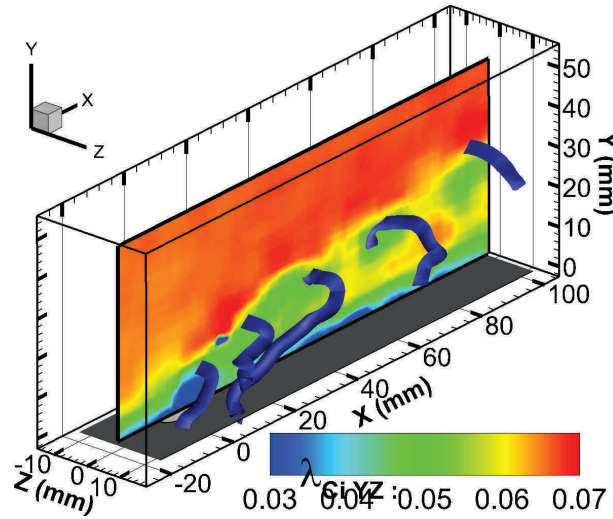


Figure 13.21: Configuration n° 10. Même champ instantané que la figure 13.20. a) Plan de symétrie coloré en norme de la vitesse $\|V\|$ et lignes de tourbillonnement.

La figure 13.21 page 167 permet de comparer la position verticale de ces lignes de tourbillonnement avec le champ de norme de la vitesse dans le plan de symétrie. Les deux dernières structures sont situées en dehors de la couche limite. Hors de la zone de basse vitesse de proche paroi, l'écart croissant entre structures successives marque la pénétration des tourbillons dans le crossflow, ce qui augmente leur vitesse de convection vers l'aval.

Les figures 13.22a et b page 168 présentent une isosurface de norme de la vorticité. Dans la figure 13.22a, on peut voir comment la présence du jet déforme la couche limite pour former une bulle de cisaillement, une coque au sein de laquelle régnent les basses vitesses et où se développent les tourbillons de sillage et de paroi. La coloration en vorticité verticale met en évidence le cisaillement latéral généré par les sur-vitesses et le contournement du jet par l'écoulement.

La figure 13.22b ajoute à cette isosurface plusieurs plans longitudinaux et transversaux colorés en norme de la vitesse. La déformation d'une isoligne de norme de la vitesse initialement plate permet de mieux apprécier le relèvement des basses vitesses au centre du jet, et l'accélération de l'écoulement à l'extérieur du jet en proche paroi.

Ces visualisations apportent une confirmation aux hypothèses de Gopalan & al [64] concernant cette "coquille" de cisaillement abritant une zone de basse vitesse (voir figure 11.10 page 122). Ainsi dans le cas d'un jet à bas ratio de vitesses dont la trajectoire est suffisamment basse dans la couche limite, la zone de recirculation et la zone de basse vitesse sont confinées par le jet et collées à la paroi.

La création de cette zone de couverture complètement fermée est donc à la fois issue du contournement du jet par le crossflow et de l'interaction avec la couche limite possible bas ratio de vitesse. Cette zone est délimitée de chaque côté par de forts cisaillements verticaux, par le haut par la couche de cisaillement aval du jet, et en bas par la présence de la paroi.

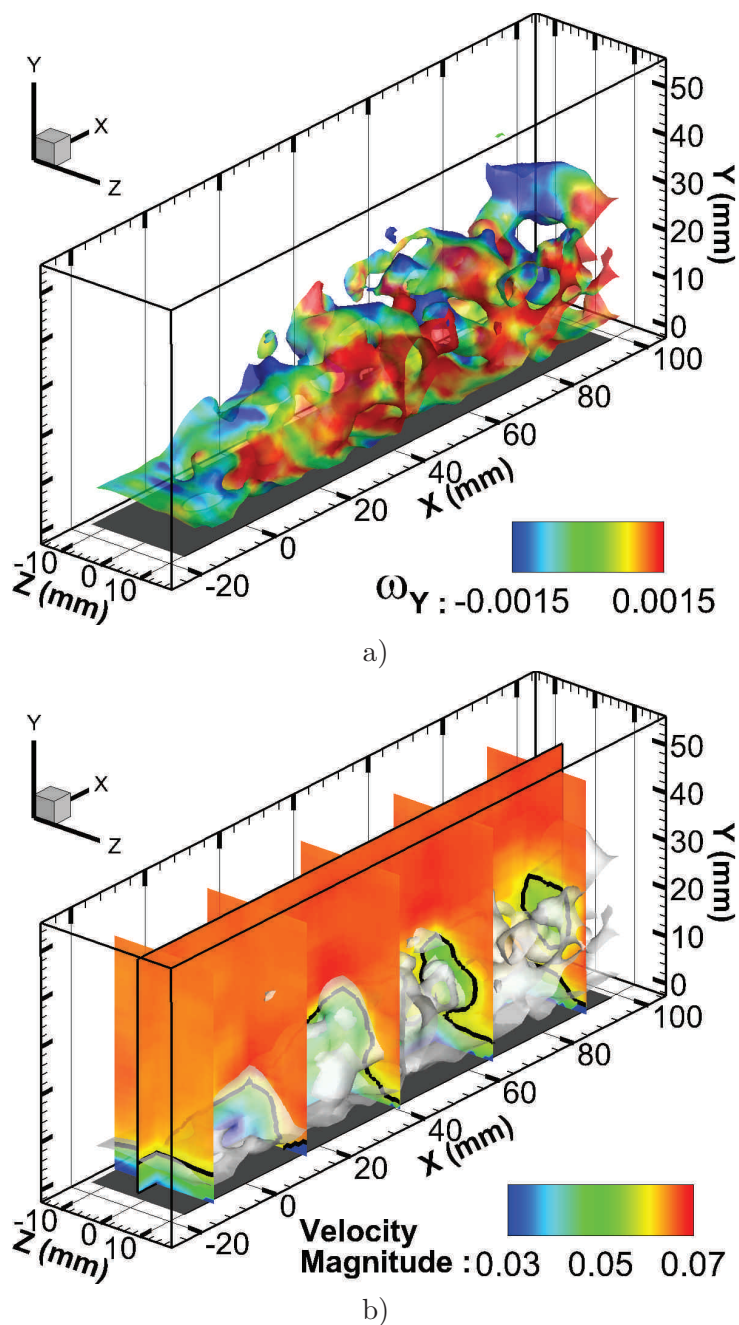


Figure 13.22: Configuration n° 10. a) Isosurface de $\|\omega\|$ colorée en cisaillement vertical ω_Y . b) Même isosurface. Plan de symétrie et plan transversaux colorés en $\|V\|$. Une isoligne de $\|V\| = 0.8 \cdot U_\infty$ illustre la déformation de la couche limite.

Dans ce cas, la vitesse verticale positive entre le CRVP ne peut pas ramener à l'intérieur de la zone de couverture du fluide rapide et il ne se forme donc pas de structure en "haricot". Au contraire, le CRVP relève du fluide de la très proche paroi et renforce encore plus la de basse vitesse longitudinale de cette zone. En parallèle, la vitesse verticale négative à l'extérieur du CRVP rabaisse la couche limite et contribue à l'accélération locale de l'écoulement qui contourne le jet et au cisaillement verticale qui délimite cette coquille semi-cylindrique de cisaillement.

Cette zone constitue donc une zone fortement confinée de très basse vitesse, qui va se révéler

être¹² un piège à structures tourbillonnaires en concentrant les tourbillons en très proche paroi.

13.5.6 Conclusion de l'étude de la topologie du JICF pour VR=0.90

Une caractéristique essentielle de la physique du JICF pour VR=0.90 est l'interaction forte entre les structures tourbillonnaires issues du jet et la couche limite.

Cette interaction se manifeste par la formation de tourbillons en très proche paroi, générés et poussés par les tourbillons de sillage. La formation de ces derniers sollicite également l'interaction forte entre la couche limite et la bulle de recirculation du jet.

Dans les deux cas le confinement vertical (réalisé par la couche cisailée aval du jet sur la couche limite) des structures tourbillonnaires longitudinales dans la couche limite est nécessaire pour expliquer la création de ces structures.

Il convient également de se poser la question du rôle du confinement transversale (figure 13.22 page 168). Quelle est sa part et son rôle sur le confinement des tourbillons, la modification de leurs propriétés de transport, ou la génération de nouvelles structures tourbillonnaires ?

En ce qui concerne le reste de la topologie, les similarités observées aussi bien dans le plan de symétrie qu'à l'aide des isosurfaces et des lignes de tourbillonnement pourraient indiquer que malgré le ratio de vitesses inférieur à 1, le JICF conserve une topologie classique, bien que très fortement déformée. Mais la possibilité qu'une transition ait eu lieu n'est pas à écarter.

Enfin, une transition a-t-elle eu lieu ? Et dans ce cas-là quelle type de transition, et comment la caractériser ? Le type de visualisation utilisé dans ce chapitre ne nous permet pas de répondre à ces questions avec certitude. Un autre type de représentation ou d'analyse est donc nécessaire afin de trancher la question.

13.6 Topologie pour de très bas ratios de vitesses (VR=0.16)

Pour un ratio de vitesses aussi faible, les champs moyens ont présentés de nombreuses bizarreries signifiant que quelque chose avait définitivement changé dans les champs instantanés : branche secondaire de vitesse verticale présentant une trajectoire plate (figure 12.10 page 141), absence de HSV, absence de connections entre les branches positives et négatives du CRVP (figure 12.11d page 144) Cette section se propose de regarder d'un peu plus près ce qu'il se passe réellement, afin de savoir si la topologie d'écoulement pour un ratio de vitesses aussi bas est simplement réductible à celle d'un jet qui se trouverait complètement couché et rabattu à l'horizontale par le crossflow.

13.6.1 Champs de vitesses

La figure 13.23 page 170 présente, dans le plan de symétrie du jet, des plans de coupe des champs instantanés colorés en norme de la vitesse $\|V\|$ (figures 13.23a), en vitesse verticale V (figures 13.23b), en vorticité transversale ω_z (figures 13.23c), et en tourbillonnement transversal $\lambda_{C_i XY}$ (figures 13.23d) pour un ratio de vitesses VR=0.16 pour la configuration n°7 (Table 16.1 page 214).

Les différents champs instantanés présentent des différences marquantes avec ce qui a été présenté jusqu'à présent.

Le champ de tourbillonnement transversal (figure 13.23b) ne présente plus qu'une suite de tourbillons négatifs régulièrement espacés et situés dans la couche limite. Aucune autre structure ne ressort systématiquement. On ne voit ni tourbillon de bulle de recirculation, ni tourbillon de sillage, ni tourbillon de paroi (malgré la présence en très proche paroi de ces gros tourbillons

12. voir la figure 20.1 page 272

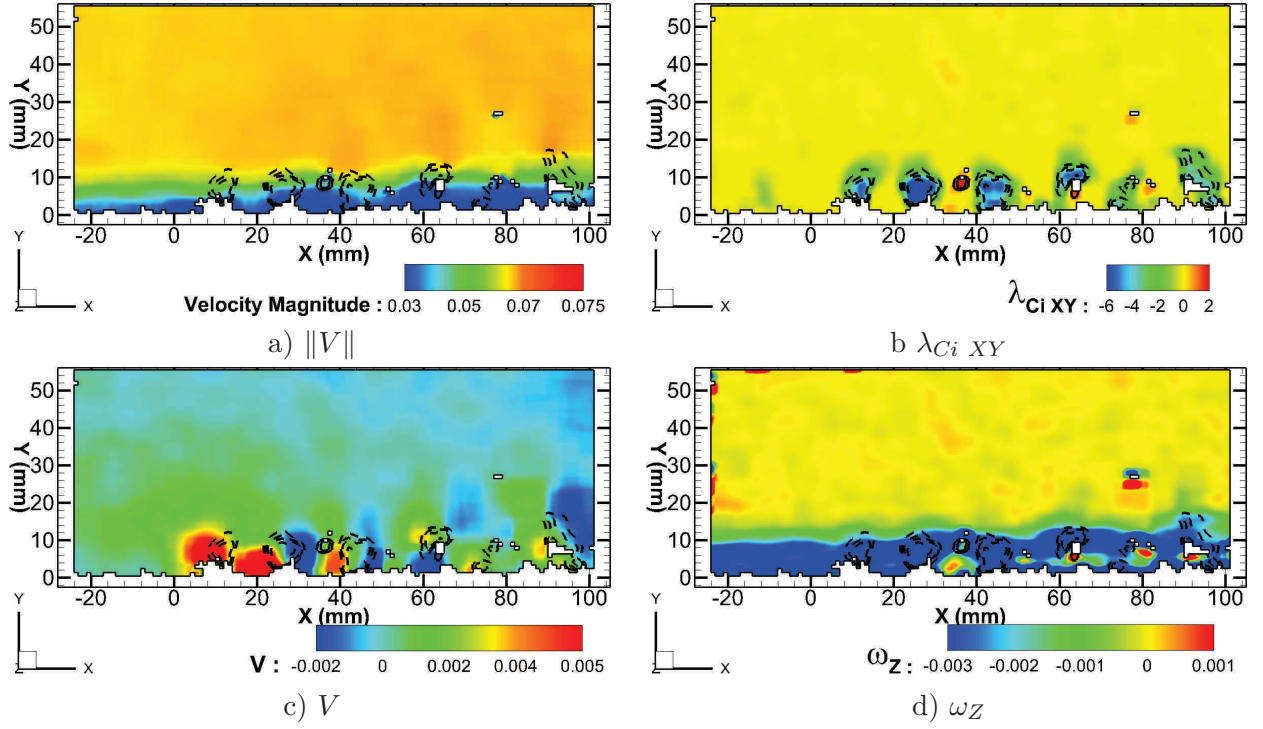


Figure 13.23: Configuration n° 7. Plan de symétrie coloré en : a) $\|V\|$, b) $\lambda_{CI XY}$, c) V , d) ω_Z . Sur chacun de ces plans sont ajoutés des isolignes de $\lambda_{CI XY}$ pour pouvoir visualiser la position des tourbillons transversaux.

intenses), ni tourbillon en fer à cheval. La disparition du HSV est loin d'être anecdotique. Quand on regarde l'ensemble des champs instantanés, on ne retrouve pas de tourbillons stationnaires en amont du jet que l'on puisse assimiler au HSV.

Sans surprise, ces tourbillons créent de part et d'autre des vitesses verticales positive et négatives (figure 13.23c). Un bourgeon de vitesse verticale positive fait écho à celui du champ moyen. Il n'est pas présent systématiquement et peut éventuellement être la marque de la présence d'un jet intermittent.

Le champ de norme de la vitesse (figure 13.23a) présente un épaississement et une oscillation de la couche limite clairement attribuable à la présence des tourbillons.

Enfin le passage des tourbillons dans la couche limite crée localement un cisaillement positif en très proche paroi.

13.6.2 Structures tourbillonnaires

Les isosurfaces de λ_{CI} colorées en tourbillonnement transversal (figure 13.24a) et longitudinal (figure 13.24b) confirment une organisation des structures tourbillonnaires en une allée de tourbillons en épingles (une allée de *hairpin vortices*) qui évoluent sur la paroi sans sortir de la couche limite. Les figures 13.24c et d présentent les lignes de tourbillonnement issues de ce champ instantané. Elle montre comment à partir de l'injection, juste en aval du jet, les lignes de tourbillonnement principalement transversale se retrouvent pincées au niveau de la tête puis étirées. Le squelette montre également que les jambes des hairpins ne s'entremêlent pas nécessairement pour former une structure commune, tel qu'on l'avait constaté à plus haut VR. Bien au contraire, les structures sont clairement distinctes et éloignées les unes des autres (proportionnellement à leur taille).

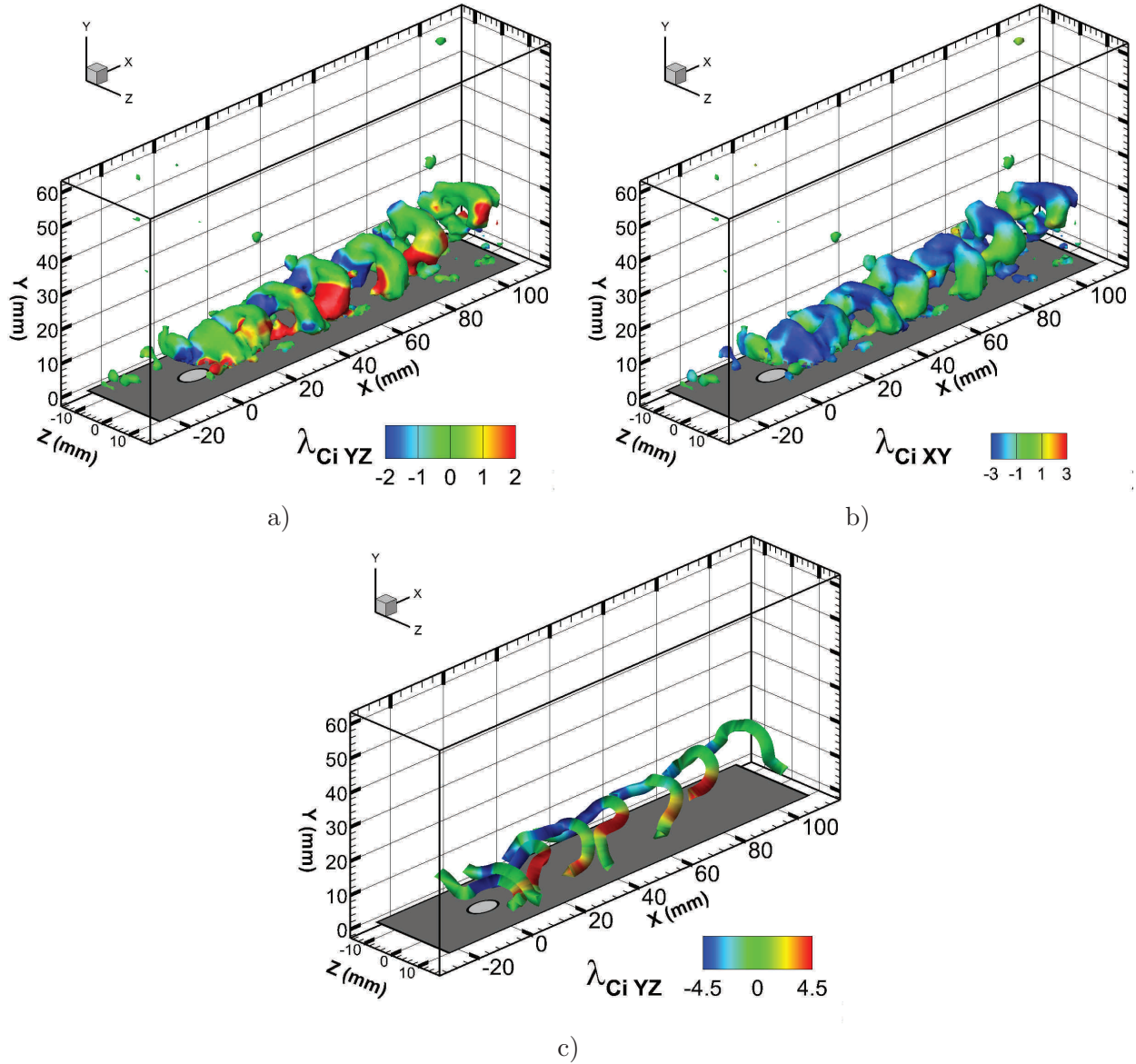


Figure 13.24: Vue 3D de la configuration n° 7. a) Isosurface de $\lambda_{CI} = 1.2 \text{ s}^{-1}$ colorée en $\lambda_{CI \text{ YZ}}$ afin de voir la composante de rotation transversale. b) Même isosurface colorée en $\lambda_{CI \text{ XY}}$ afin de voir la composante de rotation longitudinale. c) Lignes de tourbillonnement uniquement, colorées en $\lambda_{CI \text{ YZ}}$ et filtrées pour ne garder que les parties où $\lambda_{CI} > 0.43 \text{ s}^{-1}$.

13.6.3 Conclusion de la topologie du JICF pour VR=0.16

A VR=0.16, le JICF a adopté une topologie très simple constituée uniquement d'une allée de tourbillons en épingle (de *hairpin vortices*) spatialement distinctes les unes des autres.

L'absence du tourbillon en fer à cheval montre que nous ne sommes plus en présence d'un écoulement de jonction, condition *sine qua none* à la création du HSV.

La diminution du ratio de vitesses s'accompagne de l'invasion progressive du tuyau d'injection du jet par du fluide issu du crossflow en amont (figure 13.25a). Ce phénomène a déjà été signalé par de nombreux auteurs auparavant [56, 45, 46, 58] (figures 11.6 et 11.11 pages 117 et 122) et se traduit également par le décalage vers l'aval de la branche primaire de vitesse verticale dans les figures 12.10 page 141.

L'invasion de l'injection par le crossflow s'effectue suivant une dynamique oscillante. Un petit

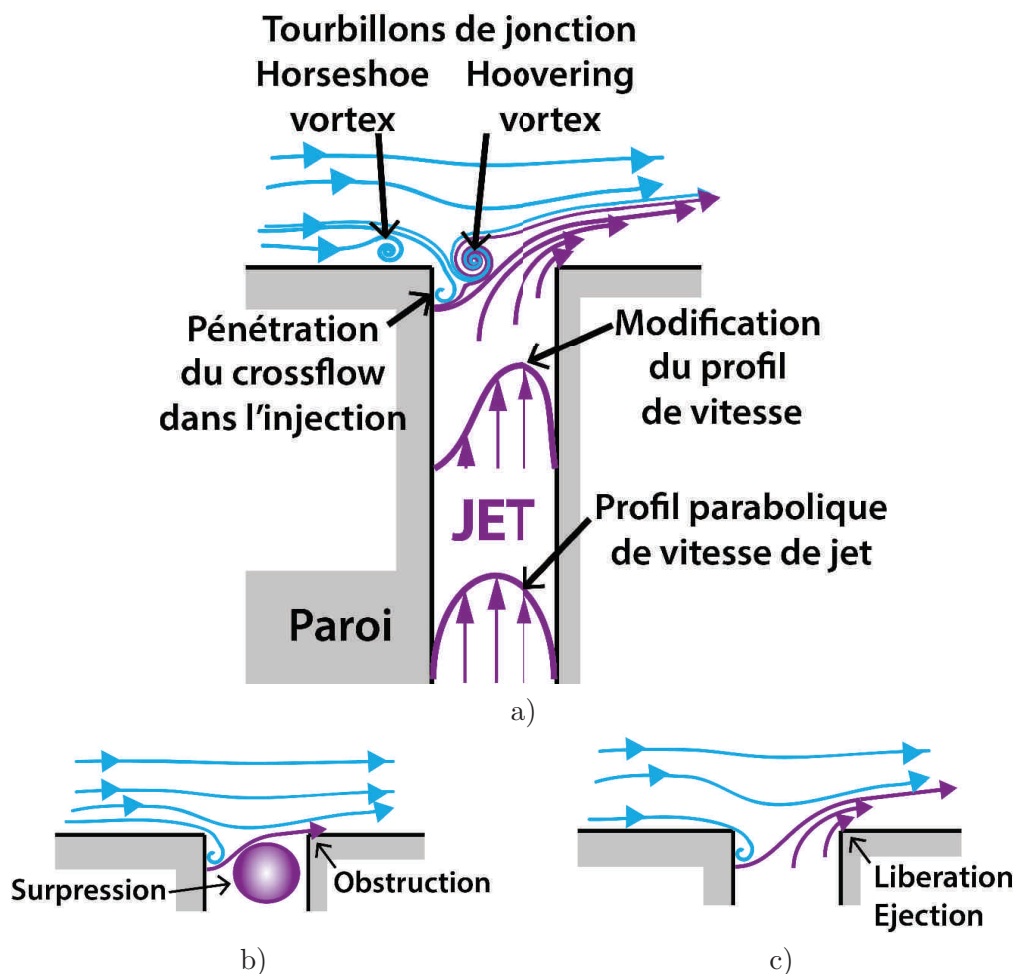


Figure 13.25: a) Dans le plan de symétrie, topologie de l'écoulement du jet transverse à bas ratio de vitesse. La pénétration du crossflow dans l'injection et la déformation du profil de vitesse de jet sont caractéristiques des bas ratio de vitesse. La présence des tourbillons de jonctions (HSV et HV) marque que l'écoulement n'a pas encore transité vers l'état de jet soufflé.

b) & c) Topologie de jet soufflé, les tourbillons de jonction ont disparu. b) Phase d'obstruction du jet par l'écoulement transverse et mise en place de la surpression dans le conduit. c) Phase de libération du conduit et d'éjection du jet sous l'influence de la surpression.

tourbillon (Voir la figure 11.5a page 116) accroché au bord amont de l'injection oscille constamment entre l'intérieur et l'extérieur de l'injection et marque le flux et reflux du crossflow dans le tuyau.

Cette dynamique de flux et de reflux est gouvernée par l'obstruction du jet par l'écoulement qui, pénétrant le tuyau, accroît suffisamment la pression locale du jet pour permettre l'éjection du fluide du crossflow. Cette éjection réduit alors le blocage et relâche la pression qui empêchait l'invasion du tuyau. Et ainsi de suite...

Avec la diminution du ratio de vitesses, ce flux et reflux se fait plus important jusqu'à un ratio de vitesses critique où l'orifice d'injection est périodiquement intégralement obstrué par l'écoulement transverse (figure 13.25b) qui *souffle le jet*, suivi d'une phase d'éjection sous l'influence de la surpression qui se développe au sein du conduit d'injection (figure 13.25c).

Ce régime que nous appelons régime de jet soufflé présente donc une topologie indéniablement différente de la topologie classique du jet transverse.

13.7 Conclusion de l'étude des structures instantanées du JICF à VR=1.71, 1.39, 0.90 et 0.16

Concernant la discussion *Anneaux vs Boucles tourbillonnaires*, l'étude des plus hauts VR permet de trancher en faveur d'une topologie de vortex de couches cisailées constituée de boucles tourbillonnaires et non d'anneaux, dans l'esprit de la topologie proposée par Lim, New et Luo [42]. Cependant, cette dernière présente des TEV dont les bras précèdent la tête du LEV alors que nos visualisations et les simulations numériques de Marzouk & Ghoniem [47] montrent le contraire.

La réalité d'une seconde transition à $VR \approx 1$ est une question encore ouverte à l'issue de la seule observation des plans de coupes, isosurfaces et lignes de tourbillonnement des champs instantanés.

L'étude des champs instantanés permet de lever certaines des questions restées en suspens à la fin du chapitre consacré au champ moyen. Il existe effectivement une transition topologique ayant lieu à très bas VR.

En dessus d'une valeur critique de soufflage du jet, le jet peut être qualifié de transverse. Il pénètre l'écoulement et constitue un obstacle bloquant suffisamment l'écoulement pour permettre la mise en place d'un écoulement de jonction.

En dessous, le jet est régulièrement soufflé par le crossflow. L'existence de cette valeur de VR critique de transition est donc démontrée et soulève de nouvelles questions : *Où se situe cette transition et comment caractériser son existence avec assez de précision ?*

L'hypothèse selon laquelle cette transition topologique de très bas VR n'affecterait que les structures tourbillonnaires transversales, laissant la paire de tourbillons contra-rotatifs in affectée s'avère ainsi inexacte.

Sur l'ensemble des VR envisagés, aucune paire de tourbillons contra-rotatifs n'a été observée. Pour nous, le CRVP est donc une structure tourbillonnaire créée par le moyennage des champs instantanés. Ainsi, la transition topologique ne peut pas affecter le CRVP, mais s'exerce en revanche sur les structures instantanées qui le créent.

La transition topologique n'affecte donc pas uniquement la composante de rotation transversale mais l'ensemble de la structure tridimensionnelle des hairpins et loop vortices qui compose le CRVP. Cela sera montré par les trajectoires de CRVP dans les figures 14.14 page 193.

Chapitre 14

Discussions

14.1 Le CRVP, une structure moyenne ou instantanée ?

D'après notre expérience, le CRVP est une structure du champ moyen générée par le balayage de l'espace par les jambes des LV¹ ce qui rejoint le point de vue d'autres articles [84, 47].

Le concept de CRVP instantané n'a pas été discuté dans la littérature, et l'idée reste ainsi vague, mal définie et continue à entretenir des confusions.

Comme on peut le voir dans la figure 11.3 page 113 **toutes** les topologies présentées incluent le CRVP (une structure moyenne) et l'associent à des tourbillons présents strictement dans les champs instantanés. Bien que certains auteurs aient pu faire le choix de *tout mettre dans une même figure*, ce n'est pas évident que cela ait été le cas pour tous.

Autre exemple, certaines études parlent de CRVP instantanés [42, 43] et à partir de visualisations effectuées au colorant (voir les figures 14.1a,b,c page 176) étudient sa rupture qui intervient quelques diamètres de jet après l'injection.

Comment interpréter les CRVP instantanés présentés par New et al [42, 43] ? L'interprétation de visualisation au colorant peut être en effet très délicate et incertaine. Comment être sûr que l'on observe un seul et même tourbillon et pas un entremêlement de tourbillons comme l'ont montré l'ensemble des figures réalisées à l'aide de lignes de tourbillonnement ? Pour justifier leur topologie (figure 14.2a page 177), Lim, New et Luo [42] présentent de magnifiques visualisations au colorant effectuées dans des plans normaux à la trajectoire du jet, et situés à différentes positions le long de l'abscisse curviligne (figure 14.2b page 177). Le "piège" se situe dans la césure située au niveau du dernier plan de coupe figure 14.2a.

En dessous de ce plan de césure, la topologie proposée est vraiment une topologie qui est purement stationnaire et rend bien² compte des structures réelles qui traversent l'écoulement. Et ainsi les 3 premières visualisations (les 2 du haut et celle en bas à gauche) confirment le bas de cette topologie.

La dernière visualisation est beaucoup moins claire et manifeste la présence de plusieurs tourbillons. En dessus de cette césure, les auteurs proposent toujours une topologie instantanée, mais le haut de cette topologie s'éloigne du réel pour proposer une vision déjà plus globale, plus conceptualisée.

Dans la pratique, à haut VR, le jet se brise au bout de quelques diamètres en un panache de plus petits tourbillons et l'organisation régulière du jet en champ proche disparaît rapidement (voir figures 14.3a et 11.4 pages 177 et 115). Et c'est ainsi qu'il faut comprendre le "CRVP breakdown" mesuré par New & al [43]. C'est une brisure plus globale qui traduit la perte de cohérence du jet lui-même dans son ensemble. Marzouk & Ghoniem [47] montrent que le moyennage spatial d'un

1. Dans cette section, nous incluons également dans l'appellation *Loop Vortices* (LV), les *hairpin vortices*, de manière à discuter du CRVP indépendamment de la transition à très bas VR.

2. A l'exception des TEV qui ont des bras à la place de jambes.

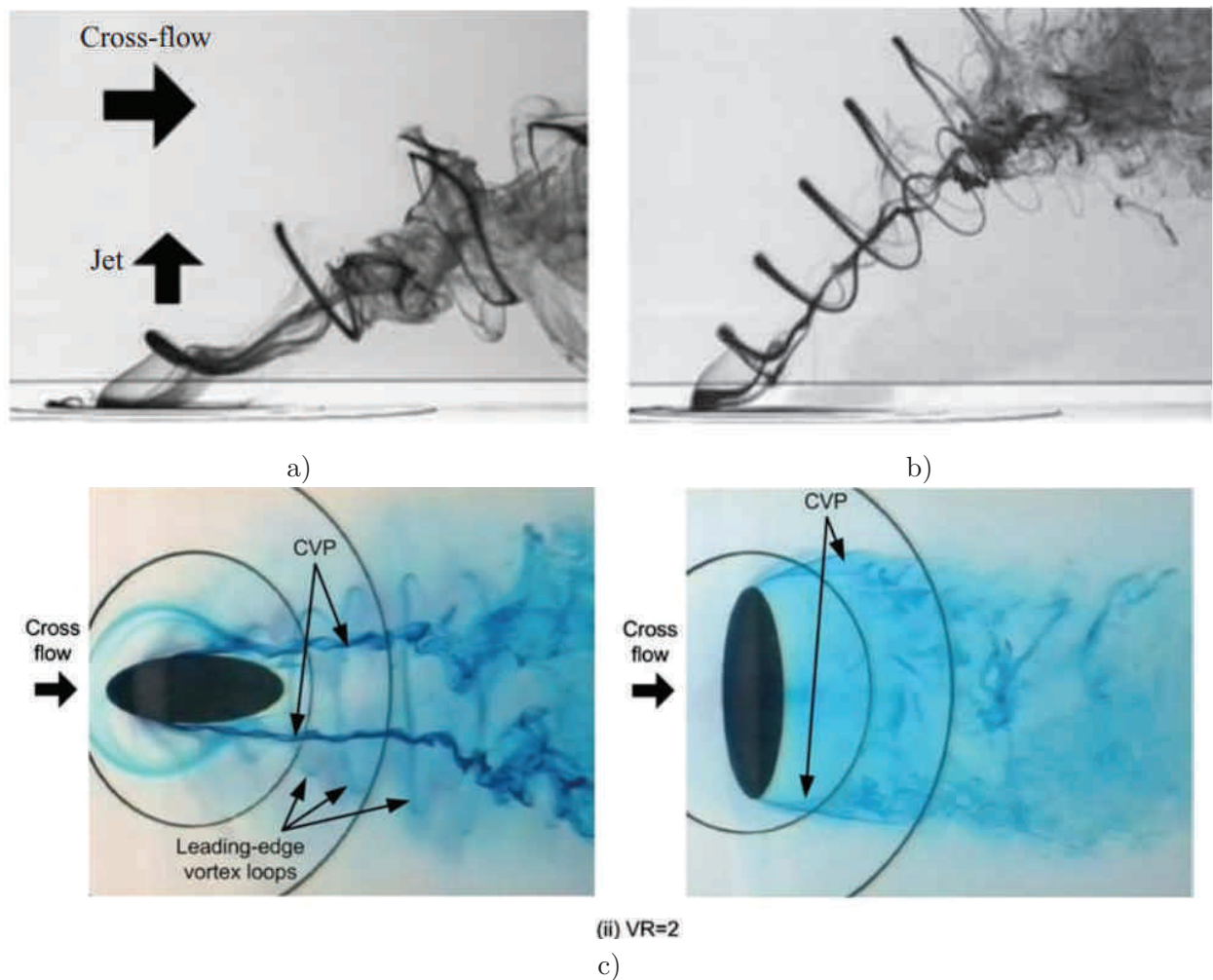


Figure 14.1: Visualisations par filets de colorant réalisées par Lim, New et Luo [42], vue de côté : a) $VR=1$, b) $VR=2$. Simulation numérique réalisée par Marzouk 2007, c) Visualisations par filets de colorant réalisée par New [4]

plan de coupe instantané (figure 14.4a page 178) à l'aide d'une fenêtre glissante assez grosse fait apparaître de grosses structures contra-rotatives (figure 14.4b page 178) qui se trouvent être la contribution moyenne de l'ensemble des petites structures.

On peut interpréter l'enroulement global du jet présenté en haut de la topologie de la figure 14.2a comme le résultat moyenné spatialement des contributions de chacune des jambes des structures tourbillonnaires instantanées. L'effet global de cette myriade de tourbillons se focalise spatialement en moyenne en 2 zones contra-rotatives qui étirent et organisent le jet pour lui donner cette forme de haricot typique du JICF. En un sens, il serait possible d'appeler ces 2 zones contra-rotatives : CRVP instantané moyenné spatialement.

Le CRVP instantané moyenné spatialement n'est pas non plus, au même titre le CRVP moyen moyenné temporellement, une structure réelle. Ce sont cependant deux concepts opératoires très intéressants pour expliciter la physique du JICF.

N'y aurait il alors absolument aucun CRVP instantané ? Là non plus ce n'est pas si sûr. Dans leur dernier article, Ilak & al [65] étudient à l'aide de simulations numériques la dynamique de formation de tourbillons en boucle à bas VR ($VR < 1$).

Pour expliquer le mécanisme de formation de ces hairpins, la présence d'un petit CRVP extrê-

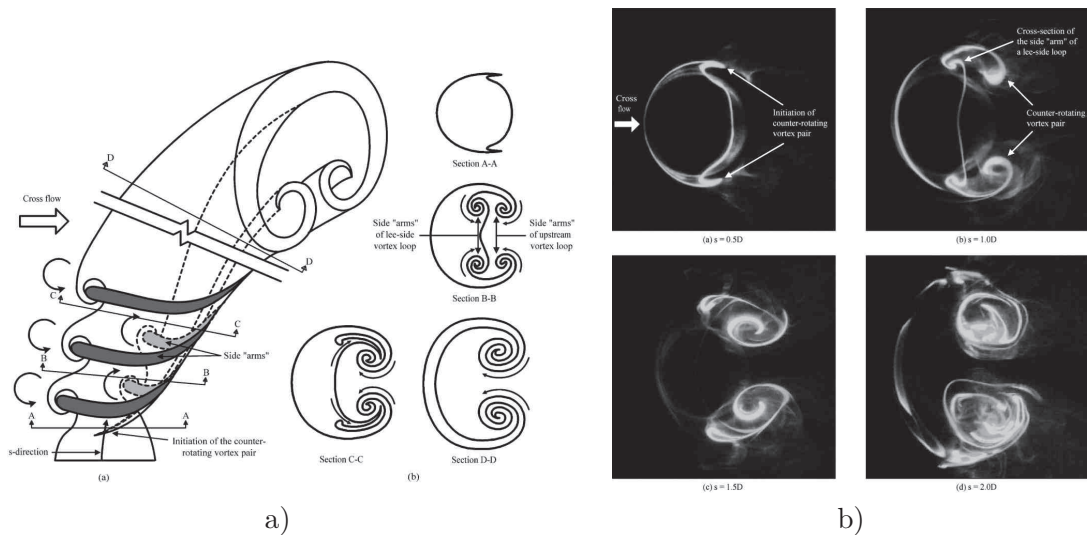


Figure 14.2: a). Topologie d'écoulement de Lim, New et Luo [42] avec certains plans de coupe particuliers, b) Visualisations par filets de colorants réalisées par Lim, New et Luo en ces plans là.

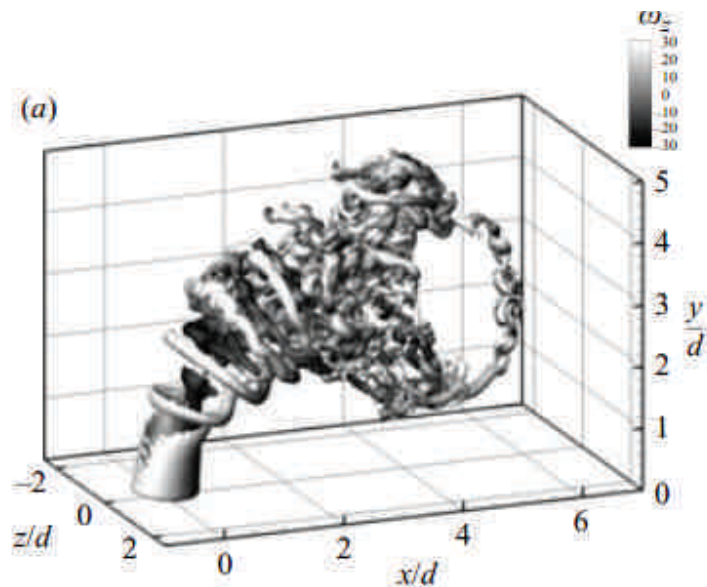


Figure 14.3: Simulation numérique réalisée par Marzouk & Ghoniem [47]. On constate que très rapidement les structures régulières du début se brisent en plus petites structures ne suivant plus d'organisation spatiale particulière.

mement localisé juste en aval de l'injection est utilisée. Mon propos n'est pas ici d'infirmier ou de confirmer cela. Je n'ai rien vu de tel dans mes champs expérimentaux, et n'ai tout simplement pas assez de recul critique à ce sujet.

Admettons l'existence de CRVP instantanés.

Le problème tient alors aux caractéristiques radicalement différentes du CRVP "instantané" et du CRVP moyen. Pour New & al comme pour Ilak & al, le CRVP instantané n'est présent qu'en champ proche et ne persiste pas en champ lointain. Or, ce n'est pas du tout le cas en champ

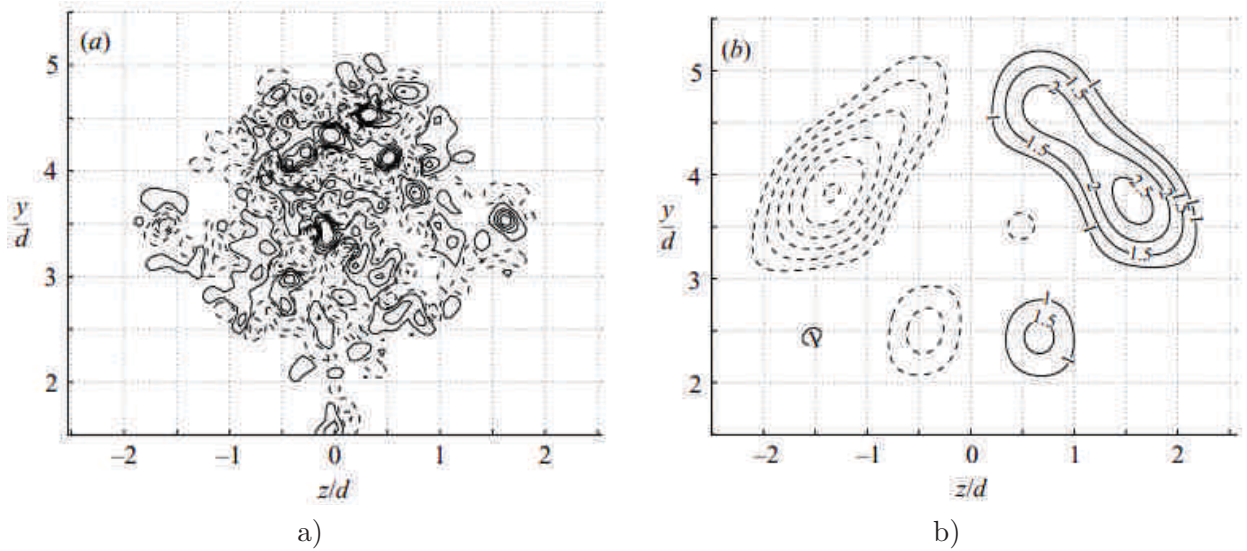


Figure 14.4: Simulation numérique réalisé par Marzouk & Ghoniem [47], a) Plan de coupe présentant une multitude de petits tourbillons. b) Plan de coupe filtré, moyenné spatialement.

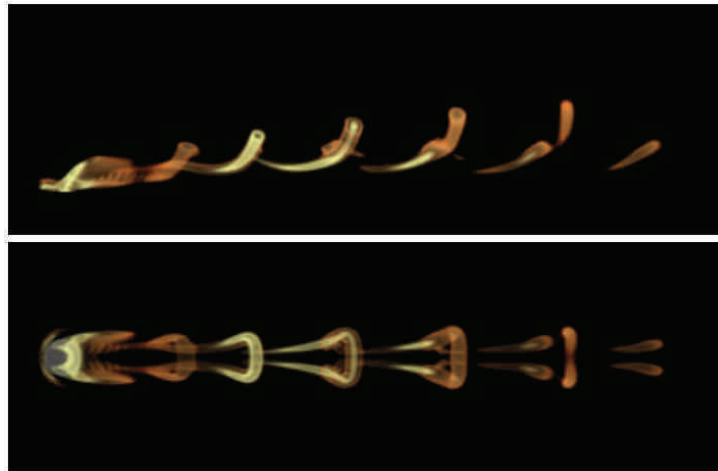


Figure 14.5: Simulations numériques effectuées par Ilak & al [65] pour un JICF à bas ratio de vitesses. Visualisation d'une formation de structures tourbillonnaires caractérisées par les auteurs comme des hairpins.

moyen où tout le monde, depuis des décennies, s'accorde sur le fait que le CRVP est la seule structure à persister en champ lointain, voire très très lointain comme en font état les mesures réalisées par Pratt et Baines [68] qui ont mesuré au fil chaud la trace laissée par le CRVP à 1000 diamètres de jet en aval de l'injection. En aucun cas le CRVP moyen ne pourrait être issu de la moyenne temporelle de cette seule petite structure, tel que pourrait le laisser supposer la dénomination de CRVP instantané. Cette appellation trompeuse de CRVP instantané est injustifié :

1. Elle inclut de fait le CRVP dans les topologies instantanées,
2. Elle conduit à interpréter la physique instantanée du JICF en terme moyen, comme le montrent les visualisations de la figure 14.2c page 177

S'il s'avère qu'il existe réellement une petite structure contra-rotative à très bas ratio de vitesses, il serait prudent de lui attribuer un autre nom plus approprié³.

14.1.1 Distinctions entre différents CRVP

Ainsi en résumé, il s'agit de faire la distinction entre trois structures différentes portant le nom de CRVP :

- Une paire de tourbillons contra-rotatifs de faible envergure, extrêmement qui est localisée dans un voisinage proche de l'injection du jet, et qui est présente à très faible ratio de vitesses et faible Reynolds d'écoulement.
- Le CRVP dans son usage classique. C'est une structure moyennée temporellement résultant de la sommation des composantes longitudinales des tourbillons instationnaires. A ce titre, on peut dire que ce CRVP moyen n'existe pas.
- Le CRVP "instantané". Ce n'est pas non plus un vrai tourbillon de l'écoulement instantané. Il est l'effet global des tourbillons qui le composent et s'entrelacent en son sein. [47]. Il est le résultat en moyenne spatiale des contributions de chacune des jambes des structures tourbillonnaires instantanées. A ce titre là, il n'a pas moins ou plus de réalité que le CRVP moyen. Cependant de la même manière que nous parlons de CRVP moyen, nous utiliserons le concept de "CRVP instantané" pour désigner l'ensemble des nuages de structures tourbillonnaires longitudinales instantanées.

14.2 Distributions spatiales des structures instantanées dans le plan de symétrie du jet

14.2.1 Visualisations cumulées de la topologie instantanée

Cette section étudie les distributions spatiales des structures instantanées dans le plan de symétrie du jet cumulées au cours du temps. Le traitement réalisé pour arriver à ce résultat est présenté au chapitre 7.4 de la partie consacrée aux méthodes numériques. La figure 14.6a page 180 en présente un exemple pour $VR \approx 2$. Comme on le comprend aisément, une telle représentation permet d'appréhender le balayage moyen de l'espace par les structures instantanées. Ce balayage structure en fonction des endroits où se concentrent la présence et le passage des tourbillons.

Sur la figure 14.6a, 7 différents nuages de tourbillons peuvent être distingués. Ils sont représentés sur la figure 14.6b. Ces 7 nuages définissent potentiellement autant de zones topologiquement associées à des structures tourbillonnaires différentes.

Nuages de couches de LEV (n° 1) et de TEV (n° 2) Sans surprise les nuages n° 1 et n° 2 de la figure 14.6b sont associés aux LEVs et TEVs, comme le montre la superposition de ces nuages sur les couches de cisaillement dans la figure 14.7c page 181, et on les appelle pour ça nuage de LEV et nuage de TEVs. Tous deux ne commencent pas directement à l'origine des couches de cisaillement. Une longueur minimum (2 à 3 diamètres de jet) est en effet nécessaire pour que la déstabilisation d'une couche de cisaillement par l'instabilité de Kelvin-Helmoltz puisse se mettre en place.

Nuage de HSV Le nuage n° 3 de la figure 14.6b, situé juste en amont de l'injection du jet, marque l'emplacement du tourbillon en fer à cheval. On l'appelle nuage de HSV

3. Pourquoi pas la paire de tourbillons contra-rotatifs de proche sillage *Near Wake Counter-Rotating Vortex Pair* ou paire de tourbillons contra-rotatifs d'initiation *Counter-Rotating Initiation Vortex Pair*

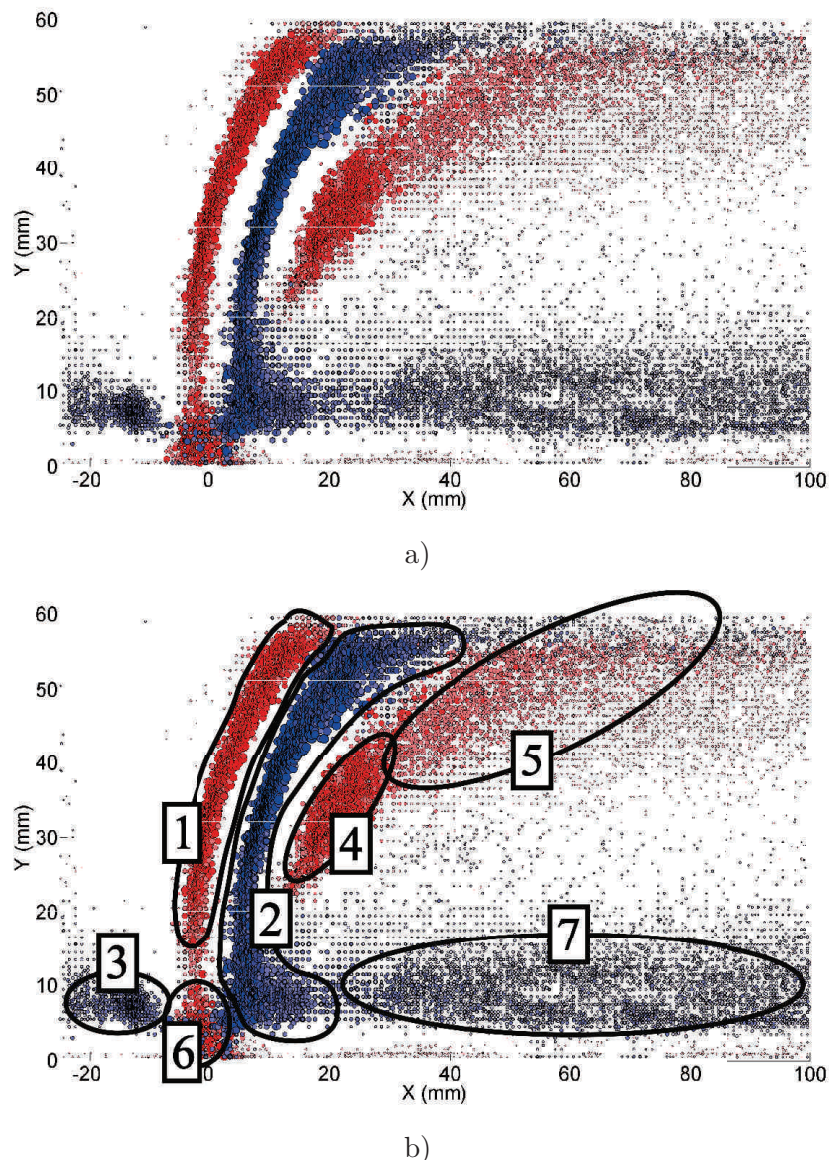


Figure 14.6: Visualisation de la distribution spatiale de vortex instantanés pour la configuration n° 15. Les marqueurs ont une taille et une intensité de couleur proportionnelle à l'amplitude d'intensité tourbillonnaire, en bleu $\lambda_{Ci} < 0$, en rouge $\lambda_{Ci} > 0$.

a) Vue globale. b) Définition de différentes zones : 1) nuage de LEV ou nuage de couche cisailée amont. 2) nuage de TEV ou nuage de couche cisailée aval. 3) nuage de Horseshoe Vortex ou HSV. 4) nuage de bulle de recirculation ou BDR. 5) nuage de sillage. 6) nuage de jonction ou de hovering Vortex. 7) nuage de couche limite.

Nuage de bulle de recirculation Le nuage n° 4 de la figure 14.6b est caractérisé par une très forte densité de tourbillons très intenses. Il est situé à la limite de la zone de très basse vitesse (figure 14.7a) et marque donc l'emplacement de la couche de cisaillement aval de la bulle de recirculation (figure 14.7b). On l'appelle donc : nuage de bulle de recirculation ou nuage de recirculation.

Nuage de vortex de sillage Le nuage n° 5 de la figure 14.6b se situe dans la continuité du nuage de recirculation, et marque donc l'emplacement de la couche de cisaillement aval de la bulle de recirculation (figure 14.7b). Ce nuage est constitué des tourbillons que nous appelons

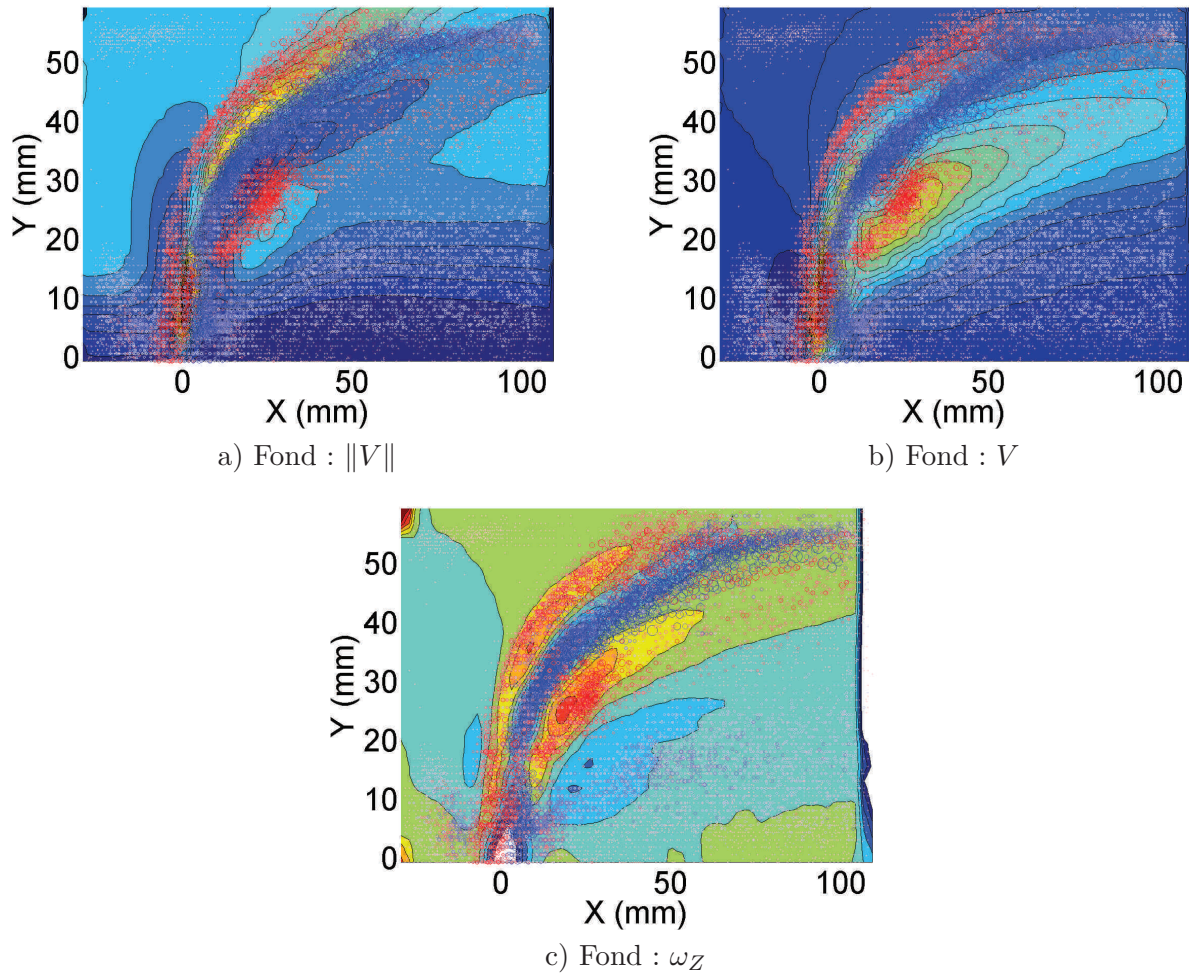


Figure 14.7: Visualisation de la distribution spatiale de vortex instantanés pour la configuration n° 15 de la table 16.1 page 214 : $VR \approx 2$. a) Coloration du fond en norme de la vitesse, b) Coloration du fond en vitesse verticale, c) Coloration du fond en vorticité transversale ω_Z .

tourbillons de sillage, et sera donc qualifié de nuage de sillage. Les vortex qui le constituent sont d'une intensité bien plus faible que ceux de la bulle de recirculation, ce qui permet de déterminer visuellement une limite entre les nuages de recirculation et de sillage

Nuage de vortex de jonction Le nuage n° 6 de la figure 14.6b se situe avant le nuage de LEV, juste après l'injection sur la couche cisaillée amont. Ce nuage est distinct du nuage n° 1 dont il est séparé par une petite zone entre $Y=10$ et 15mm beaucoup moins densément peuplée de tourbillons (figure 14.6b). Les tourbillons qui la peuple sont également beaucoup moins intenses. Les tourbillons qui constituent ce nuage n° 6 sont d'une intensité bien assez forte. L'emplacement de ce nuage sur la couche cisaillée amont juste après l'injection, et le fait que sa présence est couplée à celle du nuage de HSVs, permettent de supposer que ce nuage participe à l'écoulement de jonction entre le jet et le crossflow. Les tourbillons qui le composent correspondent donc les *hovering vortices* présentés dans la section 11.8 page 116. Ce nuage est ainsi appelé nuage de jonction.

Nuage de couche limite Le nuage n° 7 de la figure 14.6b se situe au niveau du haut de la couche limite, quelques diamètres après le jet et après une zone très densément peuplée qui constitue le bas du nuage n° 2. Ce nuage n° 2 ne comprend d'ailleurs pas uniquement des TEV. Avant de pénétrer dans le crossflow, le jet perfore et enroule la couche limite (Morton & Ibbetson (1996)

[80]). La base du nuage n° 2 est donc composé de tourbillons issus de l'interaction du jet et de la couche limite, et qui ne sont pas des LEVs. Cependant, comme aucun critère visuel satisfaisant permet de les séparer des TEVs, le choix a été fait de conserver la description du nuage n° 2 comme un nuage unique. L'intensité tourbillonnaire des vortex qui composent le nuage n° 7 est très faible à ce VR, environ 10 fois plus faible que les TEVs.

14.2.2 Influence du ratio de vitesses

La figure 14.8 page 183 présente la variation des distributions spatiales de vortex instantanés en fonction du ratio de vitesses, pour les mêmes ratios de vitesses que ceux présentés dans les champs moyens de la figure 12.10 page 141.

Affaiblissement des LEV/TEV : Conjointement à l'affaiblissement du cisaillement de la couche cisailée amont, visible dans les champs moyens comme instantanés, on assiste à la diminution de l'intensité tourbillonnaire des LEVs générés et portés par ce cisaillement amont entre les ratios de vitesses $VR=2.13$ et $VR=0.55$ (figures 14.8a-f). Aucun LEV n'est visible pour $VR=0.16$ (figure 14.8h).

L'intensité tourbillonnaire moyenne des TEVs diminue également. On le voit à la dérive de nuance du bleu foncé vers des bleu plus clairs, mais cette diminution est beaucoup moins prononcée en raison d'un différentiel de vitesse avec la zone de basse vitesse derrière le jet qui reste conséquent. Cette dernière permet à la couche cisailée aval de rester intense et de produire des tourbillons forts.

Nuages de vortex de recirculation, de sillage, de couche limite et de proche paroi : Entre $VR=2.13$ et $VR=1.39$ (figures 14.8a-c), le nuage de recirculation est abaissé jusqu'à être mis en contact avec la couche limite. La mise en contact avec la couche limite à $VR=1.39$ plutôt qu'à $VR=1.71$, où après tout le nuage de couche limite affiche clairement une déformation verticale, se justifie pour 3 raisons.

1. Tout d'abord, pour $VR=1.39$ les nuages positifs et négatifs de recirculation et de couche limite s'intersectent, ce qui n'est pas le cas pour $VR=1.71$.
2. Ensuite, la mise en contact intensifie le cisaillement et augmente les intensités tourbillonnaires des structures du nuage de recirculation comme du nuage de couche limite.
3. Enfin, la différence d'orientation angulaire entre le nuage de recirculation et le nuage de sillage s'accroît fortement, alors que le nuage de recirculation, plongé dans la couche limite ne peut plus libérer les tourbillons de sillage de la même manière.

Ainsi le relèvement des structures tourbillonnaires pour $VR=1.71$ est davantage un effet de l'aspiration verticale généré par le jet, que le signe de la mise en contact de la bulle de recirculation et de la couche limite.

Entre $VR=1.39$ et $VR=0.90$ (figures 14.8c-f), le nuage de recirculation est enfoncé dans la couche limite. La figure 14.8f affiche les structures tourbillonnaires positives par dessus les négatives, de manière à montrer qu'à $VR=0.90$ ce nuage existe encore et est écrasé contre la paroi. On distingue en effet des vortex de forte intensité tourbillonnaire à la paroi et du côté aval du jet que l'on ne peut pas associer à des *hovering vortices* étant donné qu'ils ne sont pas du côté amont. Cette dynamique va complètement dans le sens des champs moyens de la figure 12.10 page 141 où est visible une forte tache de vorticité transversale localisée en aval du jet collée à la paroi.

L'intensité tourbillonnaire et la densité du nuage de sillage augmentent progressivement avec cette mise en contact avec la couche limite avant d'atteindre un optimum pour $VR=1.16$. En deçà de $VR=1.16$, l'écrasement de ce nuage contre la couche limite produit l'effet inverse et

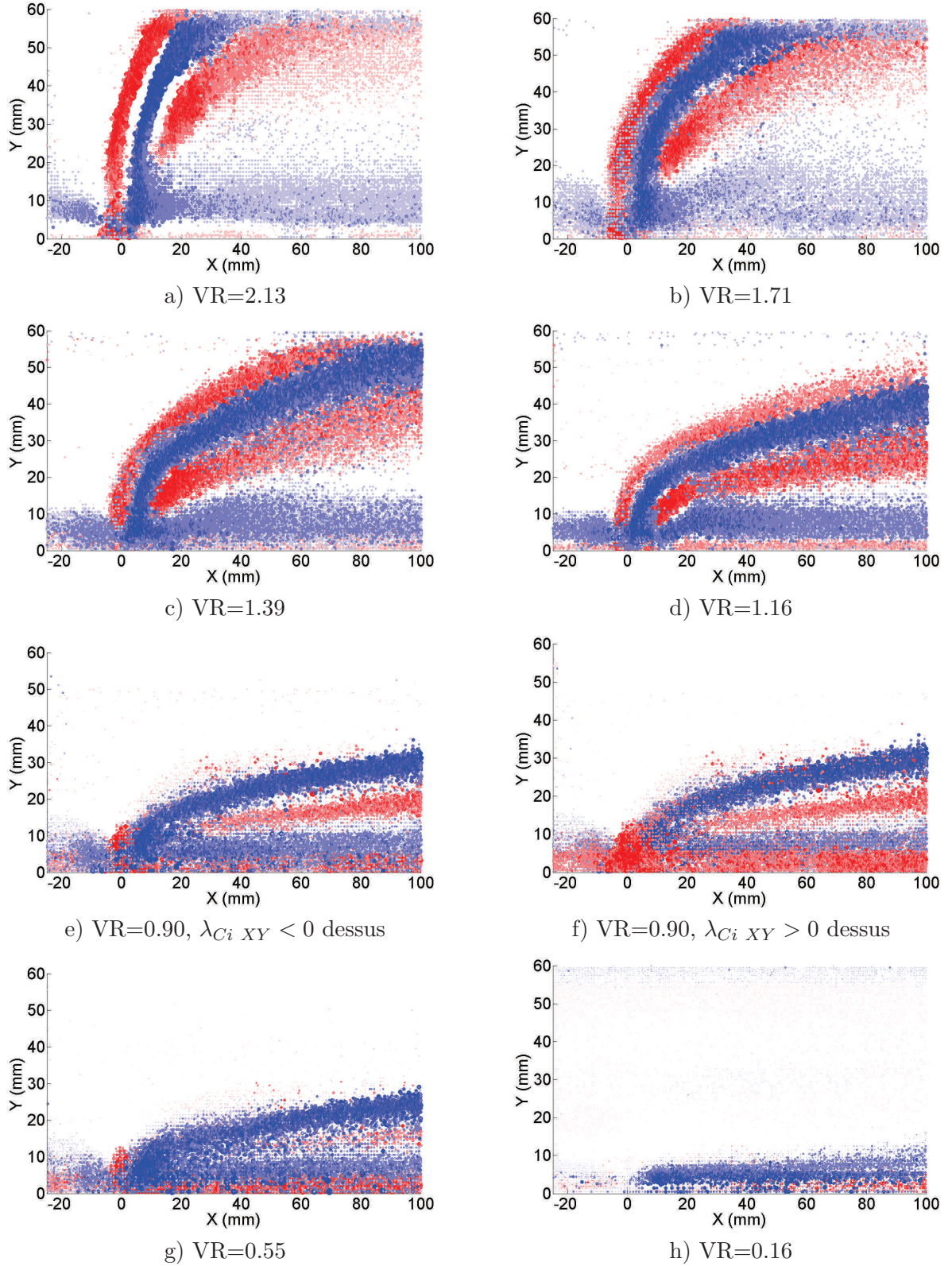


Figure 14.8: Visualisations de la distribution spatiale de vortex instantanés pour les configurations : a) n° 15, b) n° 14, c) n° 12, d) n° 11, e) n° 10 f) n° 10, g) n° 9, h) n° 7. Les marqueurs ont une taille et une intensité de couleur proportionnelles à l'amplitude d'intensité tourbillonnaire, en bleu $\lambda_{Ci} < 0$, en rouge $\lambda_{Ci} > 0$.

inhibe la formation de structures tourbillonnaires de sillage fortes.

Le nuage de couche limite est quant à lui initialement relevé par l'aspiration du jet⁴ (figures 14.8*b-c*), puis déformé par la pénétration du nuage de recirculation (figures 14.8*c-d*), et enfin plaqué contre la paroi (figures 14.8*d-f*). Tout au long de ce processus, l'intensité tourbillonnaire des structures qui le constituent se voit amplifiée.

Il est intéressant de voir comment le placage du nuage de couche limite contre la paroi et son intensification progressive sont responsables en retour de la mise en place d'un dernier nuage absent dans la figure 14.6*b* page 180. Ce nuage, marqué du n°8 dans les figures 14.9*a, b* page 185, est localisé tout contre la paroi et gagne progressivement en intensité tourbillonnaire. Il est donc appelé nuage de paroi.

A $VR=0.16$, un seul nuage négatif horizontal est présent. Il traduit le passage de la tête des hairpins dans le plan de symétrie, ainsi que quelques structures positives de paroi.

Nuages de HSV et de jonction : L'intensité tourbillonnaire des nuages de HSV et de jonction reste forte de $VR=2.13$ à $VR=0.55$. Cela est logique car le horseshoe vortex et le hovering vortex sont des caractéristiques de l'écoulement de jonction du crossflow, au contraire des LEVs qui sont intrinsèquement issus de l'interaction Jet/écoulement et dont l'intensité diminue nécessairement avec l'abaissement du VR .

En ce sens, tant que les caractéristiques de l'écoulement transverse ne changent pas trop, celles du HSV ne changent pas trop non plus. Bien sûr, les caractéristiques du jet sont encore à prendre un peu en compte étant donné qu'elles changent l'obstacle que représente le jet. Mais elles changent principalement les caractéristiques de contournement du jet par le crossflow et peu celles d'enroulement des lignes de courant du crossflow de l'écoulement dans le plan de symétrie.

L'observation des nuages de HSV et de jonction apporte ainsi une réponse à la question de savoir comment caractériser et localiser avec précision la transition de soufflage du jet. Ces nuages restent forts et présents tant qu'il y a écoulement de jonction, et disparaissent à la transition.

Grâce à ces observations, nous pouvons affirmer qu'il y a une transition topologique et que nous savons la détecter.

14.2.3 Frise globale en $VR \cdot d$

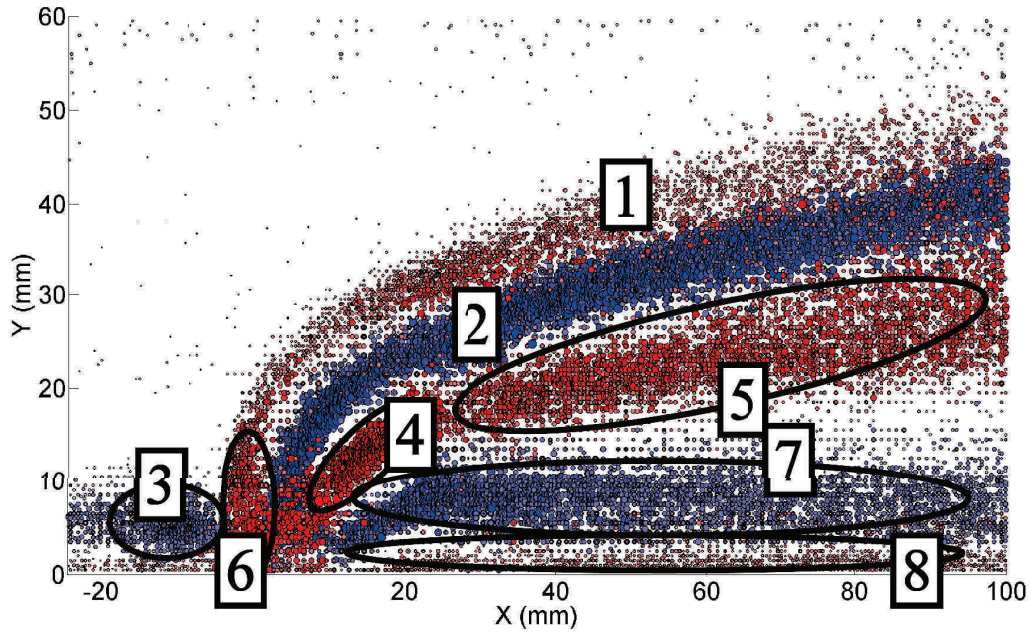
La figure 14.10 page 186 présente sur une même frise l'ensemble des expériences réalisées sur le jet rond. Cette frise localise la transition de soufflage sur une échelle de ratio de vitesses multipliée par le diamètre. Nous sommes conscients que le produit des deux donne une grandeur non adimensionnée.

Alors, pourquoi le ratio de vitesses multiplié par le diamètre ?

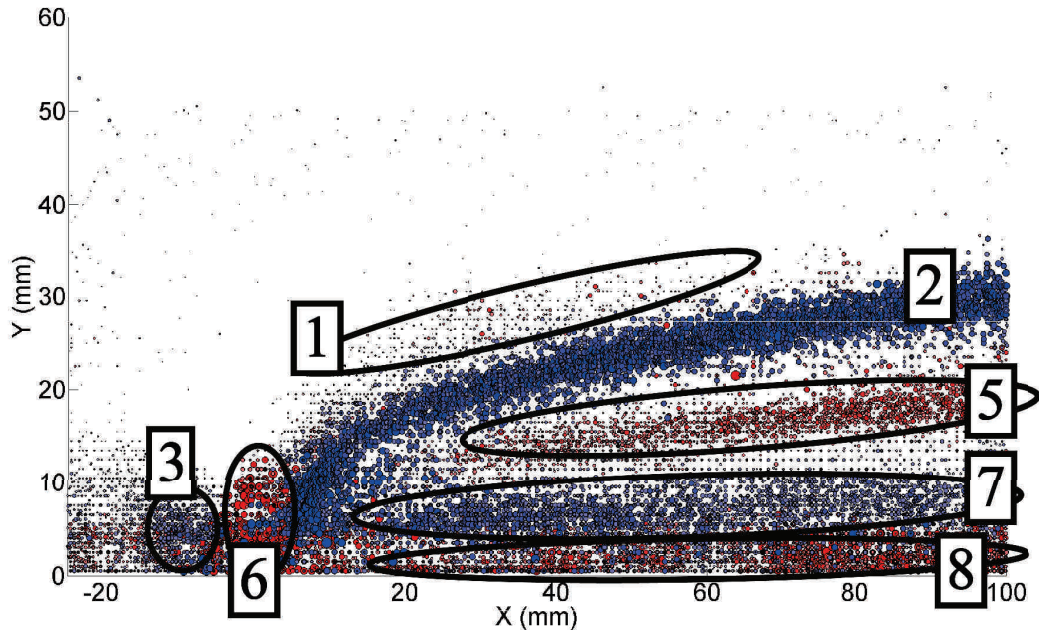
A iso-ratio de vitesse un jet à plus petit diamètre devrait voir sa faible quantité de mouvement soufflée plus facilement et plus rapidement qu'un jet avec un grand diamètre qui transporterait plus de quantité de mouvement. Il est donc nécessaire de prendre en compte le diamètre si l'on veut pouvoir afficher sur une même frise des expériences réalisées pour $d=8\text{mm}$ et $d=10\text{mm}$.

De plus, physiquement c'est le soufflage de la quantité de mouvement du jet— grossièrement $\bar{V}_j \cdot d$ — par la quantité de mouvement du crossflow— grossièrement $U_\infty \cdot \theta^*$, où θ^* est l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite— qui devrait caractériser la transition de soufflage du jet.

4. La vitesse verticale positive générée entre les jambes des LEVs/TEVs en champ instantané, et entre les branches du CRVP en champ moyen.



a)



b)

Figure 14.9: Visualisations de la topologie instantanée moyenne des configurations : a) n° 11, b) n° 10. Par rapport à la figure 14.6 page 180, un nuage supplémentaire est apparu : le nuage n° 8 des tourbillons de paroi.

On devrait donc introduire une grandeur adimensionnée caractérisant l'état du jet transverse :

$$N_j = \frac{\bar{V}_j \cdot d}{U_\infty \cdot \theta^*} = VR \cdot \frac{d}{\theta^*} \quad (14.1)$$

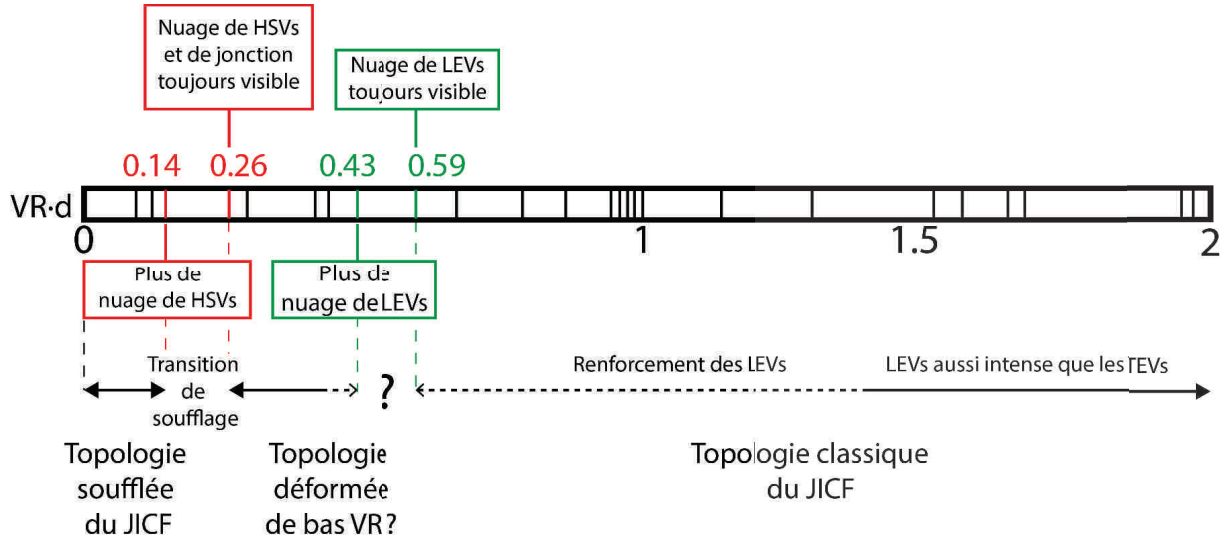


Figure 14.10: Cette frise en $(VR \cdot d)$ reprend l'ensemble des expériences réalisées. Elle localise la transition de soufflage et synthétise la topologie adoptée par le JICF en fonction de $(VR \cdot d)$. Chaque expérience y est représentée par un bâtonnet.

Ensuite il faudrait trouver un nombre critique pour la transition de soufflage :

$$N_{j \text{ crit}} \simeq N_{j \text{ souff}}$$

On ne peut malheureusement pas utiliser cette grandeur à cause des incertitudes trop importantes associées à l'obtention des valeurs de θ^* ⁵. On conserve donc une frise dimensionnée en cm mais plus précise, plutôt que des résultats adimensionnés mais moins précis.

La transition de soufflage a donc lieu entre 0.14 et 0.26. Avant 0.14, le jet adopte une topologie de jet soufflé, tandis qu'après 0.26 la présence des nuages de HSV et de jonction prouve que le JICF adopte un écoulement de jonction.

Au dessus de 0.59, la présence d'un nuage de LEVs, bien qu'extrêmement faible et localisée, permet de suggérer que malgré sa très forte déformation par rapport aux plus hauts VR, la topologie du JICF reste une topologie classique. Cette hypothèse est défendue un peu plus fortement dans la prochaine section. Entre 0.26 et 0.59, les distributions spatiales des tourbillons ne permettent pas de mettre en évidence la présence d'un nuage de structures tourbillonnaires positives sur la face⁶ amont du jet. *Alors qu'en est il là aussi ?*

Peut-on dire que la topologie du JICF subit à bas ratio de vitesses une transition qui ne soit pas celle de la transition de soufflage, la rendant radicalement différente de la topologie classique des hauts VR ?

Dans la littérature la topologie classique commence à partir de $VR > 1.5$. Cette valeur correspond à une marge de sécurité au dessus de laquelle les couches cisailées amont et aval

5. Ces incertitudes sont liées :

a. au profil de vitesses qui n'est pas assez résolu à la paroi. Ce profil ne se poursuit pas jusqu'à la paroi, en raison de la vitesse de déplacement trop faible des particules. Une distance de coupure existe, lorsque le déplacement est trop petit pour être discernable entre deux pas de temps.
b. à une légère déformation du profil de couche limite en proche paroi. Cette déformation est due à la taille de la fenêtre d'interpolation qui a tendance à produire une vitesse en proche paroi plus grande que la vitesse réelle.
c. au bruit expérimental qui est plus important à la paroi.

6. et non plus sur la couche de cisaillement, dont l'existence même n'est également pas assurée.

possèdent en champ proche des intensités de cisaillement comparables. Par ailleurs également, très peu d'études ont été menées à bas VR.

Dans les chapitres présentant les topologies moyennes et instantanées, nous avons choisi de présenter 4 ratios de vitesses en particulier : un VR classique ($VR=1.71$), un VR très bas ($VR=0.16$) et deux ratios de vitesses encadrant suffisamment largement $VR=1$ pour permettre cette discussion ($VR=1.39$ et $VR=0.90$).

Rappelons que la valeur de 1 pour cette transition est approximative. Après tout, le ratio de vitesses est calculée à partir de la vitesse moyenne du jet. L'inversion des vitesses de jet et d'écoulement n'est donc vraie qu'en moyenne. Il convient d'être prudent et d'éviter de tirer des considérations physiques un peu fines sur la transition de l'écoulement. Dans la réalité, des vitesses fortes sont susceptibles de persévérer au centre du jet et de créer un cisaillement positif alors que $VR < 1$.

Toutes les figures présentées jusqu'à présent font état d'une évolution graduelle et continue des caractéristiques du JICF. Le jet se courbe, la couche cisailée amont est moins intense, et les LEVs s'y développent moins fréquemment et moins intensément. Nous pensons donc que ces changements relèvent plus d'une évolution, d'une déformation continue de la topologie du JICF que d'une transition brutale comme peut l'être la transition de soufflage. Si l'on considère qu'il s'opère une transition topologique, alors par continuité de la déformation de la topologie du JICF dans ces régimes, il n'existe pas une mais une infinité de transitions topologiques.

On peut donc dire qu'aucune transition topologique ne s'opère aux alentours de l'unité, mais que s'effectue une déformation de la topologie du JICF.

Dans la frise de la figure 14.10 page 186, on montre qu'il existe un domaine, en dessous de $VR \cdot d = 0.43$, où le nuage de LEVs n'est plus visible.

Un autre raisonnement basé sur la physique du jet peut aussi aller dans le sens d'une transition de topologie s'opérant dans la gamme $0.43 < VR \cdot d < 0.59$.

Si l'on suppose qu'une transition peut s'opérer au moment où le différentiel entre les vitesses du jet et du crossflow s'inversent, alors il est plus pertinent de travailler avec la vitesse maximale du jet, plutôt qu'avec la vitesse moyennée sur l'aire de sortie de l'injection. Dans le cas d'un profil parabolique de vitesse de jet, la vitesse maximum est 2 fois plus grande que la vitesse moyenne, ce qui situerait la valeur de transition vers $VR \approx 0.5$. Cela pourrait correspondre à notre gamme $0.43 < VR \cdot d < 0.59$.

Mais même dans ce cas-là, s'il existe une telle transition et si la vitesse maximale est la vitesse pertinente, il faudrait prendre en compte le profil de vitesses réelle en sortie de jet. Celui-ci est déformé et accéléré par la présence du crossflow [58], en raison de la réduction de l'aire de passage disponible pour le jet. Cette accélération⁷ est donc le résultat de la pénétration du crossflow à l'intérieur du conduit d'injection (figure 11.6 page 117), inévitable à bas VR [45].

Malgré le fait que les disparitions du HSV et du hovering vortex avaient été l'argument en faveur d'une transition de soufflage de jet, nous ne pensons pas que la disparition du nuage de LEVs est à elle seule suffisante pour parler de transition de topologie.

En effet, la disparition des LEVs ne s'effectue pas de la même manière que celle des tourbillons.

Tout d'abord, la transition de soufflage intervient de façon brutale : juste au-dessus de la valeur critique de transition, les tourbillons constituant les nuages de HSV et de jonction sont intenses et nombreux. Ensuite, la disparition de ces 2 nuages n'est pas seule en cause. De nombreuses autres grandeurs du jet exhibent des comportements traduisant cette transition : Champs moyens de vitesse et de vorticité (figures 12.10 page 141), isosurfaces de λ_{Ci} (figures 12.11 page 144) et les trajectoires de CRVP obtenues à l'aide de champs instantanées et présentées dans la

7. visible dans la figure 11.11 page 122

prochaine section (figures 14.14 page 193).

Dans le cas d’une transition autour de $0.43 < VR \cdot d < 0.59$, nous n’observons rien de similaire.

La disparition des LEV s’effectue de manière continue et graduelle, tant en intensité des tourbillons qu’en nombre de structures qui composent ces nuages.

Enfin, on ne constate aucune autre manifestation d’une transition sur les autres grandeurs du JICF.

14.2.4 De la transition.

Quel sens donner au mot “transition” ?

Si l’on considère qu’une transition a lieu dès qu’il y a apparition de nouvelles structures, indépendamment de la manière dont se met en place cette apparition— brutalement ou graduellement—, peut être y-a-t-il effectivement une transition.

Dans ce cas là, il conviendrait également de parler de :

- Transition d’apparition des tourbillons de couche limite ;
- Transition de l’apparition des tourbillons de sillage ;
- Transition de l’apparition des wake vortices ;
- Transitions de l’apparition des upright vortices et de leur jonction puis décollement avec le jet...

Cela reviendrait à considérer l’existence d’un nombre très important de micro-transitions.

Il nous semble plutôt, qu’une transition topologique doit subir une évolution très rapide d’un paramètre proportionnellement à une échelle d’évolution caractéristique du système regardé⁸, voir de présenter une discontinuité des paramètres d’évolution.

Une transition topologique doit également être globale, affecter l’ensemble ou sinon une part importante des structures pertinentes présentes dans l’écoulement.

La pertinence d’une structure signifie qu’elle doit être en relation directe avec ce sur quoi porte la transition. Par exemple, dans le cas de la transition de couche cisailée d’instabilité absolue/-convective révélée par le travail de Megerian et Karagozian [67], le tourbillon en fer à cheval n’est pas une structure pertinente. En effet, il est relié à la nature d’écoulement de jonction du JICF et n’a rien à voir directement avec les couches cisillées du jet.

En suivant cette définition de ce qu’est une transition, la seule transition topologique à bas VR que nous mettons en évidence dans ces expériences est la transition de soufflage.

14.3 Trajectoires de CRVP instantané

Comme nous allons le présenter dans cette section, la transition topologique de soufflage n’intervient pas uniquement sur le tourbillon en fer à cheval et le hovering vortex mais ce manifeste sur toutes les structures issues du jet. Cette transition affecte donc également les LEVs et TEVs.

La discussion précédente a été étayée par l’analyse des structures présentes dans le plan de symétrie du jet. Nous nous intéressons maintenant aux caractéristiques des bras et jambes des LEVs et des TEVs dans les plans perpendiculaires à l’écoulement (voir en exemple la figure 14.11).

8. Par exemple le temps. Ou bien pour la transition de soufflage, le ratio de vitesses

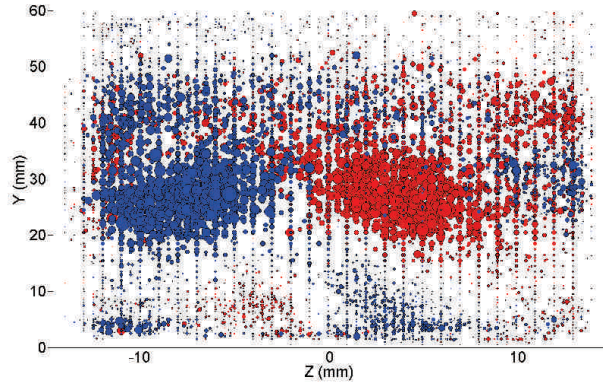


Figure 14.11: Exemple de nuages de structures positives et négatives détectées dans les plans à X constant.

La méthodologie appliquée pour cette étude est présentée dans la section 7.7 du chapitre **Méthodes numériques** (page 87). L'étude des grandeurs quantitatives — nombre de structures, intensité tourbillonnaire, inclinaison spatiale — n'est pas l'objet de cette partie de la thèse. Dans la section à venir nous nous focalisons uniquement sur l'étude de la topologie du JICF. Nous ne présentons ici que les trajectoires 3D des nuages de structures tourbillonnaires longitudinales instantanées, qui sont suffisantes pour illustrer l'influence de la transition de soufflage sur les LEVs et TEVs.

14.3.1 Origine et évolution du CRVP instantané à haut VR

Les figures 14.12 et 14.13 présentent les trajectoires instantanées des branches du CRVP instantané de la configuration n° 14 vues en projection dans des plans transversaux (XY, plan de symétrie), verticaux (XZ) et longitudinaux (YZ).

Les plans de projection sont colorés en amplitude de la vitesse $\|U\|$ et en vorticité ω_X , Y , ou Z . La figure 14.12a marque l'emplacement des plans des figures 14.12b et 14.13. Dans les figures 14.12b et 14.13, l'utilisation de pointillés marque l'intersection des trajectoires et du plan affiché.

Comme on le constate dans la figure 14.12a, la trajectoire du CRVP instantanée est située sous la trajectoire de la branche de forte vitesse verticale utilisée souvent pour définir une trajectoire de jet (où le jet est alors uniquement considéré comme une caractéristique du plan de symétrie. Voir discussion page 139).

En l'occurrence, on constate en projection dans le plan XY que les trajectoires de jet et de CRVP instantané se croisent.

Les trajectoires des branches du CRVP commencent vers $X/D \approx -0.5$, $Y/D \approx 0.5$ (figure 14.12a). Tel qu'on le définit page 179, le CRVP instantané débute légèrement au-dessus de l'injection et n'est donc pas issu de l'injection. Même si les regroupements de vorticité intra-pipe⁹ contribuent à faciliter la formation du CRVP, les travaux de Peterson & al [85, 52] montrent que le CRVP est une structure dont l'existence est indépendante de la présence ou de l'organisation de la vorticité interne au conduit d'injection. La figure 14.12a permet de s'assurer que le début de la trajectoire du CRVP instantané en $X/D \approx -0.5$ co cide avec le début de la couche de cisaillement amont.

Entre $X=-5$ et 0 mm, les nuages du CRVP instantané ne sont composés que de LEVs, des tourbillons de la couche de cisaillement amont (figure 14.12b). Les tourbillons se développent et

9. Regroupements qui se forment naturellement à bas VR en raison de la pénétration du fluide de l'écoulement transverse à l'intérieur du conduit d'injection

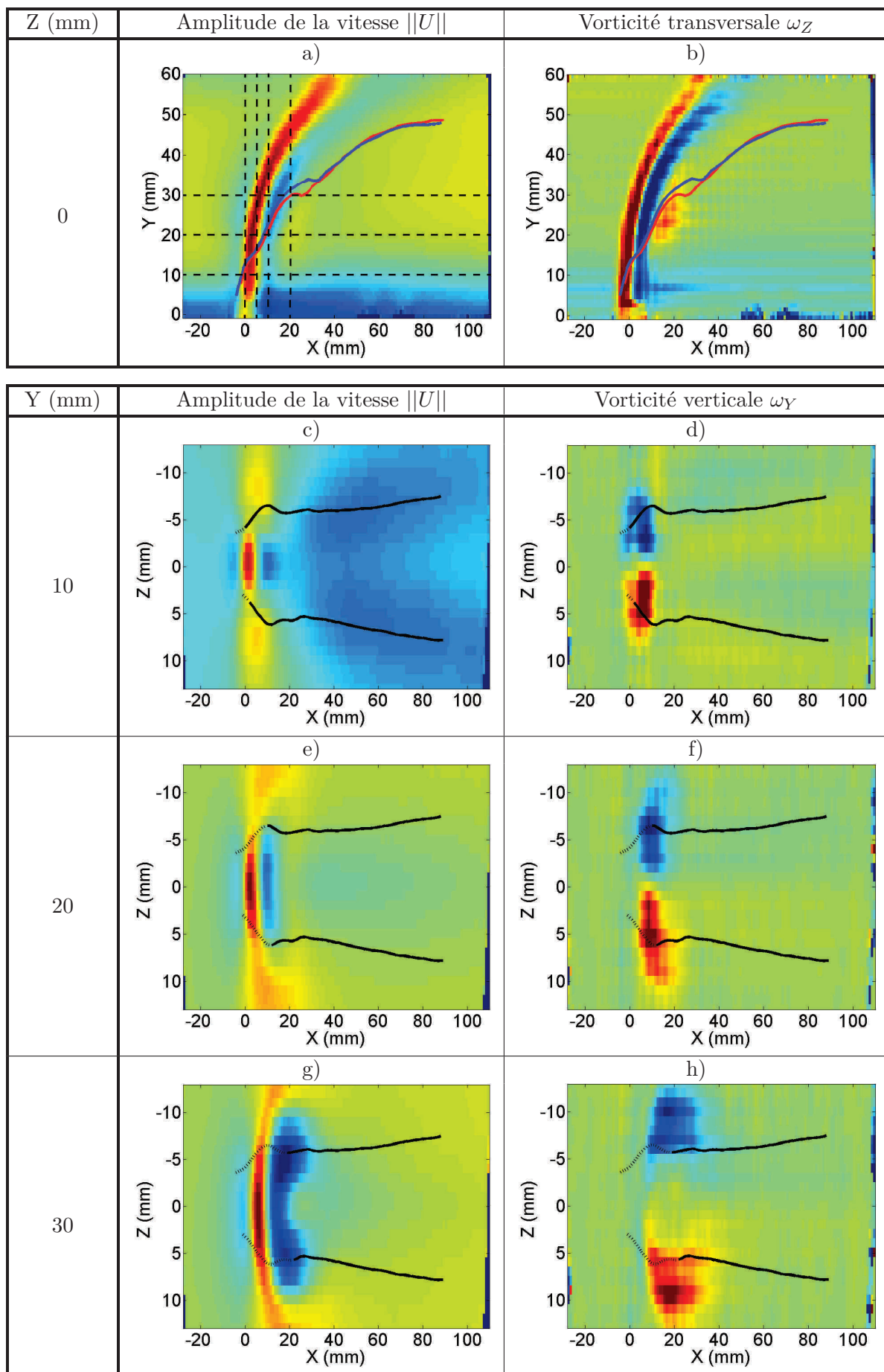


Figure 14.12: Configuration n° 16. Trajectoires des branches du "CRVP instantané". a,b) Projection des trajectoires dans le plan de symétrie (XY) coloré en $||U||$ et ω_Z . Les pointillées marquent les emplacements des plans verticaux (figures 14.12b) et longitudinaux (figures 14.13). c-h) Projection des trajectoires dans des plan verticaux (XZ) colorés en $||U||$ et ω_Z . Les portions des trajectoires en pointillé sont situées sous le plan affiché.

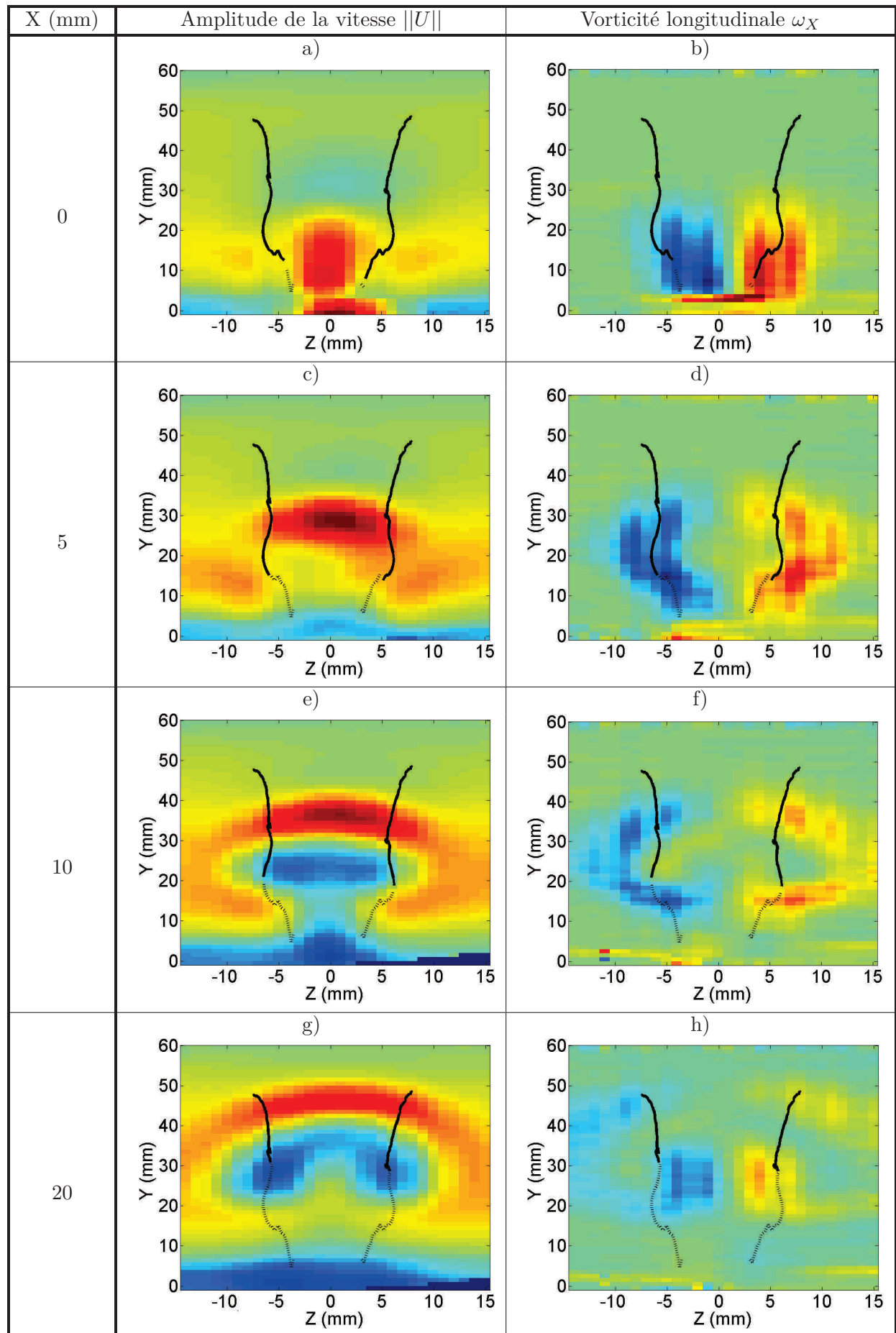


Figure 14.13: Projection des trajectoires dans des plan verticaux (YZ) colorés en $||U||$ et ω_Z . Le passage de la ligne continue à la ligne pointillée marque l'intersection des trajectoires et du plan affiché.

se renforcent sur les couches de cisaillement du jet (figures 14.12*d* et 14.13*b*). Ils sont donc situés sur le corps du jet, de part et d'autre de la branche primaire de vitesse verticale (figures 14.12*c* et 14.13*a*). par laquelle ils sont convectés.

En $X=0$ mm alors que commence la couche cisailée aval, la trajectoire de CRVP instantané dans le plan XY (figures 14.12*a,b*) présente une modulation. Cette légère oscillation est due à l'apparition dans les plans à X constant des TEVs qui se développent sur la couche cisailée aval. La prise en compte des TEVs déplace le barycentre des nuages de structures.

Entre $X=0$ et 5mm, les structures continuent à coïncider avec les zones de fort cisaillement (figures 14.12*b* et 14.13*d*)

A partir de $X=5$ mm, les structures tourbillonnaires quittent la branche de vitesse verticale primaire et cessent donc d'être convectées par elle. Cela se traduit par une vitesse d'élévation moins rapide (figures 14.12*a,b*).

Entre $X=5$ et 20mm, les structures tourbillonnaires pénètrent la zone de couverture du jet (figure 14.13*c*) et contournent la zone de très basse vitesse de la bulle de recirculation.

Dans les figures 14.12*e* et 14.13*e*, la trajectoire du CRVP est située vers le milieu de la bulle de recirculation ($X \approx 10$ mm) et le contournement en est à son maximum. A partir de $X=10$ mm, les structures tourbillonnaires passent sur la face aval de la bulle de recirculation. Les branches du CRVP instantané suivent le cisaillement aval de la bulle de recirculation (figure 14.12*a*) et se rapprochent légèrement l'une de l'autre (figure 14.12*e*).

A partir de $X=20$ mm, les branches du CRVP instantané se décrochent de la couche de cisaillement aval de la bulle de recirculation (figure 14.12*a*). La zone de basse vitesse adopte la forme typique de haricot (figures 14.12*g* et 14.13*g*) déjà vue dans les figures 12.8*b,c*. Les barycentres des nuages de structures coïncident avec les minima de vitesse des lobes du haricot (figures 14.12*g* et 14.13*g*). Les trajectoires de CRVP instantané se trouvent à la limite de la zone centrale de basse vitesse et du fort cisaillement latéral dû au contournement du jet par l'écoulement (figure 14.13*h*). A partir de $X=20$ mm, les branches du CRVP instantané s'éloignent l'une de l'autre, ce qui marque l'agrandissement naturel de l'ensemble de la structure moyenne du jet.

14.3.2 Evolution des trajectoires de CRVP instantané avec le VR

La figure 14.14 page 193 présente les trajectoires 3D des structures tourbillonnaires longitudinales vues de côté et du dessus, pour les 4 ratios de vitesses que nous avons étudiés jusqu'à présent.

La projection de la trajectoire dans le plan XY illustre l'abaissement des structures longitudinales de l'écoulement avec le ratio de vitesses. Pour le plus bas VR, la trajectoire est quasiment plate mais ce n'est pas une observation permettant de conclure à la présence d'une transition.

En revanche, la projection dans le plan XZ présente un comportement des trajectoires plus singulier. Pour les ratios de vitesses les plus élevés, on observe juste après l'origine des X le renflement de chaque branche qui marque le contournement de la zone de recirculation de très basse vitesse par les structures longitudinales. Or, à l'instar du HSV et du HV, la zone de basse vitesse créée par la couverture de l'écoulement par l'obstacle du jet est aussi une nécessité topologique d'un écoulement de jonction, comme les travaux de Bazant & Moffat [96] permettent de le déduire.

A l'inverse, ce contournement n'est plus présent passé la transition de soufflage (14.14).

14.3.3 Origine et évolution des hairpins passée la transition de soufflage

Mieux encore, ces trajectoires cadrent parfaitement avec la dynamique de formation des hairpins montrée dans la visualisation instantanée en lignes de tourbillonnement (figures 14.15*a,b,c* page 194). Ces trajectoires suggèrent très fortement que la visualisation de la figure 14.15 est un

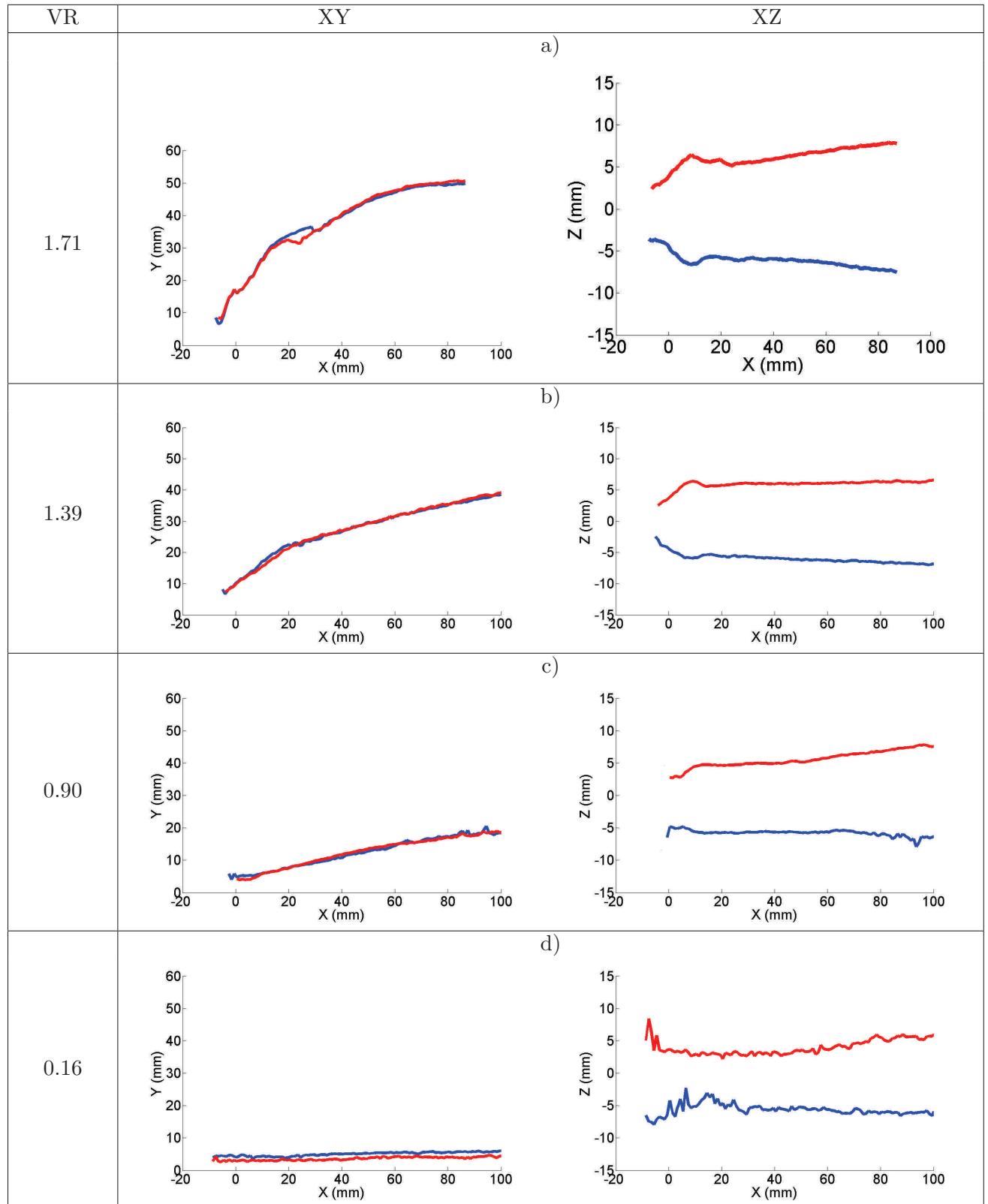
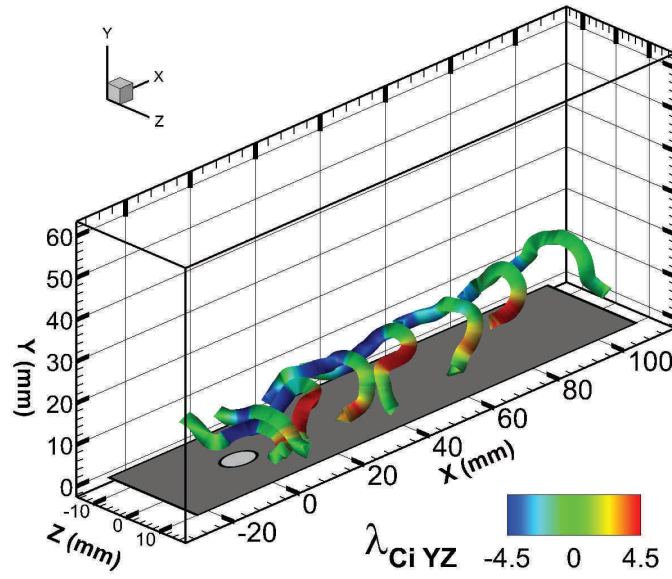
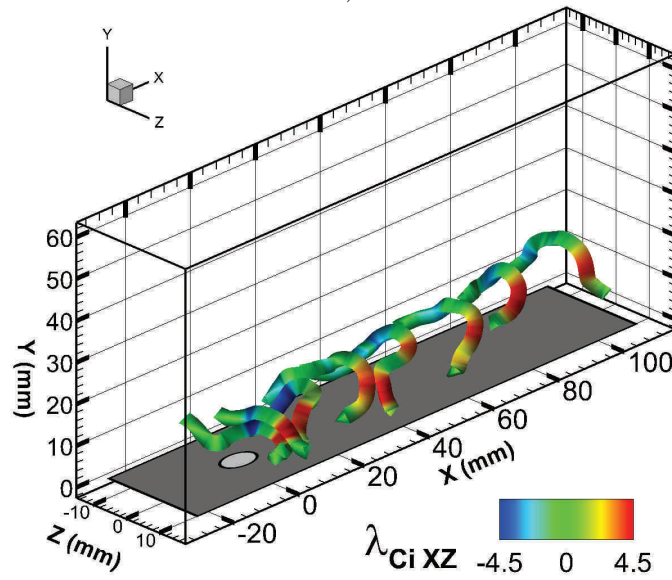


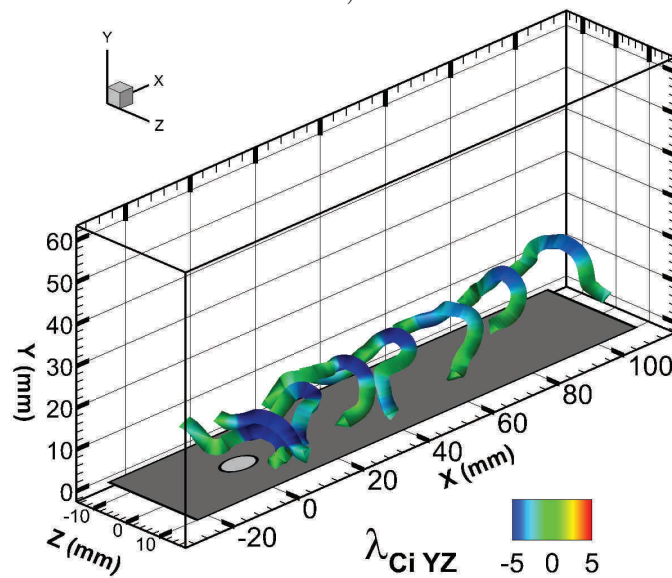
Figure 14.14: Configurations n° 7, 11, 12, 14. En vue de côté et de dessus, trajectoires 3D dites de CRVP instantané obtenues à partir du suivi suivant X du barycentre des nuages de structures tourbillonnaires positives et négatives détectées dans des plans à X constant. La méthodologie est décrite plus en détail dans la section 7.7 page 87 de la partie **Méthodes Numériques**.



a)



b)



c)

Figure 14.15: Configuration n° 7. Même champ instantané que la figure 13.24 page 171. Lignes de tourbillonnement colorées en : a) $\lambda_{Ci\ YZ}$, b) $\lambda_{Ci\ XZ}$, c) $\lambda_{Ci\ XY}$.

candidat idéal pour proposer un scénario de génération/formation des hairpins à très bas ratio de vitesses en champ instantané.

Dans la figure 14.15, on observe au niveau des 3 premières structures, un espacement croissant suivant X entre chaque doublet de structures consécutives. On constate dans le même temps, une élévation des têtes de ces structures qui explique la dynamique d'accélération de la tête alors qu'elle s'éloigne des zones les plus lentes de la couche limite en proche paroi, et rencontre les couches de fluides plus rapides de la couche limite. Cette accélération qui s'exerce sur la tête produit un pincement à son niveau, rapproche les jambes, et les aligne suivant la direction longitudinale.

Passée la structure n° 3, l'écart constant entre chaque structure — alors qu'elles ne sont pas sorties de la couche limite — montre qu'elles sont convectées à la même vitesse de transport, et que la dynamique de formation transitoire des hairpins s'est achevée.

Une autre remarque importante peut être faite en observant la figure 14.15. Un hairpin sur 2 présente une forme plus pincée et une distance plus proche entre les jambes qui, alors, sont alignées plus longitudinalement avec le crossflow. En conséquence de quoi, les jambes de ces hairpins présentent une intensité de tourbillonnement longitudinal plus forte.

Ce phénomène est très marqué et est observé sur l'ensemble de la série temporelle. Il y a donc bien une modulation spatiale des hairpins qui présentent alternativement des jambes écartées ou resserrées.

Au début, la coloration en tourbillonnement transversal est forte, surtout lors du processus de pincement accompagnant la formation du hairpin.

Alors que les hairpins progressent dans l'écoulement, on assiste à une diminution importante de l'intensité de tourbillonnement de la tête.

Au contraire, les composantes de tourbillonnement verticale ($\lambda_{C_i \ YZ}$) et longitudinale ($\lambda_{C_i \ XZ}$) restent fortes sur l'ensemble des structures présentes dans l'écoulement.

Pour le tourbillonnement vertical, son intensité est probablement entretenu par le fort cisaillement latéral de la coquille de cisaillement (voir figure 13.22 page 168) qui est dû au contournement du jet par le crossflow.

Pour le tourbillonnement longitudinal, son orientation normale à la direction de l'écoulement est probablement responsable de la faible diminution de son intensité tourbillonnaire.

14.4 Origine des CRVP

Il a été démontré dans la section précédente le potentiel de ces trajectoires 3D de structures tourbillonnaires longitudinales instantanées pour expliquer la physique du JICF à très bas VR. On peut donc raisonnablement penser qu'il en est de même pour les ratios de vitesses les plus hauts, ce qui nous offre la possibilité de présenter une nouvelle approche originale à la question de l'origine du CRVP.

A l'aide de la discussion de la section 14.1 page 175, consacrée au caractère instantané ou moyen du CRVP, on comprend que cette question peut sous-entendre en réalité plusieurs autres questions :

1. *Quelle est la nature du CRVP ?*
2. *Comment le CRVP se forme-t-il dans le champ moyen ?*
3. *Quel(s) phénomène(s) physique(s) et quelles structures tourbillonnaires instantanées du champ instantané contribuent à la formation du CRVP dans le champ moyen ?*
4. *Quelle est le point de départ du CRVP sur la topologie du jet ?*

Les travaux publiés au cours des 30 dernières années s'intéressant aux origines du CRVP essaient de répondre à une ou plusieurs de ces questions.

La question n° 1 a déjà été amplement discutée dans la section 14.1 : le CRVP est une structure uniquement présente dans le champ moyen.

La question n° 2 a également fini par trouver une réponse définitive :

- Tout d'abord par le travail de Cortelezzi & Karagozian [84] – *On the formation of the counter-rotating vortex pair in transverse jets* –, travail qui s'est vu complété et approfondi par celui de Marzouk & Ghoniem
- Par les remarques de nombreux travaux expérimentaux dont ceux présentés à l'issue de notre étude.

La réponse est que le CRVP se forme à travers le moyennage des champs instantanés.

Quand on regarde la réponse à la question n° 1 — Le CRVP est une structure uniquement présente dans le champ moyen —, alors la réponse à la seconde question semble être un peu la même, simplement formulée différemment.

Cependant, si l'on considère que le CRVP est une structure aussi bien moyenne qu'instantanée, alors on peut chercher à l'aide d'une étude des champs moyens, la réponse à la question de l'origine des phénomènes physiques qui génèrent ce CRVP.

Cette approche fonctionne très bien par exemple pour le tourbillon en fer à cheval, où la compréhension du phénomène physique de création du HSV peut se faire à l'aide du champ moyen qui est un écoulement de jonction, tout comme le champ instantané. Plusieurs études ont donc été effectuées suivant cette optique, et fournissent à travers l'étude du champ moyen des réflexions souvent très intéressantes à mettre en perspective avec les approches focalisées sur les structures tourbillonnaires instantanées.

14.4.1 Synthèse bibliographique

Chang & al (1942) : A notre connaissance, une des première tentatives pour expliquer la formation du CRVP. Dans cette analyse bidimensionnelle de l'écoulement moyen, le jet était modélisé comme une isoligne de vorticité dont la position était itéré d'une position donnée à la suivante le long de l'abscisse curviligne de la trajectoire du jet.

Margason & al (1970)[97] : Margason reprend la démarche de Chang et l'adapte à une nappe de vorticité issue de l'ensemble de la circonférence de l'injection du jet.

Kamotani & Greber (1972)[69] : L'étude expérimentale de Kamotani & Greber propose un CRVP qui n'est pas issu de l'injection du jet mais de son sillage. Pour les auteurs, le CRVP s'enracine dans la paire de tourbillons de recirculation localisés juste en aval de l'injection à la paroi (voire DSSNV).

Moussa & al (1977)[72] : A l'issue de leur étude au fil chaud, Moussa, Trishka & Eskinazi concluent à la formation d'un CRVP à l'intérieur du conduit d'injection par rassemblement de la vorticité interne en 2 zones de vorticité qui sont, selon eux, déjà le CRVP.

Crabb & al (1981)[?] : Les résultats expérimentaux de Crabb, Durao & Whitelaw sont en décalage avec le reste de la communauté sur un point : ils mentionnent avoir vu le CRVP en *amont* du jet.

Broadwell & Breidenthal (1984)[74] : Broadwell & Breidenthal modélise le jet comme un point source de moment. Dans leur modèle, le CRVP apparaît comme le résultat de la perforation de la couche limite de l'écoulement par le jet qui réorganise et réoriente la vorticité de la couche limite.

Andreopoulos & Rodi (1984) [?] : Pour $VR > 0.5$, Andreopoulos & Rodi suggèrent que le CRVP est issu du cisaillement vertical résultant du frottement latéral du contournement du jet par l'écoulement.

Coelho & Hunt (1989)[77] : Coelho & Hunt propose une génération du CRVP localisée dans l'espace juste avant la sortie de l'injection. Cette génération est initiée par la déformation dans l'injection de la répartition des profils de vorticité et de vitesse du jet, en raison de la pénétration du crossflow dans l'injection.

Morton & Ibbetson (1996)[80] : Appuyés par l'analyse de Fric & Roshko (1994), comme quoi aucune vorticité ne peut se créer à l'intérieur même du fluide et est nécessairement transport  à partir d'une paroi, Morton & Ibbetson réfutent l'analyse d'Andreopoulos. Ils proposent en retour de redévelopper l'intuition de Broadwell & Breidenthal. Repartant de la perforation de la couche limite par le jet, ils étudient comment la vorticité de la couche limite incidente et la vorticité azimuthale issue de la couche limite intérieure du conduit d'injection interagissent pour former une vorticité verticale localisée de part et d'autre du jet

Kelso & al (1996)[45] : Pour Kelso, Lim et Perry l'origine du CRVP est située dans le repliement de l'ensemble de la couche cisailée qui fait le tour du jet situé vers la base du jet. Ce repliement est visible et désigné sous le terme *Fold* dans la photo 11.4b page 115. Si le hovering Vortex existe, les lignes de pliage latéral de ce repliement global sont les bras du hovering vortex. Cette dynamique d'étirement/pliage/enroulement de l'ensemble prépare le terrain et engendre deux zones qui sont déjà en soi le CRVP. Ces 2 zones de repliement du jet vont ensuite capter et s'alimenter de la vorticité lat rale¹⁰ des anneaux tourbillonnaires qui se développent sur la couche de cisaillement faisant le tour du jet. Ils proposent un mécanisme de déformation de ces anneaux pour réexpliquer la réorientation de la vorticité des anneaux tourbillonnaires dans la direction du CRVP.

Lemmon, Kohli & Thole (1999) : Lemmon, Kohli & Thole effectuent une simulation inviscide et assistent à la formation d'un CRVP malgré l'absence de couche limite incidente et de couche limite intra-pipe. La présence d'une viscosité numérique non négligeable a néanmoins été soulignée après coup comme pouvant conduire à la formation d'une structure ressemblant à un CRVP.

Yuan & Street (1999)[50] : Pour Yuan & Street, la création du CRVP nécessite l'interaction de deux phénomènes. Le premier met en jeu la déformation, l'étirement, et l'enroulement de l'ensemble de la couche cisailée du jet. Cet enroulement de la structure de cisaillement du jet est initiée par la présence de tourbillons quasi stationnaire situés sur les côtés du jet, et constitués d'enroulement locaux de la couche limite. Le second phénomène est la présence d'un gradient de pression adverse entre les faces aval et amont du jet et qui, en créant une singularité sur la face aval, initie la rupture du tube global que constitue la couche cisailée du jet en deux tourbillons contra-rotatifs indépendants. Yuan & Street ne font donc pas appel aux structures tourbillonnaires de couche cisailée amont et aval qu'ils identifient comme des *Spanwise Rollers*

Walters & Leylek (2000)[] : Walters & Leylek proposent également la conjonction de 2 mécanismes : l'interaction entre le jet et l'écoulement transverse, et la présence de la vorticité dans le conduit d'injection.

Cortelezzi & Karagozian (2001)[84] : Pour Cortelezzi & Karagozian, le CRVP trouve sa source dans le moyennage des structures instantanées de l'écoulement. Comme Kelso, ils s'appuient sur un modèle d'anneaux tourbillonnaires dont ils simulent la déformation.

Lim, New & al (2001)[42] : Lim, New & Luo effectuent de magnifiques visualisations au colorants (figures 11.4a 13.6b,c 14.1 et 13.7a,c pages 115 151 176 et 152)   partir desquelles, ils remettent en question le modèle des anneaux tourbillonnaires. Similairement   Kelso, ils identifient l'origine physique du CRVP aux repliements latéraux de l'ensemble de la structure du jet. Le tourbillonnement du jet est ensuite alimentée par les tourbillons de couche cisailée

10. Encore une fois, plutôt de la vorticité orientée dans la direction de ce que sera le CRVP et qui est donc un mélange de vorticité longitudinale et verticale

amont et aval. Lim & al identifient des tourbillons de couches cisailées comme des boucles tourbillonnaires, topologiquement distinctes entre les côtés amont et aval du jet.

Peterson & al (2003,2004)[52] : Peterson & Plesniak utilisent un dispositif expérimental leur permettant de modifier la vorticité présente à l'intérieur du tuyau d'injection. Il quantifie la modification des caractéristiques du CRVP en fonction de la présence d'une vorticité intra-injection constructive ou destructive par rapport à la vorticité du CRVP et constatent dans les deux cas la formation d'un CRVP classique. Ils montrent ainsi que la vorticité intra-injection seule n'est pas suffisante pour expliquer la formation du CRVP.

Muppidi & Mahesh (2006)[90] : Muppidi & Mahesh proposent une formulation 2D simplifiée modélisant l'accumulation locale de vorticité sur la face aval du jet suite à la différence de pression entre l'amont et l'aval du jet, et montrent que cette accumulation de vorticité peut se révéler suffisante a priori pour former le CRVP.

New & al (2006)[43] : New, Lim, & Luo démontrent l'influence du profil de vitesses de jet sur la formation du CRVP.

Marzouk (2007)[47] : Pour Marzouk, le CRVP est le résultat du moyennage des structures tourbillonnaires instantanées de l'écoulement. Ces structures adoptent la forme de boucles de tourbillonnement dont l'orientation spatiale des bras et des jambes diff  rent de celle proposée par Lim & al 2001 [42].

Schmidt & Henningson (2009)[98] : A partir d'une simulation numérique directe, Schmidt & Henningson font la démonstration qu'une DNS caractérisant les   tats stationnaires de l'écoulement 3D est suffisante pour générer une paire de tourbillons contra-rotatifs dans l'écoulement et que, en ce sens, le phénomène physique à l'origine du CRVP ne nécessite pas nécessairement des structures tourbillonnaires instantanées.

Plusieurs points importants émergent de l'étude de la bibliographie.

14.4.2 Retour sur la question n   3

Les auteurs ayant essayé de répondre à la question n   3 et de trouver le ou les mécanismes physiques responsables de la formation du CRVP ont proposé de nombreuses causes possibles.

Parmi les scénarios proposés, ceux qui reviennent le plus fréquemment sont :

- La vorticité présente dans le tuyau d'injection ;
- Les structures tourbillonnaires de type RLV ou LV, qui viennent alimenter la croissance du CRVP en lui fournissant de la quantité de rotation ;
- La formation des tourbillons latéraux résultant de l'interaction entre la vorticité transversale de la couche limite incidente et la vorticité azimuthale de la couche cisailée intérieure du conduit d'injection du jet.
- Le repliement de l'ensemble de la structure de cisaillement du jet. Ce repliement est expliqué :
 - Soit sous l'influence du gradient de pression entre les faces amont et aval.
 - Soit le long des bras du hovering vortex
 - Soit sous l'influence des tourbillons latéraux suite à l'interaction entre de la vorticité transversale de la couche limite incidente et la vorticité azimuthale de la couche cisailée intérieure du jet.

Une idée intéressante et assez largement partagée, est que le processus de formation du CRVP nécessite plusieurs mécanismes. C'est par la conjonction de ces mécanismes que le CRVP se forme et s'amplifie.

Une autre idée intéressante, issue du travail d'Andreopoulos & Rodi [?], est que les mécanismes de formation puissent être spécifiques à certaines conditions d'écoulement. Par exemple, il est clair que le ratio de vitesses joue un rôle important en permettant ou inhibant plus ou moins certains mécanismes de formation. S'il est fort, le jet ne se replie pas en champ proche sur lui-même sous l'action de l'écoulement, comme ça peut être le cas lorsque la quantité de mouvement transportée par le jet est plus faible.

Ce n'est pas parce qu'une paire de tourbillons contra-rotatifs est vue systématiquement dans toutes les configurations de JICF, que cette paire de tourbillons contra-rotatifs est issue des mêmes mécanismes. On l'a d'ailleurs montré dans ce manuscrit à l'aide de la transition de soufflage : lorsque le jet est soufflé, la trajectoire du CRVP est quasi droite, et est probablement uniquement issue du tourbillonnement des jambes des hairpins qui se développent à partir du jet. Toute discussion portant sur l'origine du CRVP doit donc tenir compte des conditions particulières des écoulements.

14.4.3 Retour sur la question n° 4

Parmi les origines physiques proposées, on trouve :

- Les DSSNV dans le sillage du jet (Kamotani et Greber), ou quelque part en amont du jet (Crabb & al) : ces propositions n'ont pas trouvé de support par la suite auprès de la communauté du JICF.
- La vorticité intra-injection. Il est clair que la vorticité intra-injection participe au tourbillonnement du CRVP. Cependant ce n'est pas parce qu'elle y participe qu'elle en est pour autant à l'origine comme l'a montré Peterson & al [85, 52]
- Des tourbillons verticaux, situés sur les faces latérales du jet.
- Le repliement latéral visible par Kelso & al[45] et Lim & al[42] (figures 11.4a 13.7a pages 115 et 152)

14.4.4 Origine du CRVP et trajectoires 3D des nuages de structures tourbillonnaires longitudinales instantanées

Cette étude bibliographique, ainsi que l'étude de la trajectoire 3D du CRVP instantané présentée dans la section 14.3.1 à l'aide des figures 14.12 et 14.13, nous permettent de proposer notre interprétation des mécanismes à l'origine de la création du CRVP.

Nous pensons que la génération du CRVP met nécessairement en jeu la contribution des structures tourbillonnaires longitudinales instantanées et le repliement de l'ensemble de la structure de cisaillement du jet.

Nous avons détecté et suivi dans l'espace les structures tourbillonnaires longitudinales instantanées. Le barycentre des nuages que forment ces structures ont été définies comme les trajectoires des branches du CRVP instantané.

La co cidence de ces trajectoires avec les trajectoires moyennes de CRVP nous ont permis de nous assurer que le CRVP en champ moyen est bien le résultat de la contribution du tourbillonnement de toutes les structures longitudinales instantanées. Ces trajectoires commencent sur la couche de cisaillement amont, légèrement au dessus de l'injection du jet.

Mais la seule contribution des structures tourbillonnaires longitudinales instantanées n'est pas suffisante pour expliquer la génération du CRVP. Il est clair que c'est par la conjonction de plusieurs mécanismes et de plusieurs structures tourbillonnaires que le CRVP se forme et s'amplifie. Les structures tourbillonnaires longitudinales alimentent le tourbillonnement du CRVP, mais nous pensons que la densité du nuage de structures tourbillonnaires instantanées s'explique

par un mouvement de repliement de l'ensemble de la structure de cisaillement du jet. On ne peut faire l'économie d'aucun de ces deux mécanismes.

Sans les structures tourbillonnaires instantanées qui viennent alimenter le tourbillonnement du CRVP, rien n'apparaîtrait dans le champ moyen. Ainsi, le repliement de la couche cisailée du jet ne peut pas expliquer à lui seul la formation du champ lointain du CRVP. Pourtant, ce repliement global en champ proche guide et canalise les bras et les jambes des LEVs et TEVs dans les zones qui deviendront le CRVP en champ moyen.

En champ plus lointain, ce repliement global canalise les structures instantanées, et est alimenté en retour par les contributions individuelles des structures tourbillonnaires qui composent les nuages du CRVP instantané.

En champ proche, ce repliement global correspond au repliement latéral présenté par Kelso & al[45] et Lim & al[42] (figures 11.4*b*, 14.2*a* 13.7*a* pages 115, 177 et 152). Il est probablement initié et rendu possible par les contributions de nombreux phénomènes, différents de l'effet global engendré par les LEVs/TEVs : la vorticité intra-injection, l'influence du gradient de pression entre les faces amont et aval, la présence des bras du hovering vortex, le cisaillement latéral dû au contournement du jet par l'écoulement transverse...

Ainsi, tous ces phénomènes lorsqu'ils existent, contribuent à la formation d'un repliement de l'ensemble de la structure de cisaillement du jet.

Il est clair également que les mécanismes de formation de ce repliement global sont spécifiques aux conditions d'écoulement (VR, épaisseur de la couche limite...).

Le hovering vortex et la vorticité intra-injection sont deux phénomènes amplifiés à bas ratios de vitesses, alors que l'écoulement transverse pénètre en amont de l'injection du jet.

Le gradient de pression et le cisaillement latéral de contournement du jet sont quant à eux amplifiés à hauts ratios de vitesses alors que le jet pénètre loin dans l'écoulement et constitue un obstacle plus "*frontal*" pour l'écoulement.

Il faut noter que les mécanismes de formation du repliement global ne sont pas les seuls à être spécifiques aux conditions d'écoulement. La composition des nuages de tourbillons du CRVP instantané est également dépendante des conditions d'écoulement, même si les LEVs et TEVs sont majoritaires. Cela explique pourquoi nous parlons de nuages de "*structures tourbillonnaires longitudinales instantanées*" plutôt que de nuages de LEV/TEV.

En fonction du ratio de vitesses, et de l'interaction du jet avec la couche limite, les bras et jambes des tourbillons de bulle de recirculation et des tourbillons de sillage de bulle de recirculation peuvent contribuer aux nuages du CRVP instantané.

Le CRVP en champ moyen est donc une structure aux multiples origines. Il est issu en champ proche du repliement global de l'ensemble de la structure de cisaillement du jet. A partir du champ proche et jusqu'en champ lointain, il est alimenté par le tourbillonnement longitudinal des bras et des jambes des structures tourbillonnaires instantanées qui sont canalisées par ce repliement global.

La diversité des mécanismes menant au repliement global du jet, et la diversité des structures tourbillonnaires instantanées alimentant le CRVP expliquent la robustesse de cette structure systématiquement présente en champ moyen.

14.5 Retour sur les topologies du début

Cette section est l'occasion de revenir sur les topologies présentées au début de cette partie de la thèse consacrée aux topologies du JICF.

14.5.1 Attention aux topologies tronquées !!

Face à l'absence de certaines structures tourbillonnaires dans certaines figures, le lecteur est en droit de se poser certaines questions.

- Faut-il déduire de ces absences que dans le régime d'écoulement considéré ces structures n'existent pas ?
- Sont elles ignorées parce qu'elles ne s'avèrent pas pertinentes dans la perspective de l'article aux yeux de l'auteur ?
- Sont elles ignorées parce qu'elles complexifierait un schéma que l'auteur veut garder simple pour le lecteur ?

On peut penser que ces trois cas de figures se retrouvent dans les figures 11.3 de la page 113.

Malgré l'évidence de nos propos, nous tenons dans cette sous-section à évoquer le sujet des schémas de synthèse, et à effectuer des rappels de bon sens et de prudence.

"Un schéma simplifié est souvent bienvenu, et aide à ne pas embrouiller le lecteur."

Bien que totalement en accord avec cette remarque de bon sens, une simplification ne doit pas s'exercer n'importe comment.

Je pense que simplifier, schématiser, est un exercice difficile. Il me semble en ce sens que quelques règles sont à respecter.

Le minimum est de préciser qu'il s'agit d'une topologie simplifiée. Si c'est le cas, il faut spécifier que seules sont représentées les structures pertinentes, ou qu'un type de structure n'est pas représenté afin de ne pas complexifier le schéma. Il est nécessaire d'éviter aux maximum les sous-entendus. Ces sous-entendus constituent peut être des évidences pour les spécialistes du domaine (qui auront lu les 80 articles indispensables), mais ils ne seront peut être pas aussi évident pour un chercheur qui aborde le domaine ou qui y fait juste un crochet.

Ensuite, il me semble que donner une topologie simplifiée, c'est donner une topologie tronquée. Et à l'instar des développements limités, il ne faut tronquer que les ordres supérieurs. Or, plus nous approfondissons notre compréhension du JICF, plus il semble difficile de découpler les interactions entre les différentes structures tourbillonnaires. Dans ce sens, il semble acceptable de ne pas afficher le HSV (figure 11.3c) dont l'influence sur le reste du JICF est infime, mais difficilement justifiable de ne pas afficher les tourbillons de couche cisailée (figure 11.3b,d) dont l'influence structure l'ensemble des caractéristiques moyennes et instantanées du JICF. Si l'on ne s'intéresse pas à la dynamique instantanée de l'écoulement, autant ne garder que le CRVP et le HSV et ne parler que de topologie moyenne du JICF. La figure 11.3d est presque parfaite pour la topologie moyenne du JICF et n'y est en trop que la présence des *wake vortices*.

A l'inverse, essayer de mettre toute les structures présentes à tous les ratios de vitesses est tout aussi dangereux, même si on mentionne les seuils d'apparition. Cela met dans l'esprit du lecteur une topologie qui ne correspond pas à la disposition réelle de l'écoulement étudiée par l'article. En témoigne la présence des *wake vortices* de la figure 11.3g dont le seuil d'apparition localisé entre $VR=2$ et 3 n'est pas compatible avec ceux présents dans l'étude ($VR=0.5$ et 1).

Une pratique adoptée par certains articles consiste à ne pas mettre de schéma topologique.

14.5.2 Contre le moutonnement

Le sujet de la persistance de certaines topologies erronées est abordé dans la sous section 13.3.1. Si on les regarde de plus près — Smith et Mungal [48], Camussi & al [46] (figure 11.3e), Peterson & al [52] (figure 11.3g), Megerian & al [67], Gutmark & al [53] (figure 11.3h) —, toutes ces topologies décalquent la figure proposée par Fric et Roshko [?] (figure 11.3a) sans la remettre en question.

La figure 11.3h par exemple ressemble fortement à la figure 11.3a. A ceci près que les tourbillons de la face amont tournent en sens opposé à celui qu'ils ont en réalité. Parce que le sens de

rotation n'est pas présent sur la figure 11.3a, se sont ils inspirés de la figure 11.3c pour compléter leur schéma ? Impossible de le dire avec certitude mais le résultat est là. Dans la dernière décade, deux articles proposent une topologie dans laquelle une des structures les plus importantes du JICF tourne en sens inverse. Espérons qu'elles ne soient pas reprises comme sources d'inspiration par d'autres auteurs.

14.5.3 Boucles tourbillonnaires et non anneaux tourbillons

On ne peut pas reprocher à la figure 11.3c de ne pas intégrer des résultats très récents. Cependant, l'article de Lim, New et Luo est sorti depuis plus de 10 ans. Et ils ont été prolifiques entre temps, avec 8 publications [42, 99, 51, 87, 86, 43, 89, 4] où est rappelée leur topologie. Cette topologie s'est vue ensuite confirmée par l'excellente étude de Marzouk [47]. Il me semble donc étonnant que les topologies les plus récentes puissent présenter des anneaux tourbillonnaires en lieu et place de boucles tourbillonnaires.

14.5.4 Une trajectoire de CRVP située sous celle du jet

C'est un fait très bien illustré dans la figure 11.3d : la trajectoire du CRVP se situe bien en dessous de la trajectoire traditionnellement associée au jet (cf section 12.4.4 page 138). Cette trajectoire de jet est souvent définie à partir de la ligne de courant issue du centre géométrique du jet, et est encadrée par les couches de cisaillement amont et aval et les structures qui se développent dessus. En ce sens là, la figure 11.3c est très bien car elle distingue spatialement clairement le CRVP des tourbillons de couches cisailées.

14.5.5 Manifeste pour une distinction claire entre instantané et moyen

Enfin, par soucis de clarté et afin d'éviter d'installer une confusion dans les esprits, il est important de faire la distinction entre les structures instantanées, moyennes et instantanées moyennée spatialement (cf section 14.1.1 page 179).

Dans l'idéal, cette distinction s'exercerait à l'aide de deux topologies distinctes : une topologie moyenne et une instantanée.

Nous proposons donc dans la figure 14.16 une topologie moyenne d'écoulement du jet rond transverse valable au dessus de la transition de soufflage.

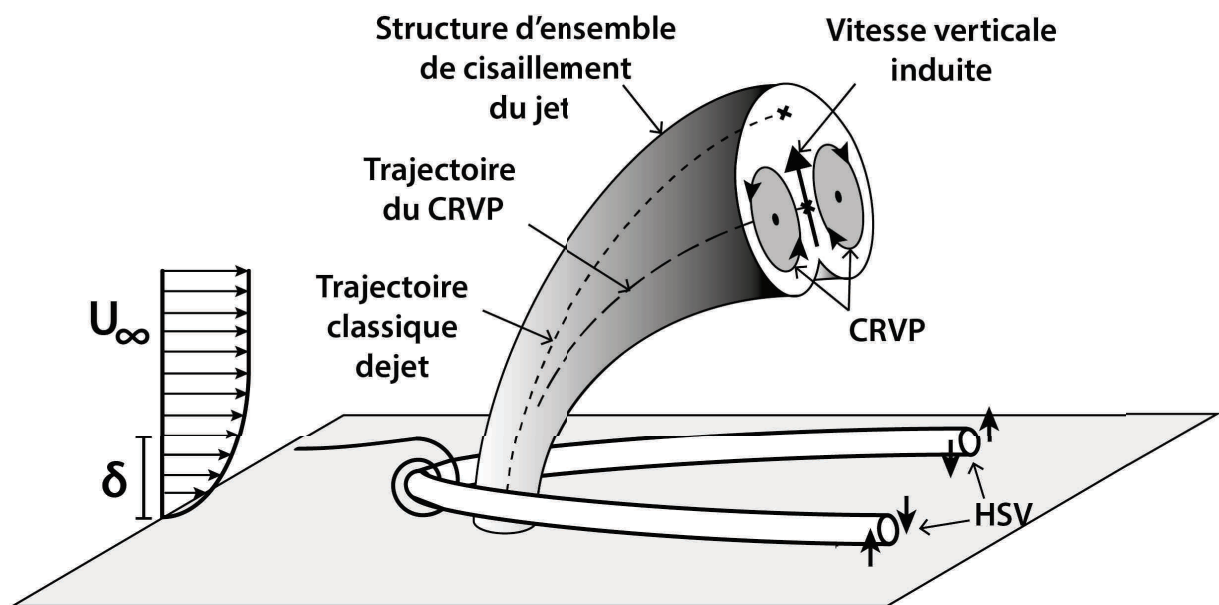


Figure 14.16: Topologie moyenne d'écoulement du jet rond transverse au dessus de la transition de soufflage.

Chapitre 15

Conclusion

Dans cette partie consacrée aux topologies du jet transverse, une étude bibliographique poussée a d'abord été effectuée. Elle est présentée dans le chapitre 11 et synthétisée dans les tables 11.1, 11.2, 11.3, 11.4, 11.5 et 11.6.

15.1 Topologie moyenne

Le travail effectué sur la topologie du JICF en champ moyen s'est focalisé sur l'étude de la topologie classique des structures tourbillonnaires et des champs de vitesse du JICF, et sur l'évolution de cette topologie avec l'abaissement du ratio de vitesse.

15.1.1 Haut VR

Dans la figure 12.9 page 139, l'observation du jet en amplitude de la vorticité permet d'intégrer à la fois le tourbillonnement et le cisaillement. Le jet y apparaît comme une unique et complexe structure tridimensionnelle.

L'étude du jet transverse en champs moyens (de vitesse, vorticités, tourbillonnement), a néanmoins été structur e autour de trois axes :

- La pénétration du jet dans l'écoulement transverse (section 12.2 page 131).
Cette pénétration est associée à la branche primaire de vitesse verticale positive (fig. 12.2a page 132).
- L'obstacle qu'il constitue pour l'écoulement transverse (section 12.3 page 132).
La présence de cet obstacle est la raison :
 - du ralentissement dans le plan de symétrie en amont du jet (fig. 12.2b page 132) ;
 - des zones de sur-vitesse dues au contournement du jet par le crossflow par le haut et par les côtés (fig. 12.4 page 134) ;
 - des zones de très basses et basses vitesses que sont respectivement la bulle de recirculation et la zone de couverture du jet (fig. 12.8 page 138).
 - des tourbillons de jonction (HV, HSV).
- L'interaction avec le crossflow a pour effet la formation de plusieurs structures tourbillonnaires (section 12.4 page 134 et figure 12.5 page 135).

Les structures tourbillonnaires présentes en champ moyen que nous avons observés dans nos mesures sont :

- La paire de tourbillons contra-rotatifs (CRVP). Le CRVP est situé sous les couches de cisaillement amont et aval (fig. 12.9 page 139). La trajectoire du CRVP est donc distincte et située en dessous de la trajectoire de jet classique.
Le CRVP est responsable de la formation de la seconde branche de vitesse verticale positive (fig. 12.7 page 137). Cette vitesse verticale positive conjuguée à la protection latérale de la zone de couverture du jet que réalise le CRVP, est responsable de la forme caractéristique de haricot adoptée par la zone de basse vitesse située sous le jet (fig. 12.8b page 138).
- Le tourbillon en fer à cheval (HSV) (fig. 12.6 page 135).
- Le tourbillonnement de la bulle de recirculation (BDR) (fig. 12.6) qui connecte en champ moyen le tourbillonnement des branches positive et négative du CRVP (fig. 12.5 page 135).

15.1.2 Effet du ratio de vitesses

Lorsque le ratio de vitesses est diminué, on constate dans les figures 12.10 page 141 que :

- L'ensemble de la structure du jet est abaissée. Cet abaissement se traduit par le confinement progressif de la zone de recirculation et de la zone de couverture du jet contre puis dans la couche limite.
- La branche primaire de vitesse verticale diminue jusqu'à quasiment disparaître. Dans le même temps la branche secondaire est en proportion beaucoup moins affectée, et devient donc dominante à bas ratio de vitesses.
- Les couches de cisaillement amont et aval présentent des évolutions différentes. La couche de cisaillement amont décroît en intensité, tandis que le différentiel de vitesse entre le jet et l'écoulement transverse s'amenuise. Au contraire, une forte différence de vitesses entre le jet et la zone de couverture permet à la couche cisailée aval de conserver une forte intensité de cisaillement.

Ces évolutions s'effectuent graduellement, et dans l'ensemble, les champs de vitesses et de tourbillonnement présentent une topologie commune.

Pour les ratios de vitesses les plus bas, des différences sont toutefois observées (fig. 12.11 page 144) :

- Le tourbillon en fer à cheval disparaît du champ moyen
- Les branches de la paire de tourbillons contra-rotatifs ne sont plus connectées par le tourbillonnement de la bulle de recirculation.

15.2 Topologie instantanée

L'étude du jet transverse en champs instantanés (de vitesse, vorticités, tourbillonnement) peut aussi être structurée autour des trois axes que sont la pénétration, l'obstacle et les structures tourbillonnaires. Néanmoins les caractéristiques associées à la pénétration et au rôle d'obstacle du jet sont très similaires à celles observées en champ moyen. Ainsi l'étude du jet transverse en champ instantané a été focalisée sur l'étude des structures tourbillonnaires instantanées.

15.2.1 Topologie tourbillonnaire du champ instantané

De multiples structures tourbillonnaires constituent la topologie classique des hauts ratios de vitesses que l'on retrouve dans la littérature. Sont distingués :

- Les tourbillons de cisaillement amont et aval : les *Leading-Edge Vortices* (LEV) et *Trailing-Edge Vortices* (TEV) (nuages n° 1 et 2 de la figure 14.6 page 180). Particulièrement facilement observés dans le plan de symétrie du jet, ils étaient autrefois considérés comme appartenant à une même structure annulaire appelée *Ring-Like Vortex*. Les travaux de Lim & al [42], de Marzouk & Ghoniem [47] et les nôtres montrent que ces tourbillons sont des boucles tourbillonnaires distinctes localisées sur les faces amont et aval du jet.
- Les tourbillons de jonction : tourbillon en fer à cheval (HSV) (nuage n° 3 de la figure 14.6) et *hovering vortex* (HV) (nuage n° 6 de la figure 14.6).
- Les tourbillons verticaux de sillage, *upright vortices* (WV) ou *wake vortices*. Ils n'ont pas été observés dans le cadre de cette thèse.
- Les tourbillons de paroi (*wall vortices* WV). Ces tourbillons sont des enroulements globaux de la couche limite, qui donnent naissance aux *upright vortices*. Tout comme les UV, ils n'ont pas été observés dans le cadre de cette thèse.

Les distributions spatiales des structures instantanées ont permis de mettre en avant d'autres structures tourbillonnaires. Ces tourbillons sont issus de l'interaction du jet avec la couche limite et sont donc spécifiques aux bas ratios de vitesses. Nous avons ainsi observé :

- Des tourbillons se développant sur la face aval de la bulle de recirculation. Ils constituent le nuage n° 4 de la figure 14.6 page 180.
- Des tourbillons de sillage de la bulle de recirculation. Ils constituent le nuage n° 5 de la figure 14.6.
- Des tourbillons portés par le haut de la couche limite. Ils constituent le nuage n° 7 de la figure 14.6.
- Des tourbillons de très proche paroi. Ils constituent le nuage n° 8 de la figure 14.9b page 185.

15.2.2 Effet du ratio de vitesses

Alors que le ratio de vitesses est abaissé, on constate que :

- La diminution d'intensité de cisaillement de la couche cisailée amont observée en champ moyen se traduit par une diminution progressive de l'intensité tourbillonnaires des LEVs (fig 14.8 page 183).
- L'abaissement de l'ensemble de la structure du jet se traduit par un confinement contre la couche limite des tourbillons situés sous le jet. Ce confinement résulte en :
 - Un renforcement de l'intensité tourbillonnaire des nuages de couche limite et de paroi (nuages n° 7 et n° 8) ;
 - Un maximum d'intensité tourbillonnaire des nuages de bulle de recirculation et de sillage lorsque le jet est au contact de la couche limite sans être écrasé contre celle-ci ($VR \approx 1.1$) ;
 - Le développement d'une zone de couverture fermée, à l'intérieur de laquelle se trouve une zone de très basses vitesses (fig. 13.22 page 168).

15.3 Discussions

15.3.1 Transition de soufflage du jet

L'étude des champs instantanés à très bas ratio de vitesses a permis de mettre en évidence un régime d'écoulement où le jet transverse ne possède plus les caractéristiques d'un écoulement de jonction.

- Les nuages de HSV et de HV disparaissent (fig. 14.8*h* page 183).
- Les trajectoires de CRVP instantané ne marquent plus le contournement de la bulle de recirculation (fig. 14.14*d*).

A $VR=0.16$, le JICF a adopté une topologie très simple constituée uniquement d'une allée de tourbillons en épingle, de *hairpin vortices* (fig. 14.15 page 194), générés par le soufflage périodique du jet par l'écoulement.

Cette allée de hairpin présente une périodicité double : une structure sur deux présente des jambes plus resserrées et une forme plus pincée au niveau de la tête des hairpins.

Cette transition de soufflage intervient pour $0.14 < VR \cdot d < 0.26$.

Dans la section 14.2.3, nous proposons pour caractériser la transition de soufflage la grandeur adimensionnée :

$$N_j = \frac{\bar{V}_j \cdot d}{U_\infty \cdot \theta^*} = VR \cdot \frac{d}{\theta^*} \quad (15.1)$$

constituée du ratio de la quantité de mouvement du jet par la quantité de mouvement du crossflow.

15.3.2 Le CRVP structure moyenne ou instantanée

A l'issue de nos expériences, le CRVP apparaît comme une structure du champ moyen générée par le balayage de l'espace par les structures tourbillonnaires longitudinales instantanées.

Le flou entourant le concept de CRVP, et la mention répétée de l'existence d'un CRVP instantané nous a conduit à étudier la validité du concept de CRVP instantané et son lien avec la structure moyenne classiquement appelée CRVP.

Ainsi, il s'agit de faire la distinction entre trois structures différentes portant le nom de CRVP :

- Une paire de tourbillons contra-rotatifs de faible envergure, extrêmement localisée dans un voisinage proche de l'injection du jet, qui présente à très faible ratio de vitesses et faible Reynolds d'écoulement dans les champs instantanés. Si elle existe, nous conseillons qu'un nom plus spécifique lui soit attribuée de manière à ce qu'elle ne soit pas confondue avec le CRVP classique du champ moyen.
- Le CRVP dans son usage classique. C'est une structure résultant de la moyenne temporelle des composantes longitudinales des tourbillons instationnaires qui balaient l'espace de mesure. Ce CRVP n'est donc pas une structure des champs instantané.
- Le CRVP "instantané". Le CRVP instantané n'est pas non plus un vrai tourbillon de l'écoulement instantané. Il est l'effet global des tourbillons qui le composent et s'entrelacent en son sein [47]. Il est le résultat en moyenne spatiale des contributions de chacune des jambes des structures tourbillonnaires instantanées.

La définition d'un CRVP instantané comme l'effet global d'un ensemble de tourbillons permet de définir des trajectoires 3D de CRVP instantané. Ces trajectoires sont définies comme la trajectoire que décrit le barycentre des nuages de structures détectées dans les plans longitudinaux alors que le plan de détection est balayé dans la direction longitudinale.

Ces trajectoires de CRVP instantané débutent en $X/D \approx -0.5$ avec le début de la couche de cisaillement amont, et en $Y/D \approx 0.5$. Elles permettent de proposer un scénario de formation du CRVP nécessitant :

- Les structures tourbillonnaires longitudinales instantanées qui alimentent le tourbillonnement des CRVP instantanés et moyens.
- Un repliement de l'ensemble de la structure de cisaillement du jet qui canalise ces structures tourbillonnaires, et qui trouve sa source légèrement au dessus de l'injection du jet. De multiples mécanismes contribuent à ce repliement global (la vorticité intra-injection, l'influence du gradient de pression entre les faces amont et aval, la présence des bras du hovering vortex, le cisaillement latéral dû au contournement du jet par l'écoulement transverse...). Chacun de ces mécanismes dépend fortement du régime d'écoulement, de l'épaisseur de couche limite et du ratio de vitesses.

Cinquième partie

Étude quantitative du jet rond transverse.

Chapitre 16

Méthode

16.1 Montage expérimental et paramètres étudiés

La résolution et la précision de la V3V étant meilleures dans les directions du plan capteur des caméras (section 3.7 page 35), nous avons positionné l'axe optique du système de caméras (voir 3.2 page 26) dans la direction de l'écoulement. De cette manière, la résolution est optimale pour mesurer les trajectoires de jets qui évoluent principalement verticalement et dans la direction du crossflow. La V3V a donc été positionnée de côté par rapport au canal, pour que les trajectoires soient capturées dans les longueur et largeur de l'image plutôt que dans la profondeur (voir figure 2.5b page 16). Le volume de mesure est éclairé par le haut du canal et mesure $14\text{ cm} \times 6\text{ cm} \times 3\text{ cm}$, et commence 3 cm avant la buse d'injection.

La table 16.1 page 214 présente l'ensemble des configurations étudiées durant la campagne expérimentale sur le jet rond.

Les expériences 1 à 6 ont été effectuées pour faire varier le ratio de vitesses par l'intermédiaire de la vitesse du crossflow. La configuration géométrique est restée identique : une plaquette d'épaisseur $L_{inj}=10\text{mm}$ percée d'un trou rond droit, de diamètre $d=8\text{mm}$. Le débit des jets a été maintenu constant à $0.14\text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$, alors que le débit dans le canal a été changé pour faire varier le ratio de vitesses VR. Cette variation de vitesse dans le canal s'accompagne d'une variation de l'épaisseur de couche limite.

Dans les expériences 7 à 12, nous avons fait varier le ratio de vitesses VR par l'intermédiaire de la vitesse débitante du jet. La vitesse dans le canal (et donc l'épaisseur de couche limite) a été maintenue constante et les expériences ont été réalisées en conservant la même plaquette.

Les expériences 13 à 18 ont été réalisées à iso-ratio de vitesses, les vitesses de jet et de canal étant modifiées conjointement. Ces expériences permettent d'obtenir une variation de l'épaisseur de couche limite à même VR et ainsi d'étudier l'influence de la couche limite sur la trajectoire.

16.2 Problème rencontré

La colonne $VR_{théorique}$ du tableau 28.1 en annexe correspond aux valeurs initialement prévues dans le plan d'expérience. Une fuite du système d'injection a malheureusement été constatée après la réalisation des mesures et leur post-traitement. Etant donné qu'il n'était pas possible de refaire les mesures, nous avons choisi de conserver les expériences avec des valeurs de VR corrigées ($VR_{réel}$) présentées dans le tableau 16.1. Afin d'être en mesure de remédier à ceci et d'étudier l'influence de paramètres additionnels, une seconde campagne expérimentale a été réalisée par la suite.

Dans cette campagne, nous nous sommes intéressés aux effets d'une variation de profil de vitesse du jet en sortie de l'injection, à V_j fixé. Cette variation de profil de vitesse de jet a été réalisée par l'intermédiaire d'une modification de la longueur d'injection du jet l_{inj} sur laquelle

n°	U_∞	V_j	$VR_{\text{Réel}}$	d	δ	l_{inj}	δ/d	d/l_{inj}
1	17.67	3.24	0.18	8	10.3	10	1.29	0.8
2	9.38	3.24	0.39	8	12.35	10	1.54	0.8
3	5.59	3.24	0.58	8	15.02	10	1.88	0.8
4	4.13	3.33	0.81	8	16.35	10	2.04	0.8
5	2.65	3.42	1.29	8	19.08	10	2.85	0.8
6	1.85	3.65	1.98	8	22.83	10	2.38	0.8
7	6.59	1.17	0.16	8	13.98	10	1.75	0.8
8	6.58	2.27	0.34	8	13.69	10	1.67	0.8
9	6.54	3.62	0.55	8	16.21	10	2.70	0.8
10	6.52	5.89	0.9	8	12.15	10	1.71	0.8
11	6.54	7.60	1.16	8	14.96	10	1.87	0.8
12	6.35	8.80	1.39	8	13.28	10	1.66	0.8
13	4.0	7.02	1.75	10	13.62	10	1.36	1
14	2.56	4.38	1.71	10	16.35	10	1.64	1
15	1.68	3.59	2.13	10	18.29	10	1.83	1
16	1.20	2.79	2.32	10	22.16	10	2.22	1
17	1.06	2.41	2.27	10	22.77	10	2.28	1
18	0.9	1.98	2.2	10	25.86	10	2.59	1

Table 16.1: Expériences réalisées sur le jet rond. Bloc expérimental des configurations n   1 à 6 : Variation U_∞ , V_j maintenu constant. Bloc expérimental des configurations n   7 à 12 : Variation V_j , U_∞ maintenu constant. Bloc expérimental des configurations n   13 à 18 : Variation V_j et U_∞ pour VR maintenu constant. Les vitesses sont en cm.s^{-1} et les longueurs en mm. Cette table présente les valeurs des vitesses corrigée, mesurées à partir des champs de vitesses. Le plan d'expérience initialement prévu a été inclus en annexe dans la table 28.1 page 375.

se développe la couche limite du conduit d'injection. L'ensemble de ces nouvelles configurations réalisées sont présentées dans le tableau 16.2 page 214.

	U_∞	V_j	VR	d	δ	l_{inj}	δ/d	d/l_{inj}
19	13.13	6.4	0.49	10	12.12	0.5	1.21	0.5
20	6.67	6.4	0.96	10	14.42	0.5	1.44	0.5
21	3.24	6.4	1.97	10	16.96	0.5	1.7	0.5
22	2.04	6.4	3.1	10	18.11	0.5	1.81	0.5
23	13.07	6.4	0.49	10	12.21	2	1.22	2
24	6.64	6.4	0.96	10	14.74	2	1.47	2
25	3.26	6.4	1.96	10	17.46	2	1.75	2
26	1.91	6.4	3.34	10	19.17	2	1.92	2
27	13.13	6.4	0.49	10	12.53	3	1.25	3
28	6.64	6.4	0.96	10	14.88	3	1.49	3
29	3.23	6.4	1.98	10	16.73	3	1.67	3
30	2.13	6.4	3.01	10	17.33	3	1.73	3

Table 16.2: Expériences réalisées sur le jet rond avec variation de la longueur d'injection l_{inj} . Cette table présente les valeurs des vitesses corrigées, mesurées à partir des champs de vitesses. Le plan d'expérience initial est inclus en annexe dans la table 28.2 page 376. Les vitesses sont en cm.s^{-1} et les longueurs en mm.

16.3 Conventions graphiques

Configurations n° :	1 à 6	7 à 12	13 à 18	19 à 22	23 à 26	27 à 30
Marqueur employé	○	□	◇	▽	◁	▷

Table 16.3: Conventions graphiques associées aux expériences utilisées dans la partie *Jet Rond*.

Sauf mention contraire explicite dans la légende, l'ensemble des figures de cette partie adopte les codes suivant :

- En bleu sont représentées les grandeurs négatives de l'intensité tourbillonnaire, de la vitesse verticale, de l'intensité de cisaillement ;
- En rouge sont représentées les grandeurs positives de l'intensité tourbillonnaire, de la vitesse verticale, de l'intensité de cisaillement ainsi que les trajectoires basées sur des grandeurs positives ;
- Lorsqu'une grandeur ne rentre pas dans une de ces catégories elle est généralement représentée en noir.

Les dégradés de couleurs bleu, rouge ou noir aident à visualiser la variation d'une variable (lorsque ce n'est pas spécifié le ratio de vitesses). Ils vont vers une intensification lorsque la valeur de la variable est forte et vers un éclaircissement lorsque cette dernière est faible.

Sauf mention contraire explicite dans la légende, les marqueurs utilisés dans les courbes sont associés aux blocs expérimentaux comme décrit dans le tableau 16.3.

La table ??, présente en annexe en page ?? regroupe l'ensemble de ces conventions graphiques dans une même table que nous conseillons d'imprimer séparément afin de pouvoir s'y référer simplement lors de la lecture du manuscrit.

Chapitre 17

Trajectoires moyennes

Dans cette section, afin de coller aux notations employées le plus souvent dans la littérature, le ratio de vitesses habituellement noté VR sera noté r .

17.1 Définition de la trajectoire de jet

De nombreuses études se sont intéressées à la question de la trajectoire des jets. La diversité des moyens expérimentaux employés (Fil chaud, PIV, intensité de colorant ...), ainsi que la diversité des configurations expérimentales et numériques adoptées expliquent qu'aucun consensus n'ait pu être trouvé sur la définition de la trajectoire d'un jet dans un cross-flow. Le problème de cette diversité de définition a été plusieurs fois relevé [83, 46]. Et dans la pratique, 3 définitions principales sont employées.

La trajectoire est définie comme :

- Les lieux des valeurs maximales d'un scalaire¹ pour des études utilisant un scalaire [48, 100, 95] ;
- Les lieux de norme de vitesse maximale ; [69, 70, 101, 95],
- La ligne de courant issue du centre du jet rond [54, 50, 49, 46, 90, 43, 47, 53, 95].

L'utilisation de ces définitions et leur application à nos champs V3V pose des problèmes.

Les maxima de concentration scalaire sont inaccessibles aux techniques de vélocimétrie de type PTV et PIV et donc pour des champs V3V.

Suivre le lieu des maxima de norme de vitesse ne marche que lorsque le ratio de vitesses est nettement supérieur à l'unité. A proximité ou en dessous de $VR=1$, la vitesse du jet se réoriente dans la direction de l'écoulement et s'homogénéise très vite. Basé sur une telle définition, le jet disparaît en champ proche quand bien même le CRVP est présent et persiste longtemps en aval. Les définitions basées sur des maxima de vitesse et de concentration pose également des problèmes en champ proche en raison de l'existence de plusieurs maxima locaux. Cela explique qu'une majorité des articles récents ait adoptée la ligne de courant issue du centre du jet.

Cette définition n'est cependant pas exempte de défauts :

- Appliquée la plupart du temps dans le plan médian, elle impose une trajectoire 2D. Pourtant, de nombreuses études expérimentales et numériques [69, 48, 50, 60] présentent une nette asymétrie et donc des trajectoires qui sortent du plan médian.

1. maxima ou minima de température lors de l'étude d'un jet transverse plus chaud ou plus froid que le cross-flow, maxima de concentration dans le cas du mélange de deux espèces

- La résolution spatiale doit être suffisamment élevée de manière à minimiser l'erreur associée au calcul des lignes de courant.
- Cette définition nécessite d'avoir la vitesse à la sortie du jet en $Y=0$. Dans notre cas, notre premier rang de vecteur commence au mieux à $Y=0.5\text{mm}$ et souvent à $Y=1\text{mm}$.
- Enfin, cette définition qui marche très bien à fort ratio de vitesses, devient plus difficile à interpréter/justifier à faible ratio de vitesses. En effet, le profil de vitesse en sortie du jet est alors fortement perturbé par la vitesse du crossflow², et le centre géométrique du site d'injection ne coïncide plus du tout avec l'emplacement du maximum de vitesse verticale en sortie du jet.

L'article de Yuan & al [50] compare les trajectoires obtenues à l'aide de ces définitions. Par rapport à la trajectoire définie par la ligne de courant issue du centre du jet, celle définie par les maxima de norme de vitesse se situe légèrement au dessus, et celle définie à l'aide des maxima de concentration scalaire se situe encore en dessous des autres. Il en ressort donc que les différentes trajectoires suivent les mêmes tendances, ce qui est a priori logique. Elles sont certes obtenues à partir de caractéristiques différentes, mais elles sont néanmoins issues d'un même jet, d'une même structure qui les connecte dans l'espace³.

Finalement, la quasi totalité des études dont nous avons connaissance s'intéresse aux trajectoires de jets et seuls de rares articles établissent une distinction essentielle ([71, 75, 49, 93] : la différence entre la *trajectoire de jet* et la *trajectoire de CRVP* illustrée par la figure 17.1 page 218 tirée de [93] et par la figure 17.2 page 219.

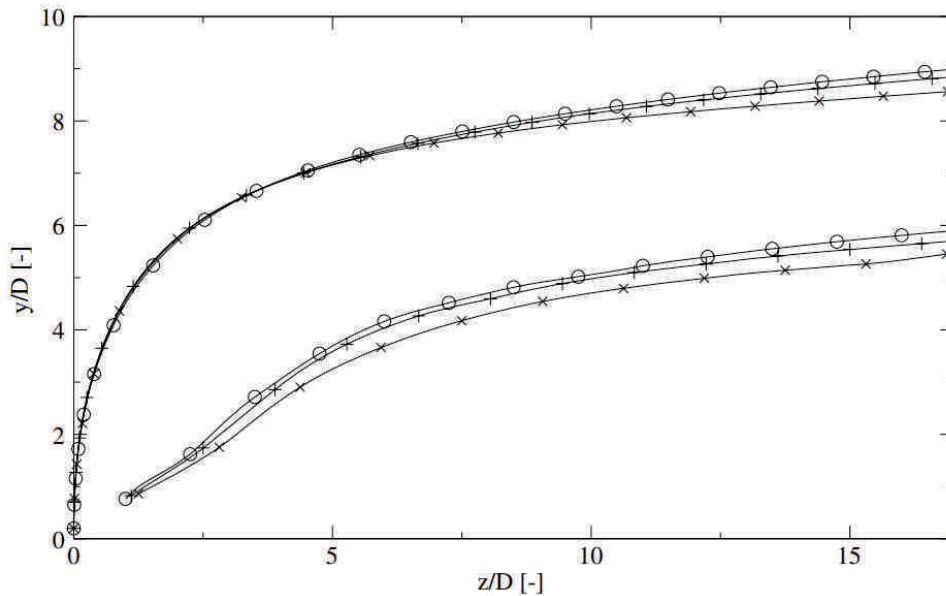


Figure 17.1: Trajectoires de jets (trajectoires hautes qui partent de l'origine) et trajectoires de CRVP (trajectoires basses qui ne partent pas de l'origine) tirée de Salewski & al (2008) [93].

Dans l'optique qui nous intéresse (la génération d'un écoulement utilisé comme un actionneur pour modifier les propriétés d'une couche limite), c'est la trajectoire des CRVP plus que celle des jets qui est importante. C'est en effet le CRVP, c'est à dire la perturbation 3D, qui va modifier les propriétés de la couche limite. Cela explique le choix de se focaliser principalement

2. Et à plus forte raison lorsque le crossflow pénètre dans le site d'injection comme représenté sur la figure 11.5a page 116.

3. cf discussion page 139

sur la trajectoire de CRVP plutôt que sur celle des jets.

Cependant, comme les trajectoires de CRVP et de jet appartiennent à une même structure spatiale 3D, il est raisonnable de supposer qu'un adimensionnement valable pour les trajectoires de jet s'avèrera applicable et pertinent aux trajectoires de CRVP à une modification des coefficients près.

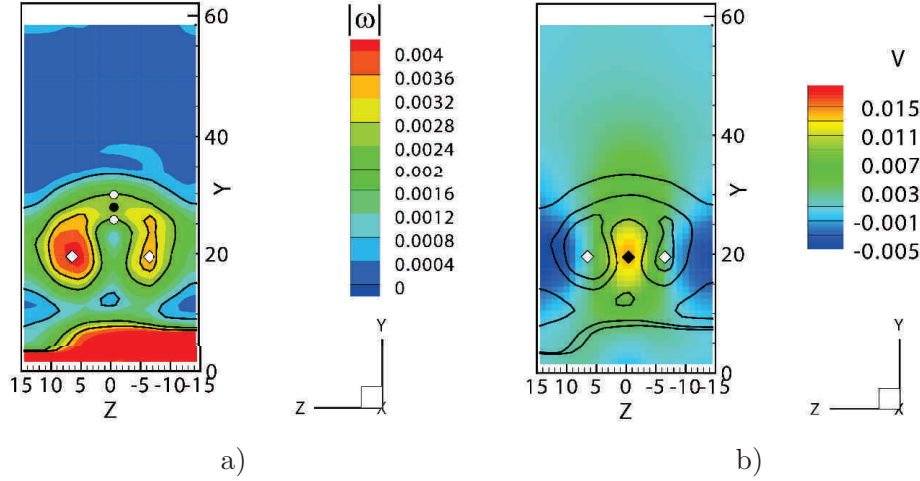


Figure 17.2: Configuration n° 11. Plan de coupe transversal en $X/D= 6$. a) Coloration en norme de la vorticité et iso-lignes de norme de vorticité. b) Coloration en vitesse verticale et mêmes iso-lignes de norme de vorticité. Les losanges blancs représentent la position des CRVP et les noirs la position du maximum de vitesse verticale. La position du maximum de vitesse verticale coïncide avec l'emplacement des CRVP. Les ronds blancs sont positionnés dans les couches cisailées amont et aval du jet et le noir indique la position "présumée" de la ligne de courant issue du centre du jet dans le plan de symétrie, entre les couches cisailées amont et aval.

17.2 Scaling de trajectoire de jet

La question d'un adimensionnement adéquat de la trajectoire de jet s'est vue soulevée très tôt. Dès 1967, Pratte & Baines [68] établissent à partir d'une analyse dimensionnelle que la trajectoire du jet en champ lointain doit suivre une loi de puissance du type :

$$\frac{y}{d} = A \left(\frac{x}{d} \right)^B \quad (17.1)$$

Ils utilisent la trajectoire le diamètre⁴ d , et 2 paramètres additionnels A et B servent à ajuster le fit de la trajectoire par la loi de puissance.

Broadwell et Breidenthal (1984) [74] utilisent des considérations d'auto-similarité appliquées à un jet vu comme un point source de moment pour conclure qu'une échelle caractéristique globale du jet en champ lointain est rd , et ainsi aboutir à un nouveau scaling :

$$\frac{y}{rd} = A \left(\frac{x}{rd} \right)^B \quad (17.2)$$

Karagozian (1986) [75] propose une forme plus complexe à trois paramètres

$$\frac{y}{d} = \alpha r^\beta \left(\frac{x}{d} \right)^\gamma \quad (17.3)$$

4. L'unique autre grandeur caractéristique qui aurait pu être utilisée est l'épaisseur de couche limite δ , ce qui explique qu'il n'y ait pas trop eu de doute dans un premier temps quant au choix de d .

Smith & Mungal (1998) [48] obtiennent un meilleur scaling de leurs trajectoires en utilisant r^2d :

$$\frac{y}{r^2d} = A \left(\frac{x}{r^2d} \right)^B \quad (17.4)$$

Muppidi & Mahesh (2005) [58] effectuent une grosse revue sur le sujet et, constatant qu'aucun de ces scalings ne prend en compte l'épaisseur de couche limite, et proposent un scaling plus complet :

$$\frac{y}{rd} = A \left(\frac{x}{rd} \right)^B \left(\frac{h}{d} \right)^C \quad (17.5)$$

où h est une hauteur de fléchissement du jet en champ proche prenant en compte l'épaisseur de couche limite mais dont la définition est peu satisfaisante et difficile à mettre en pratique.

Les travaux de New & al (2006) [43] montrent l'importance du profil de jet : parabolique ou tophat. L'épaisseur des couches cisailées de ces profils en favorise ou en inhibe la formation de structures tourbillonnaires (LEV et TEV) sur les couches cisailées amont et aval et jouent ainsi sur l'entraînement du crossflow par le jet abaissant ainsi plus ou moins la trajectoire des jets.

Enfin Gutmark & al (2008) [53] proposent un modèle essayant de prendre en compte les ratios de quantité de mouvement plutôt que les ratios de vitesses, ce qui se serait révélé intéressant sans l'utilisation de coefficients fournis sans explication⁵ et d'une forme dimensionnellement fautive⁶.

17.3 Définition de la trajectoire de CRVP

Plusieurs approches différentes sont possibles pour définir une trajectoire de CRVP :

- Traquer les tourbillons eux mêmes.
- Traquer l'effet de ces tourbillons sur les champs de vitesse.

On peut traquer les tourbillons eux-même par suivi longitudinal des maxima de différentes grandeurs : vorticité longitudinale, λ_{Ci} , et $\lambda_{Ci\ YZ}$. En champ lointain, les maxima de ces trois grandeurs coïncident à peu près. Cependant les λ_{Ci} 3D et YZ présentent des structures plus nettes, mieux définies, qui répondent mieux à des algorithmes de “blob tracking” et sont donc préférables à la vorticité longitudinale⁷. Dans le cas des ratio de vitesses étudiés⁸, les CRVP possèdent une trajectoire suffisamment basse pour que l'essentiel de l'intensité tourbillonnaire du CRVP soit orientée dans la direction longitudinale. Le suivi des maxima de λ_{Ci} 3D et YZ donnent ainsi les mêmes résultats à l'exception du champ proche où le λ_{Ci} 3D englobe d'autres structures que le CRVP⁹. Dans le cas de nos ratios de vitesses faibles, le $\lambda_{Ci}YZ$ est donc la grandeur à utiliser pour traquer dans l'espace les bras du CRVP.

Traquer l'influence de ces tourbillons revient à suivre la vitesse induite en les deux vortex. En raison des faibles ratios de vitesses de notre étude la composante principale de cette vitesse est orientée dans la direction verticale. Comme l'illustre la figure 17.2b page 219, la position verticale du maximum de vitesse verticale à une abscisse X donnée coïncide avec celle du maximum de vorticité(et également celle des maxima de λ_{Ci} 3D et YZ). Pour chaque position longitudinale le maximum atteint dans le plan de coupe longitudinale est extrait (voir l'exemple donné pour la vitesse verticale dans la figure 17.3a page 221) et permet de reconstruire dans le volume une trajectoire telle qu'illustrée par la figure 17.3b page 221.

5. 0,45. Ce ne serait pas gênant ça si les auteurs ne se plaignaient pas juste un paragraphe plus haut du fait que : *...it includes several empirical constants [...] which could be experiment dependent and are somewhat arbitrarily determined. To overcome these limitations an additional new scaling law was developed.*

6. Probablement une bête erreur d'inversion entre numérateur et dénominateur qui n'a pas été relevée.

7. Et surtout, il a été noté à de nombreuses reprises que les maxima de vorticité peuvent ne pas coïncider avec le cœurs des tourbillons [37]

8. Inférieurs à 3 au maximum.

9. Comme la connexion issue de la bulle de recirculation. Voir figure 12.5a page 135

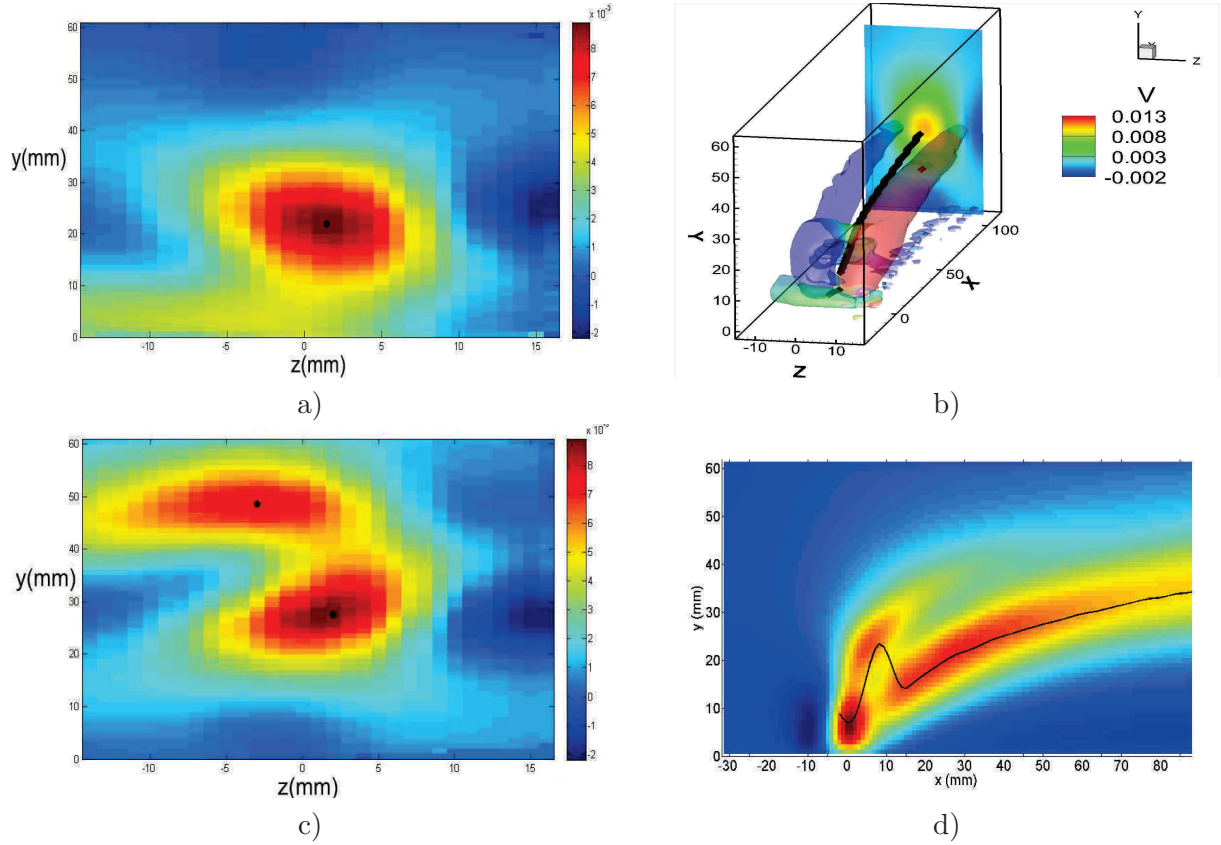


Figure 17.3: a) Configuration 11. Plan de coupe longitudinal en champ lointain coloré en vitesse verticale, un seul maximum. b) Configuration 11. Sont affichés une isosurface de λ_{Ci} , un plan de coupe de vitesse verticale et la trajectoire des maxima de V en ligne noire. c) Configuration 5. Plan de coupe en champ proche coloré en vitesse verticale. Présence de deux maxima locaux. d) Plan de symétrie du jet coloré en vitesse verticale et trajectoire lissée et projetée dans le plan.

La figure 17.4 page 222 permet de constater l'équivalence des deux définitions au delà de $X/D=2$. La courbe de V_{max} présente néanmoins une trajectoire plus régulière que celle en λ_{Ci} YZ qui présente des oscillations pour certaines configurations¹⁰. Pour cette raison nous avons préféré travailler avec le maximum de vitesse verticale, une grandeur directement obtenue à partir des champs de vitesse expérimentaux plutôt qu'avec des grandeurs du second ordre s'appuyant sur le tenseur du gradient de ces champs de vitesse.

En deçà de $X/D=2$ ($X=20\text{mm}$, figure 17.3d), la courbe de V_{max} présente un soudain relèvement atteignant un optimum local aux alentours de $X/D=1$. L'existence de cet optimum au voisinage de l'origine est à mettre en relation avec la double branche de vitesse verticale, et donc de deux maxima locaux à une abscisse donnée (voir figures 17.3c,d page 221). Dans cette zone, le maximum de vitesse verticale saute de la branche basse à la branche haute lorsque cette dernière devient plus intense au voisinage de l'injection. Nous avons donc choisi de débiter l'extraction de la trajectoire du CRVP au minimum local¹¹. Il pourrait sembler que cette définition exclut une part non négligeable de la trajectoire du CRVP en champ proche mais cela n'est pas le cas. En effet, contrairement à la trajectoire du jet qui peut être prolongée jusqu'à l'origine, la trajectoire du CRVP débute légèrement plus en aval (comme illustré par la figure 17.1 page 218

10. Le même problème se pose sur la vorticité

11. présent aux alentours de $X/D=2$ sur les deux courbes de la figure 17.4 page 222

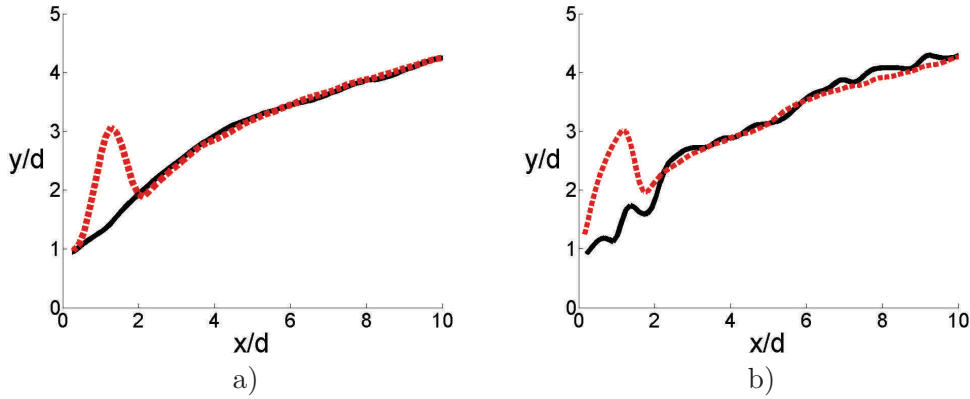


Figure 17.4: En ligne noire continue, la trajectoire tirée des maxima de $\lambda_{Ci} YZ$. En rouge pointillée celle issue des maxima de V . Les courbes ont été lissées à l'aide d'un facteur de lissage de 5. a) Configuration 3. b) Configuration 11.

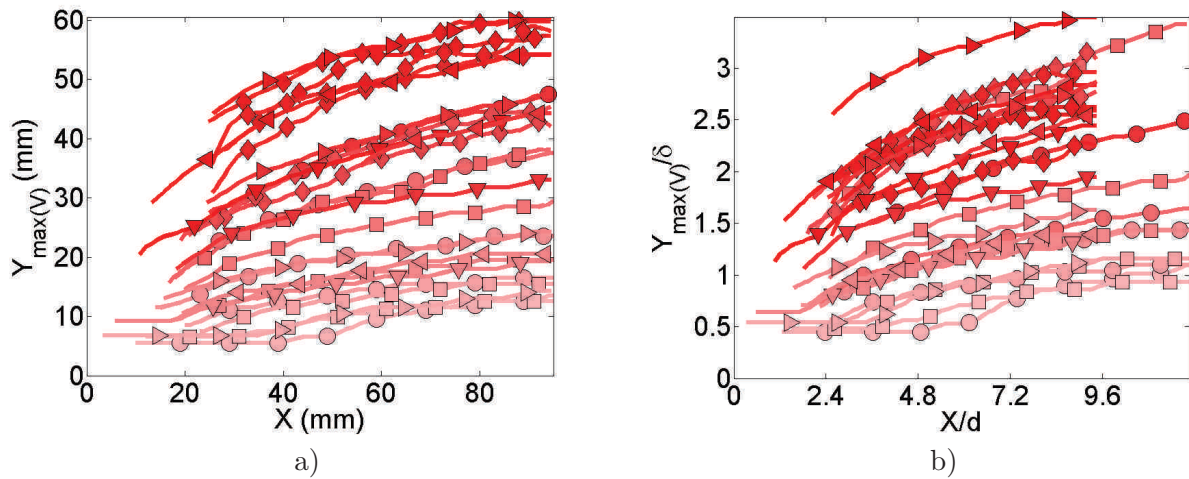


Figure 17.5: Ensemble des courbes de trajectoires moyennes de CRVP : a) Non adimensionnées, b) Adimensionnées par l'épaisseur de couche limite δ .

où elle commence en $X/D=1$, $Y/D=0.8$), le CRVP étant une structure créée par l'interaction entre le jet et le crossflow. Comme en plus les ratios de vitesses investigués sont bas, le profil de vitesse de jet en sortie du site d'injection est déformé vers l'aval et la trajectoire de jet est décalée dans la direction des X positifs. L'observation directe des champs de vitesse permet d'estimer qu'adopter cette définition ne réduit la trajectoire des CRVP en champ proche que de 0.2 à 1 diamètre de jet ¹².

17.4 Configurations employées

De l'ensemble des configurations des campagnes expérimentales sur le jet rond, les configurations 1, 7, 22, 26 et 30 ont été écartées pour l'étude des trajectoires moyennes. Les configurations 1 et 7 correspondent des configurations de jet soufflé, et les configurations 22, 26 et 30 présentent des trajectoires trop hautes qui interagissent très rapidement avec la paroi supérieure du canal.

¹². Parce qu'à bas ratio de vitesses la branche haute ne devient prépondérante en intensité qu'en champ très proche.

L'ensemble des trajectoires moyennes non adimensionnées est présenté dans la figure 17.5a page 222. La coloration en ratio de vitesses montre bien que les trajectoires hautes sont associées aux haut ratio de vitesses et que le jet est beaucoup plus couché à bas VR. La figure 17.5b présente les mêmes courbes, adimensionnées en Y par δ et en X par d , et illustre ainsi le positionnement de ces trajectoires par rapport à la couche limite. Les courbes à bas ratio de vitesses sont donc pour certaines complètement immergées dans la couche limite tandis que d'autres, à plus haut VR, débutent dès le début en dehors de la couche limite. La formation et la présence de cette branche de vitesse verticale secondaire dans ou en dehors de la couche limite va influencer sur les caractéristiques des structures du jet. Nous allons voir comment et dans quelle mesure.

17.5 Définition et pertinence du ratio de quantité de mouvement r_m

Dans la plupart des études menées sur le JICF, le ratio de vitesses est considéré comme le paramètre principal gouvernant la dynamique et la topologie du JICF. On peut considérer que cela est vrai à l'ordre 0. En creusant un peu, on réalise vite les limites associées à ce paramètre, qui utilise uniquement la vitesse de l'écoulement en dehors de la couche limite et la vitesse débitante du jet, vitesse moyenne rapport du débit du jet par sa surface. Cette approche ne prend en compte ni l'épaisseur de couche limite de l'écoulement principal ni le profil de vitesse en sortie de jet.

Intuitivement, à une hauteur donnée, l'épaisseur de couche limite de l'écoulement principal change la quantité de mouvement qui va *courber*, *plier* le jet.

L'approche de Muppidi & Mahesh [58] montre que l'introduction d'un paramètre tenant compte de l'épaisseur de couche limite permet de réduire fortement la dispersion des courbes de trajectoires, d'améliorer la superposition et le *collapse* des courbes.

Les résultats de New 2006 [43] permettent d'apprécier pleinement l'importance du profil de jet¹³ sur les trajectoires de jet et offrent une explication physique justifiant son influence.

Afin de tenir compte de la distribution de quantité de mouvement, nous introduisons le ratio de quantités de mouvement r_m , défini comme la quantité de mouvement intégrée sur la surface de sortie du jet, sur celle intégrée sur l'épaisseur de la couche limite.

$$r_m^2 = \frac{\frac{1}{S} \int_S V_j(y, z)^2 dS}{\frac{1}{\delta} \int_0^\delta U_{cf}(y)^2 dy} \quad (17.6)$$

où $U_{cf}(y)$ ¹⁴ est la vitesse locale du crossflow, S la surface de sortie du jet et $V_j(y, z)$ la vitesse locale du jet sur S . Ce ratio peut être décomposé en trois parties :

$$r_m = (\sqrt{r_{m,jet}} \cdot \frac{1}{\sqrt{r_{m,cf}}}) \cdot r \quad (17.7)$$

où

$$r_{m,jet} = \frac{S \int_S V_j^2 dS}{(\int_S V_j dS)^2} = \frac{\overline{V_j^2}}{\overline{V_j}^2}, \quad r_{m,cf} = \frac{\int_0^\delta U_{cf}^2 dy}{\delta U_\infty^2} = \int_0^1 \left(\frac{U_{cf}}{U_\infty}\right)^2 \left(\frac{a}{\delta}\right) da. \quad (17.8)$$

Cette décomposition implique l'usuel ratio de vitesses r ainsi que deux facteurs de forme $r_{m,cf}$ et $r_{m,jet}$ respectivement présentés dans les figures 17.6a, c , d et 17.6b, e , f .

13. De bouchon à parabolique.

14. *cf* correspond à Cross-Flow

$r_{m,cf}$ rend compte de la distribution de la quantité de mouvement dans la couche limite. Par définition, cette grandeur évolue entre 0 et 1. 0 correspond à la situation physique irréaliste où le fluide est complètement stoppé dans la couche limite (figure 17.6c page 224) et 1 le cas asymptotique où la vitesse dans l'ensemble de la couche limite tend vers celle en dehors (figure 17.6d). La figure 17.6a compare le profil théorique de Blasius avec un profil expérimental mesuré typique. Une très bonne concordance est observée entre les deux profils.

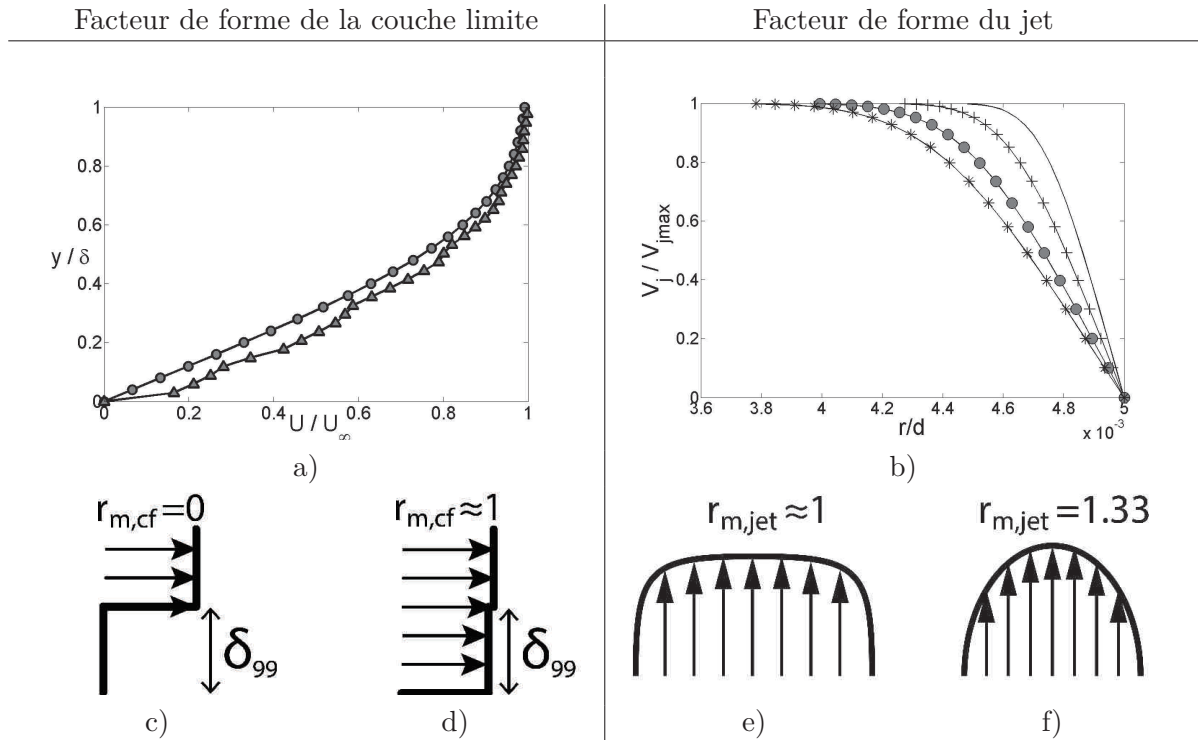


Figure 17.6: a) \triangle : Profil expérimental de couche limite tiré de la configuration 17, $r_{m,cf} = 0.57$. \circ : Profil de couche limite théorique de Blasius, $r_{m,cf} = 0.52$, b) Profils théoriques de vitesse de jet en fonction de la longueur d'injection. — $l_{inj} = 0.5$ cm, $r_{m,jet} = 1.04$, + $l_{inj} = 1$ cm, $r_{m,jet} = 1.05$, \circ $l_{inj} = 2$ cm, $r_{m,jet} = 1.07$, —+ $l_{inj} = 3$ cm, $r_{m,jet} = 1.09$, c) Profil de couche limite où $r_{m,cf} = 0$, d) Profil de couche limite pour une même épaisseur δ_{99} où $r_{m,cf} \approx 1$, e) Profil "bouchon" de vitesse de jet où $r_{m,jet} \approx 1$, f) Profil parabolique de vitesse de jet où $r_{m,jet} = 1.33$

$r_{m,jet}$ rend compte de la distribution de la quantité de mouvement du profil de vitesse en sortie de jet. Par définition cette grandeur évolue entre les profils bouchon et parabolique de valeurs respectives 1 et 1.33 (figures 17.6e,f).

Notre méthode de mesure ne nous permet pas d'obtenir de mesure suffisamment proche du site d'injection ou suffisamment résolue pour pouvoir raisonnablement utiliser des $r_{m,jet}$ expérimentaux. La valeur de $r_{m,jet}$ a donc été estimée à partir de l'expression de l'épaisseur de couche limite dans une conduite circulaire proposée par Mohanty et Asthana (1978). Connaissant le débit du jet et la longueur d'injection¹⁵, nous calculons le profil de vitesse en sortie dont des exemples sont montrés dans la figure 17.6b pour des longueurs d'injection $l_{inj} = 0.5, 1, 2, 3$ cm. Les valeurs de $r_{m,jet}$ sont ensuite extraites de ces profils. Dans la réalité, ces profils sont légèrement déformés par le crossflow dans la direction aval¹⁶ et le calcul de $r_{m,jet}$ à l'aide de profils réels devrait prendre en compte cette asymétrie des profils. Bien que ces profils théo-

15. Dans la pratique l'épaisseur de nos plaquettes, le l_{inj} du tableau ??

16. voir figure 11.11 page 122

riques non perturbés de vitesse de jet ne soient pas corrects en regard de la physique du JICF, l'utilisation de ce modèle s'avère déjà *plus juste* qu'un modèle de ratio de vitesses moyenne ne tenant aucunement des profils de vitesse. L'utilisation de ce modèle se traduit par un gain de collapse significatif (cf figures 17.11c et d page 232). Nous n'avons aucun doute quant au fait que l'utilisation de profils de vitesse expérimentaux perturbés améliorerait encore davantage la superposition des courbes.

17.6 Influence des différents paramètres expérimentaux sur les trajectoires de CVP

Avant de discuter du choix d'un scaling, nous discutons dans cette sous-section de l'influence respective des différents paramètres. A l'exception de la sous-section traitant de l'influence du diamètre, les coordonnées longitudinales seront systématiquement adimensionalisées par d de manière à mettre en valeur l'influence des autres paramètres sur la position verticale des trajectoires

17.6.1 Influence du diamètre de jet d

Bien que n'ayant pas de figure à présenter pour illustrer l'influence du diamètre de jet (tous les autres paramètres maintenus constants¹⁷), son influence est relativement intuitive. Un diamètre plus gros permet un passage de matière et de quantité de mouvement plus importants. Une augmentation de diamètre, tous les autres paramètres du jet étant maintenus constants, se traduit donc par un relèvement de la trajectoire.

17.6.2 Influence du ratio de vitesses r

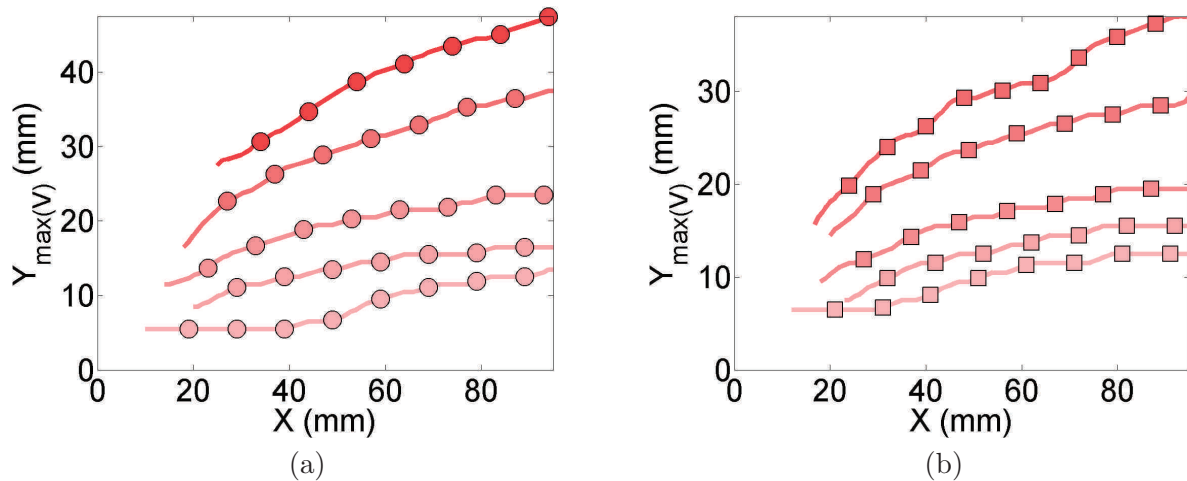


Figure 17.7: a) Influence du ratio de vitesses sur les trajectoires de CRVP à vitesse de jet constante. Configurations 2 à 6. b) Influence du ratio de vitesses sur les trajectoires de CRVP à vitesse de crossflow constante. Configurations 8 à 12.

Dans la figure 17.7a page 225, le ratio de vitesses évolue de $r = 0.36$ à $r = 1.62$ alors que la vitesse de jet et le profil de vitesse de jet sont gardés inchangés. La vitesse du crossflow

17. Ce qui n'est pas si facile que ça à réaliser. Conserver constant le profil de vitesse de jet (par l'intermédiaire d'une variation bien choisie de la longueur d'injection) pour un plus grand diamètre impose un plus grand débit. Il faut alors le compenser par une vitesse d'écoulement plus grande afin de conserver constant le ratio de vitesses moyenne. Mais alors l'épaisseur de couche limite en est changée ... Un casse tête qui n'en vaut pas la peine, pour un résultat considéré par tous comme trivial.

est progressivement augmentée, ce qui s'accompagne d'une diminution de l'épaisseur de couche limite. Dans la figure 17.7b, c'est au contraire la vitesse du crossflow, et donc l'épaisseur et le profil de couche limite qui sont maintenus constant. La vitesse de jet et son profil évoluent. Dans chacune des figures, une augmentation de ratio de vitesses se traduit de la même façon que pour les trajectoires de jets : par un relèvement de la trajectoire de CRVP. Ce résultat assez intuitif s'explique simplement : pour un ratio de vitesses plus grand, tous les autres paramètres du jet étant gardés les mêmes, le jet transporte une quantité de mouvement plus importante et pénètre donc plus loin dans l'écoulement transverse.

17.6.3 Influence de l'épaisseur de couche limite

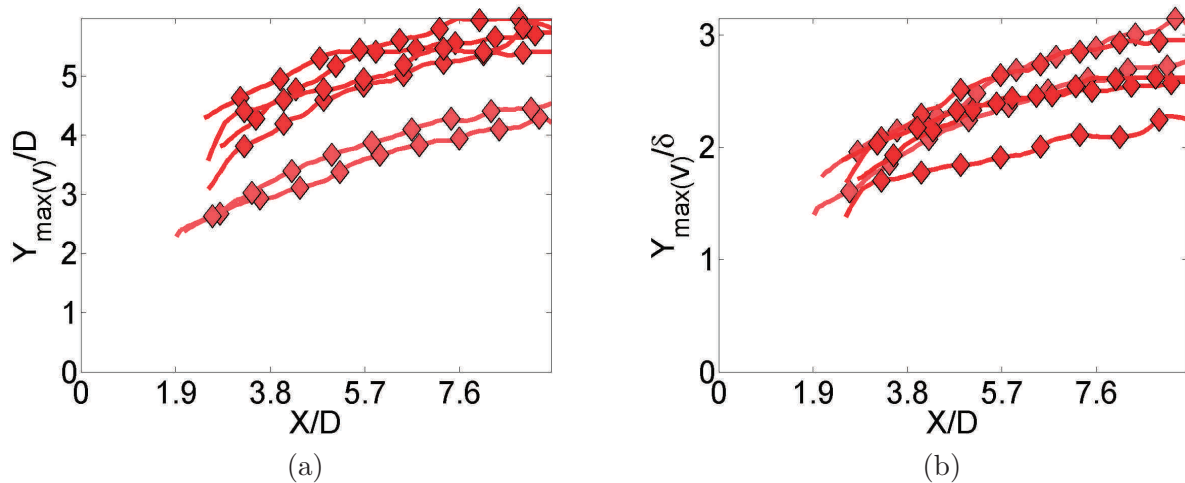


Figure 17.8: Influence de l'épaisseur de couche limite δ sur les trajectoires de CRVP. Configurations 13 à 18. a) Ordonnée adimensionnée par le diamètre de jet D . b) Ordonnée adimensionnée par l'épaisseur de couche limite δ .

Dans la figure 17.8a page 226, l'épaisseur de couche limite évolue de $\delta = 1.59d$ à $\delta = 2.79d$ le VR étant gardé constant. La figure 17.8b présente les mêmes courbes adimensionnées en Y par δ .

On constate qu'une augmentation d'épaisseur de couche limite se traduit de la même façon que pour les trajectoires de jets par un relèvement de la trajectoire de CRVP. Ce résultat assez intuitif s'explique simplement : tous les autres paramètres du jet étant gardés les mêmes, si l'épaisseur de couche limite est plus grande, relativement à la trajectoire, le crossflow transportera à une hauteur fixée une plus faible quantité de mouvement susceptible de venir courber, réorienter le jet dans la direction de l'écoulement. Ce résultat a déjà été obtenu numériquement et souligné dans les travaux de Muppidi et Mahesh [58].

17.6.4 Influence de la longueur d'injection

Lorsque le débit de jet est maintenu constant, une variation de la longueur d'injection l_{inj} , se traduit par une variation des profils de sortie de vitesse de jet.

Les figures 17.9a,b page 227 présentent pour deux ratios de vitesses différents des trajectoires de CRVP pour différentes longueurs d'injection, tandis que le débit de jet et la vitesse dans le canal sont conservés.

Une augmentation de la longueur d'injection, sur laquelle se développe la couche limite dans le conduit d'injection, se traduit donc par des épaisseurs plus importantes de couche limite de jet (comme illustré dans la figure 17.6b page 224). La figure 17.9 montre donc que plus un profil est parabolique, et plus la trajectoire du CRVP est haute.

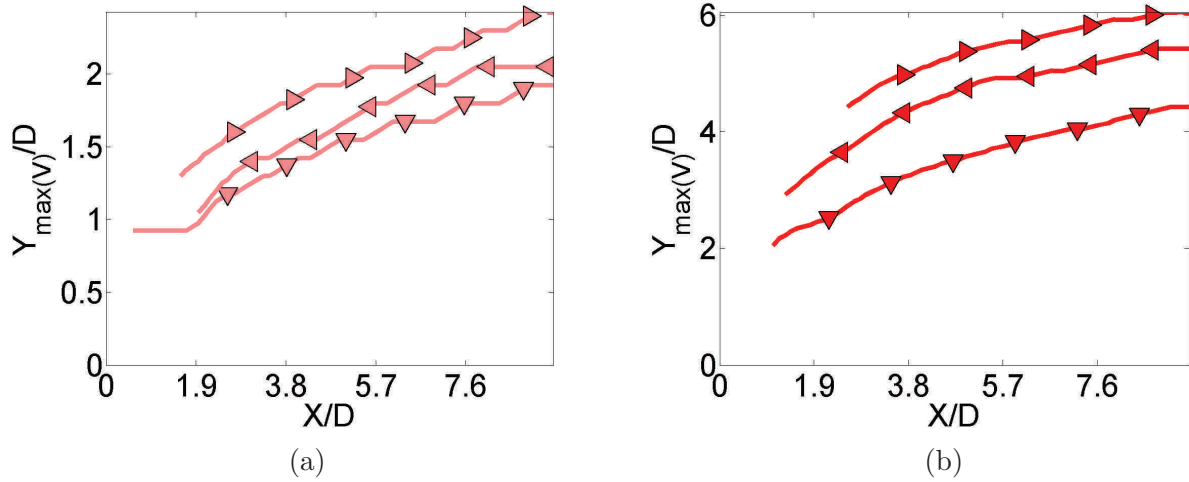


Figure 17.9: Influence du profil de vitesse de jet sur les trajectoires de CRVP à travers la variation de la longueur du conduit d'injection du jet l_{inj} . ∇ : $l_{inj} = 0.5\text{cm}$, \triangleleft : $l_{inj} = 2\text{cm}$, \triangleright : $l_{inj} = 3\text{cm}$. a) $VR \approx 1$ configuration 20, 24 et 28. b) $VR \approx 2$ configuration 21, 25 et 29.

Ce résultat corrobore le travail expérimental mené par New et al 2006 [43]. L'interprétation que cette étude propose est que le profil de vitesse de jet en sortie conditionne les propriétés des couches cisailées amont et aval, et notamment leurs épaisseurs. Leur travail montre que des couches cisailées plus épaisses sont moins à même de se déstabiliser et de développer des LV¹⁸. Dans le cas d'un profil parabolique, la génération des structures tourbillonnaires instantanées est moins régulière et les structures développées sont dotées d'une vorticité plus faible¹⁹. L'influence de ces structures instantanées se situe dans l'entrainement du crossflow par le jet et par les caractéristiques de mélange du jet en champ proche. Un entrainement et un mélange plus important favorisera le bending, c'est à dire le transfert de la quantité de mouvement du jet de la direction verticale vers la direction longitudinale.

Dans le cas de nos mesures et de la figure 17.9, ce résultat est d'autant plus significatif que la variation de profil de jet est faible et les effets sur la trajectoires du CRVP importants. Afin de garantir un profil parabolique développé il nous aurait fallu une longueur d'injection l_{inj} au moins supérieure à 60d ce qui n'était pas possible avec notre installation expérimentale. Ainsi, même une modification faible du profil de jet a une influence significative sur la trajectoire du CRVP.

17.7 Evaluation quantitative de l'efficacité d'un scaling

17.7.1 Comment évaluer quantitativement l'efficacité d'un scaling ?

Dans les différents articles traitant de scaling sur le jet rond, on ne trouve nulle mention, ni utilisation d'une méthodologie destinée à fournir une mesure quantitative de la dispersion des courbes²⁰. De belles courbes sont présentées, et il saute souvent aux yeux que les courbes présentent une meilleure superposition. Certes. Mais de combien ? Et comment caractériser la dispersion d'un set de courbes par rapport à d'autres, et ainsi justifier de la validité d'un scaling

18. Loop vortices : constitués de Leading Edge Vortices LEV, et de Trailing Edge Vortices TEV.

19. Et correspond donc à une intensité tourbillonnaire moins importante, étant donné la position des mesures qui sont situées dans le plan de symétrie.

20.    l'exception de Fearn & Weston 1974 [71]

par rapport à un autre ? Comment caractériser l'influence relative d'un paramètre par rapport à un autre dès que l'effet devient plus subtile et le gain en dispersion moins facile à évaluer *de visu* ? Toutes ces questions nous ont amenés à privilégier une approche permettant une comparaison plus quantitative et moins subjective, et à définir un facteur de qualité d'adimensionnement.

Indépendamment de toute discussion portant sur la pertinence de la définition employée pour le facteur de qualité, il est important de souligner que le principe même d'utiliser un critère objectif afin d'évaluer la dispersion d'un ensemble de courbes est une amélioration significative en terme de méthode par rapport à une évaluation subjective.

17.7.2 Définition du facteur de qualité

Pour un ensemble de courbe \mathcal{S}_C , nous définissons pour une abscisse donnée \tilde{x} , l'ensemble $Y(\tilde{x})$ de valeurs prises par chaque trajectoire à cette abscisse. Pour chaque scaling, nous définissons l'intervalle de variation des abscisses $[\tilde{x}_{start}, \tilde{x}_{end}]$ où \tilde{x}_{start} est la plus petite valeur sur l'ensemble des courbes \mathcal{S}_C des emplacements de début des trajectoires de branches basses de vitesse, et \tilde{x}_{end} correspond à l'emplacement de fin de la plus longue trajectoire (voir figure 17.10). D'une abscisse à une autre, en fonction des débuts et fins des trajectoires, l'ensemble $Y(\tilde{x})$ ne contient pas le même nombre d'éléments.

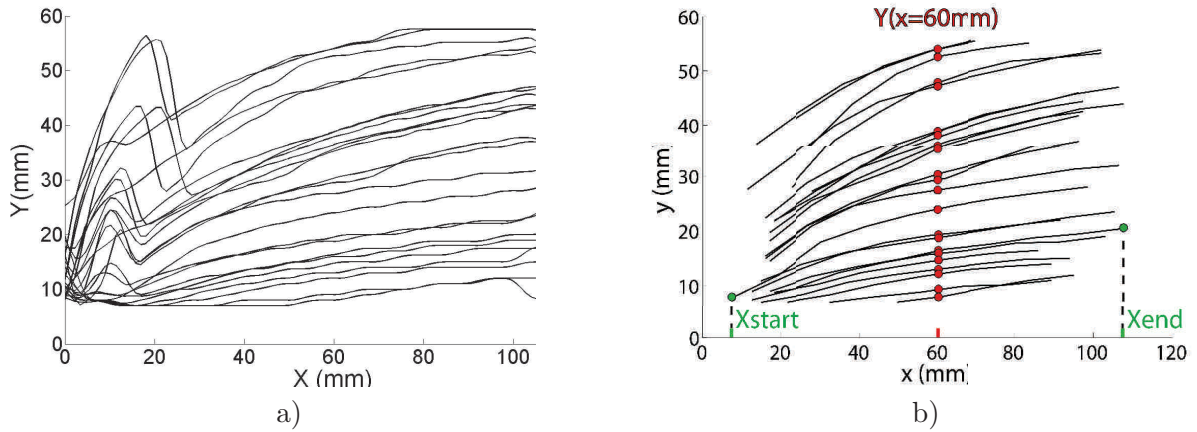


Figure 17.10: a) Ensemble des trajectoires brutes de vitesses verticales utilisées dans l'évaluation d'un scaling de trajectoire de CRVP. Afin de ne pas surcharger la figure et de simplement apprécier la dispersion de l'ensemble des courbes brutes, les marqueurs ne sont pas utilisés ici. b) Mêmes courbes dont seule la zone utile a été conservée. Les ronds rouges • montrent à l'abscisse $x=60$ mm l'ensemble $Y(x)$. Les ronds verts • présentent les positions de \tilde{x}_{start} et \tilde{x}_{end} .

Le facteur de qualité est alors défini comme étant l'écart type local des courbes rapporté à la moyenne locale, pondéré par le nombre de courbes, le tout intégré sur le domaine $[\tilde{x}_{start}, \tilde{x}_{end}]$:

$$Q = \int_{\tilde{x}_{start}}^{\tilde{x}_{end}} \frac{\sigma(Y)}{\bar{Y}}(\tilde{x}) \cdot \frac{N(\tilde{x})}{N_{glob}} d\tilde{x}, \quad (17.9)$$

où $\bar{Y}(\tilde{x})$ est la position moyenne des ordonnées des courbes à l'abscisse (\tilde{x}), $\sigma(Y)(\tilde{x})$ est l'écart type de la distribution des ordonnées des courbes à l'abscisse (\tilde{x}), $N(\tilde{x})$ le nombre de courbes présentes à l'abscisse (\tilde{x}) et N_{glob} le nombre total de courbes.

De manière, à travailler avec une grandeur adimensionnée et pour jauger de la superposition introduite par un scaling, nous utilisons dans la pratique un facteur de qualité en pourcentage du facteur de qualité sans adimensionnement :

$$Q_{factor} = \frac{Q_{Avec\ scaling}}{Q_{Sans\ scaling}} \times 100, \quad (17.10)$$

17.7.3 Pertinence du facteur de qualité

La division par la moyenne locale est nécessaire. En effet, si l'on évalue uniquement la dispersion à l'aide de l'écart type non adimensionné par la moyenne, alors une simple division des ordonnées de l'ensemble des courbes par un facteur 1000 réduit d'autant l'écart type. En faisant tendre leurs valeurs vers 0, on diminue également leur écart type. Or l'ensemble de courbes n'est pas plus superposé, plus *collapsé* pour autant²¹.

L'utilisation de l'écart type permet également de ne pas prendre en compte les intervalles où une seule courbe est présente²².

Pondérer le ratio écart type/moyenne par le nombre adimensionné local de courbes est nécessaire, car on procède à une intégration de ce ratio sur l'ensemble des abscisses X . Cette intégration est nécessaire afin de manipuler une grandeur scalaire et globale. La pondération par le nombre adimensionné local de courbes permet d'éviter qu'une longue zone des abscisses, où ne figure que peu de courbes, ait un poids plus important qu'une petite zone plus dense. Ceci est très bien illustré par le cas de la figure 17.11f page 232. Dans ce cas là, l'ensemble des courbes est situé vers l'origine. Afin de caractériser la superposition de ces courbes, il faut que cette zone ait un poids plus grand que la zone située plus en aval, à partir de $X/r_m \cdot d = 15.6$, où ne sont présentes que 4 courbes.

Cette méthode est applicable pour n'importe quel ensemble de courbes 2D, et pour n'importe quel adimensionnement des abscisses. $Q = 0$ correspond à une superposition parfaite des courbes en une seule, et correspond donc à la valeur asymptotique dont on essaye de se rapprocher. Pour plus de clarté, et pour tenir compte de la longueur de l'intervalle, Q est normalisé par sa valeur prise en l'absence de tout scaling.

17.8 Scaling de trajectoires de CRVP

17.8.1 Quelques considérations sur nos courbes

Avant de nous lancer dans le scaling des trajectoires de CRVP, nous exposons dans ce paragraphe quelques remarques préliminaires.

- Malgré le fait que les trajectoire de jet et de CRVP, appartiennent tous à une même structure spatiale tridimensionnelle qu'est notre jet (et qui justifie la similarité de comportement constatés et que l'on applique le même scaling à ces trajectoires), il y a une différence importante entre trajectoire de centre de jet et trajectoire de CRVP (cf figure 17.1 page 218). Les trajectoires de CRVP ne commencent pas à l'origine car le CRVP est une structure qui commence à prendre forme sous l'interaction entre jet et écoulement et n'est pas propre au jet ni issu de la buse.
- La plupart des trajectoires que nous avons commencent à partir de $x_{start} \simeq 1$ à $2d$. Cela ne pose aucun problème considérant que nous sommes principalement intéressés par la trajectoire des CRVP en champ lointain.

21. Ou sinon l'adimensionnement ultime et universel consisterait à tout diviser par un facteur infini.

22. Car alors $\sigma = 0$.

17.8.2 Recherche d'un nouveau scaling

Les raisonnements physiques développés dans la section 17.6 permettent de comprendre la cohérence physique des scalings de type rd (initialement proposé par Pratte & Baines (1967) [68]) et r^2d (Smith & Mungal [48] pour des ratios de vitesses élevés) : diamètre et ratio de vitesses doivent avoir une puissance positive pour que l'adimensionnement superpose les courbes plutôt que de les écarter. Le diamètre est logiquement à la puissance 1 afin d'obtenir un résultat adimensionné. Lorsque l'on considère l'ensemble des trajectoires, et qu'on les met à l'échelle en utilisant un scaling d , on obtient un facteur de qualité $Q = 83\%$, (figure 17.11b page 232). Il est intéressant de noter que cette réduction est de l'ordre de grandeur du rapport des diamètres présents : 8 et 10 mm

La prise en compte du ratio de vitesses et l'utilisation d'un scaling en rd réduit de façon très importante la dispersion des courbes, et le facteur de qualité chute à $Q = 49\%$ (figure 17.11c). Le choix d'utiliser à la place du ratio de vitesses r le ratio de moment r_m , qui prend également en compte l'influence des profils de couche limite et de jet, permet un gain de 4 % sur le facteur de qualité (figure 17.11d). Bien que ce gain n'est pas énorme en soit, il va dans le bon sens, et est significatif devant les faibles différences entre les valeurs de r et de r_m .

Pour prendre en compte l'influence de l'épaisseur de couche limite, nous introduisons le paramètre adimensionné $(\frac{\delta}{d})^\beta$, où β quantifie l'influence relative de δ par rapport à d sur la trajectoire et est également inconnu *a priori*. L'utilisation d'un scaling en $r \cdot d \cdot (\delta/d)^\beta$ amène la dispersion des courbes à $Q = 9\%$, ce qui améliore considérablement la dispersion des courbes et montre bien la nécessité de prendre en compte l'épaisseur de couche limite (figure 17.11e).

En ce qui concerne le ratio de vitesses, aucun raisonnement physique n'impose de choix particulier sur la valeur de la puissance mise sur r . Un scaling utilisant r^α a d'ailleurs été introduit par Karagozian [75]. De façon similaire, nous avons choisi de considérer un scaling en r_m^α où α est un coefficient *a priori* inconnu.

Cela nous amène ainsi à considérer le scaling suivant :

$$\frac{y}{r_m^\alpha d (\frac{\delta}{d})^\beta}, \frac{x}{r_m d} \quad (17.11)$$

17.8.3 Limites de α et β

De simples raisonnements sur la physique de l'écoulement et sur nos données permettent de fixer des bornes aux valeurs de α et β .

$\beta = 0$ correspond au scaling $\frac{y}{rd}$, $\beta < 0$ correspondrait à une situation où le jet pénétrerait plus loin dans l'écoulement pour une couche limite plus fine : ainsi $\beta > 0$.

$\beta = 1$ correspond au scaling $\frac{y}{r_m^\alpha \delta}$ où le diamètre de jet n'a aucune influence sur la trajectoire.

$\beta > 1$ correspondrait à une situation où le jet pénétrerait plus loin dans l'écoulement pour un diamètre plus petit : ainsi $\beta < 1$.

Quand l'influence relative de l'épaisseur de couche limite diminue par rapport au diamètre diminue, β tend vers 0. Le même raisonnement sur r_m permet d'en déduire que $\alpha > 0$. α n'a *a priori* pas de borne supérieure.

17.8.4 Détermination de α et β

Avec notre scaling, α et β étant *a priori* inconnu, le facteur de qualité Q devient une fonction de deux variables $Q(\alpha, \beta)$. Pour un ensemble de trajectoire données, déterminer le meilleur collapse possible revient donc à minimiser $Q(\alpha, \beta)$.

17.8.5 Scaling global

En effectuant une minimisation de 2 variables sur α et β , nous faisons l'hypothèse que α et β sont des constantes indépendantes d'autres paramètres tels que $r, r_m, r_{m,jet}, r_{m,cf}$. Bien sûr, cela n'est pas vrai strictement. Les variations de topologies observées dans le chapitre **Topologie** et l'influence grandissante de la couche limite alors que le jet se courbe ont un impact sur la trajectoire des CRVP. Cependant, cette hypothèse reste raisonnable étant donné que la variation de r_m sur l'ensemble de nos expériences reste relativement petite. De plus, un scaling global, même moins précis est un outil intéressant dans une optique *Générateur de Vortex* où il s'agit de positionner une perturbation dans l'écoulement.

Pour l'ensemble des configurations, notre scaling donne $Q = 8.44\%$, une valeur très basse correspondant à une dispersion des courbes 4 fois moindre que celle obtenue avec un scaling plus simple en rd . Cela nous permet de prendre la mesure de l'efficacité du collapse proposé par le modèle par rapport à la dispersion initiale des courbes, et de justifier le fait qu'il est indispensable de prendre en compte les influences de la couche limite et de la répartition spatiale de la quantité de mouvement du jet pour la gamme de valeurs de r, r_m considérée.

Cette valeur de $Q = 8.44\%$ correspond néanmoins à un scaling très proche de celui obtenu sans mettre d'exposant sur le ratio de vitesses ($Q = 9\%$ présenté dans la figure 17.11e) et donc à une très faible réduction de la dispersion des courbes. C'est vrai dans ce cas là, d'ailleurs cela se retrouve dans l'exposant $\alpha \approx 1$. Nous conservons néanmoins dans notre modèle ce degré de liberté supplémentaire qui se révèle utile dans d'autres discussions.

Le scaling proposé permet donc une très bonne réduction de la dispersion des courbes, meilleure que celles obtenues à l'aide des scalings proposés dans la littérature. En utilisant les valeurs précédemment obtenues pour α et β , la trajectoire de l'ensemble des données est bien décrit par une courbe en loi de puissance présentée dans l'équation 23.1.2 :

$$\frac{y}{r_m^\alpha d(\frac{\delta}{d})^\beta} = A(\frac{x}{r_m d})^b \quad (17.12)$$

avec $A = 0.46$, $b = 0.45$. Habituellement les scalings de trajectoire de centre de jet utilisant rd fournissent des valeurs de A et B comprises entre $1.2 < A < 2.6$ et $0.28 < B < 0.34$. Pour des trajectoires de CRVP, A est bien évidemment plus faible vu que les trajectoires de CRVP sont plus basses que les trajectoires de centre de jet. La valeur élevée de B est quant à elle plus difficile à interpréter.

17.8.6 Exemple d'application de notre scaling à d'autres ensembles de courbes tirées de la littérature

Nous nous proposons de confronter cette mise à l'échelle avec d'autres ensembles de données tirées de la littérature. Étant donné qu'il n'existe à notre connaissance rien d'autre sur les trajectoires de CRVP que la figure proposée par Salewski [93] et qu'il ne donne en outre aucun des paramètres qui pourraient nous permettre d'y appliquer notre scaling, nous avons choisi de l'appliquer à des trajectoires de centres de jets. Nous utilisons pour ce faire les données publiées par Muppidi & Mahesh (2005) [58] qui sont les seules à présenter, en plus des variations des paramètres usuels, des variations d'épaisseur de couche limite et de profil de vitesses de jet suffisamment documentées et détaillées pour qu'on puisse appliquer notre scaling.

Le tableau 17.1 page 233 synthétise les valeurs des différents paramètres utilisés dans leurs simulations. La figure 17.12a page 233 compare les trajectoires pour un même profil de vitesse (à iso- $r_{m,jet}$) et un même ratio de vitesses. Sans surprise, plus grande est la couche limite et plus haute est la trajectoire. La figure 17.12b compare des trajectoires ayant une même épaisseur de couche limite (iso δ) et un même ratio de vitesses, mais des profils de vitesse de jet différents.

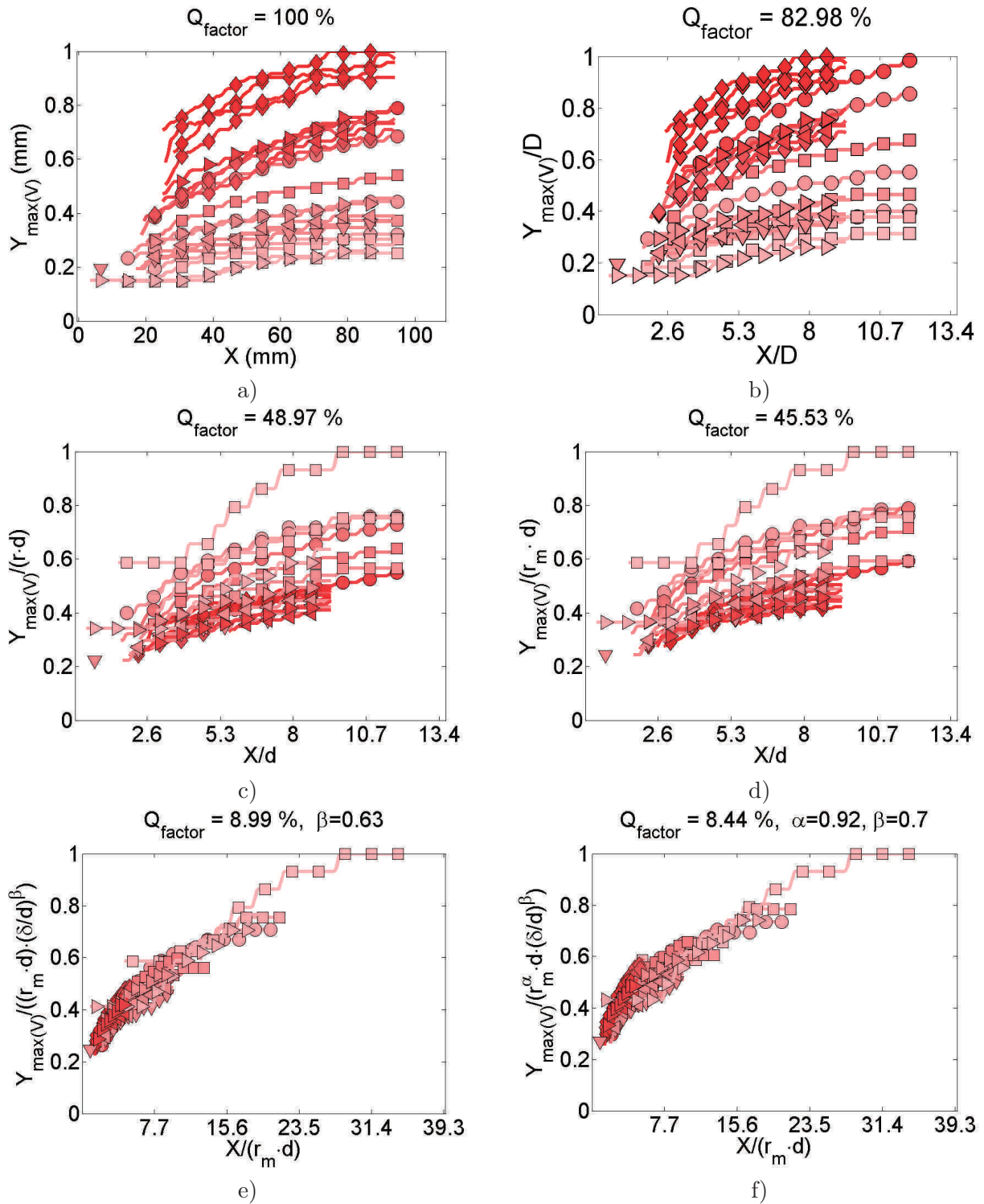


Figure 17.11: Ensemble des courbes de trajectoires moyennes de CRVP :

a) Pas d'adimensionnement. b) Courbes adimensionnées par le diamètre d en X et Y , c) Courbes adimensionnées par d en X et par $(r \cdot d)$ en Y , d) Courbes adimensionnées par d en X et par $(r_m \cdot d)$ en Y , e) Courbes adimensionnées par d en X et par $(r_m \cdot d \cdot (\delta/d)^\beta)$ en Y , f) Courbes adimensionnées par d en X et par $(r_m^\alpha \cdot d \cdot (\delta/d)^\beta)$ en Y .

Cas n° :	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX
r	1.52	1.52	1.52	1.52	5.7	5.7	5.7	5.7	5.7
$\delta_{80\%}$	1.32d	1.32d	0.44d	0.44d	1.32d	1.32d	0.44d	0.44d	6.4d
$r_{m,jet}$	1.33	1.185	1.33	1.185	1.33	1.185	1.33	1.185	1.33
$r_{m,cf}$	0.52	0.52	0.52	0.52	0.52	0.52	0.52	0.52	0.52
r_m	2.44	2.29	2.44	2.29	9.16	8.60	9.16	8.60	9.16
Marqueurs :	—○	—×	—*	—·	—▽	△	—	—	—

Table 17.1: Paramètres de trajectoires de jet tirés de [58], et correspondant à des valeurs de $r_{m,jet}$, $r_{m,cf}$ et r_m calculés à partir de leurs paramètres.

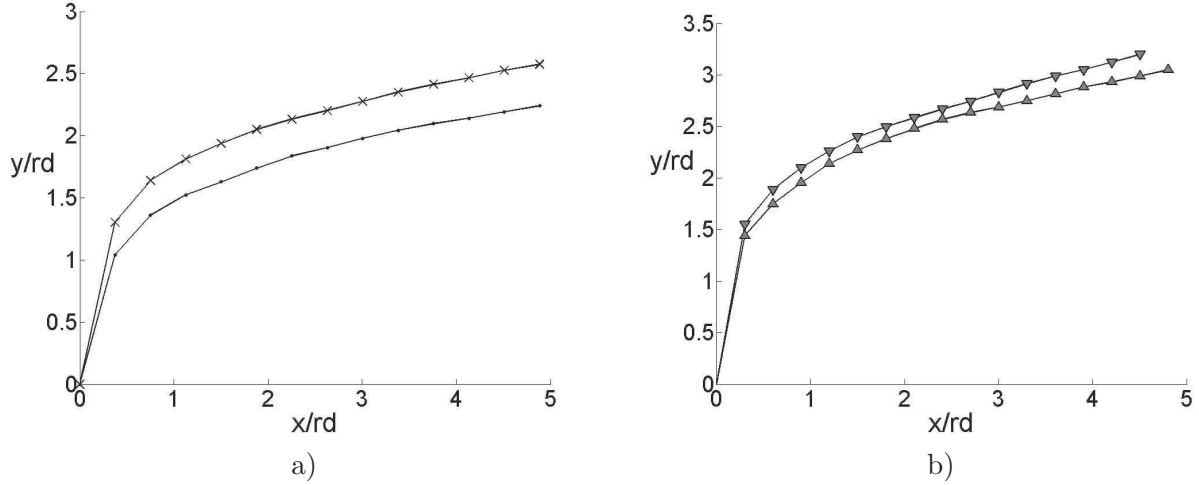


Figure 17.12: a) Trajectoire de jet pour des profils de vitesse de sortie de jet et des ratio de vitesses constants et une variation d'épaisseur de couche limite : —●, $\delta = 0.44d$, —×, $\delta = 1.32d$. b) Trajectoires de jet pour des ratios de vitesses et des épaisseurs de couche limite constantes. Le profil de vitesse de jet varie de bouchon à parabolique. Parabolique : —▽, $r_m = 8.6$. Bouchon : —△, $r_m = 9.16$. Données extraites de [58].

On observe que la trajectoire issue d'un profil parabolique de vitesse de jet pénètre plus loin dans l'écoulement que celle issue d'un profil bouchon.

La figure 17.13 page 234 présente les trajectoires mises à l'échelle en utilisant notre scaling (cf équation 17.11). Pour un set donné de trajectoire, nous trouvons α et β pour obtenir le meilleur collapse possible avec ce scaling en minimisant la fonction de deux variables $Q(\alpha, \beta)$. Il est intéressant de constater qu'en fonction du ratio de vitesses le profil de vitesse en sortie et l'épaisseur de couche limite n'affectent pas les trajectoires de la même façon. Pour $r = 1.5$, un ratio de vitesses relativement bas, le profil de vitesse en sortie et l'épaisseur de couche limite ont une plus grande influence sur la pénétration ($\alpha = 2.23$ et $\beta = 0.16$) qu'ils ne l'ont pour $r = 5.7$ ($\alpha = 1.55$ et $\beta = 0.055$), comme en témoigne les valeurs des coefficients α et β . Ces résultats indiquent que les trajectoires de jet à bas ratio de vitesses sont plus sensibles aux variations de profil de jet et aux variations d'épaisseurs de couche limite, et surtout que ces constantes d'optimisation peuvent présenter des variations du simple au double. Elles dépendent en effet fortement du ratio de vitesses, ce qui pose d'autant plus la question du domaine de variation des paramètres où l'on peut effectivement leur accorder un statut de constantes.

Muppidi et Mahesh (2005) [58] montrent l'existence d'une variation de ces paramètres considérés comme des "constantes" entre les ratios de vitesses $r = 1.5$ et $r = 5.7$. L'étude de Megerian & al (2007) [67] révèle l'existence d'une autre transition autour de $r = 3.5$. Pour les instabilités de couches cisailées de jet, cette valeur correspond à la transition d'un comportement absolument

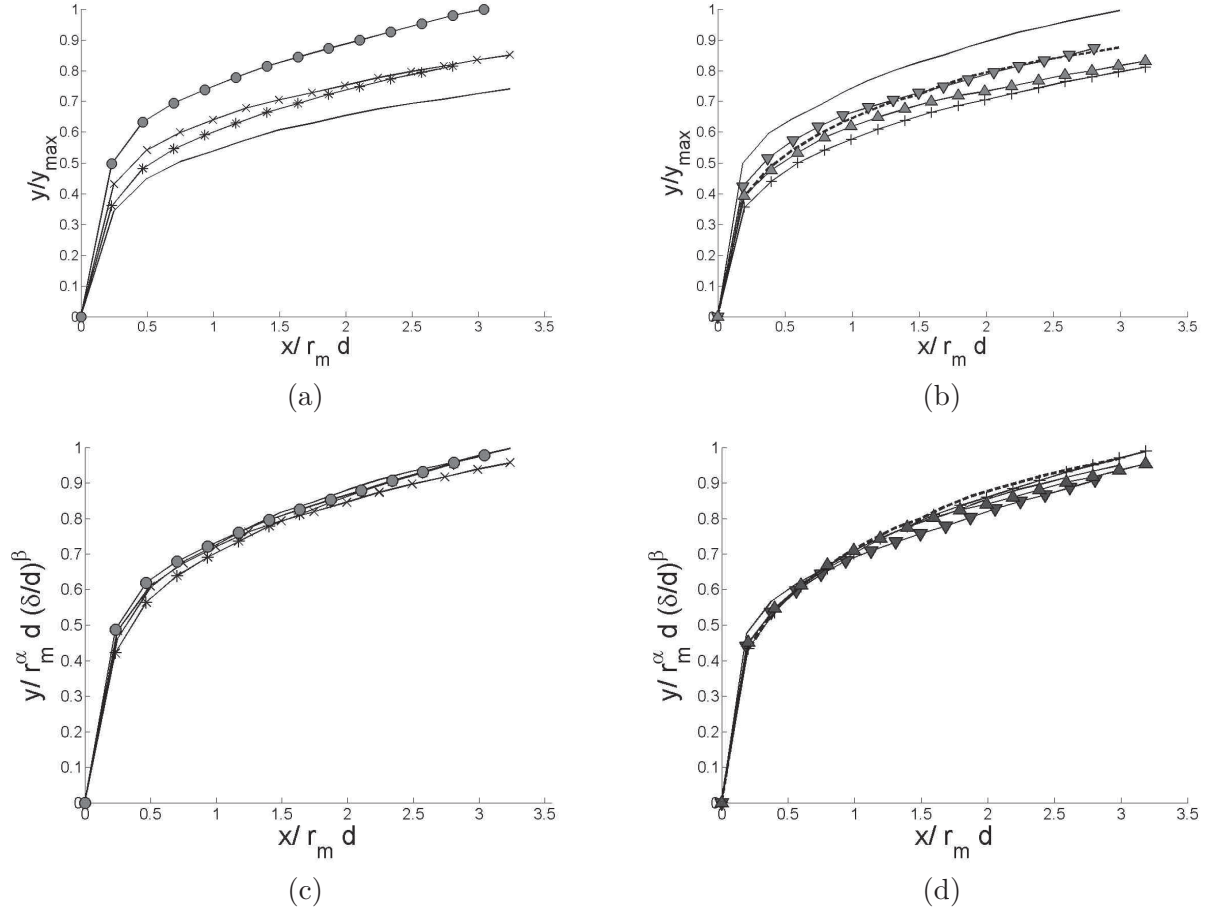


Figure 17.13: a) Trajectoire de jet sans scaling, $-\circ$: Cas n° I, $-\times$: Cas n° II, $-*$: cas n° III, $-\bullet$: cas n° IV. b) Trajectoire de jet sans scaling, $-\nabla$: cas n° V, $-\triangle$: cas n° VI, $-|$: cas n° VII, $--$: cas n° VIII, $-$: cas n° IX. c) Mêmes trajectoires de jet, mises à l'échelle avec $r_m^{2.23}$ et $\delta^{0.16}$ (facteur de qualité résultant : $Q = 20\%$), d) Mêmes trajectoires de jet qu'en b mises à l'échelle avec $r_m^{1.55}$ et $\delta^{0.055}$ (facteur de qualité résultant : $Q = 26\%$). Chaque ensemble de courbes est normalisé afin de faciliter la comparaison entre les courbes originales et celles mises à l'échelle

instable à convectivement instable.

On comprend alors bien pourquoi de tels changements de l'écoulement se répercutent en une variation de coefficients.

Le tableau 17.2 page 235 présente pour ces données une évaluation à l'aide du facteur de qualité de la dispersion entraînée par chaque mise à l'échelle. Changer uniquement le ratio de vitesses en ratio de quantité de mouvement entre les scaling rd et $r_m d$ représente un petit gain de qualité. La prise en compte de l'épaisseur de couche limite permet un gain important de qualité, et il est remarquable de constater que la loi d'échelle que nous avons proposé offre la dispersion la plus réduite pour l'ensemble des configurations (I à IX) en la divisant plus de 12 fois par rapport aux courbes non adimensionnées.

L'utilisation d'un scaling prenant en compte le profil de jet et l'épaisseur de couche limite améliore donc également la mise à l'échelle des trajectoires de jet, et pas uniquement les trajectoires de CRVP.

Scalings	no scaling	rd	$r_m d$
Cas n° I à IV ($r = 1.5$)	$Q = 100\%$	$Q = 100\%$	$Q = 90\%$
Cas n° V à IX ($r = 5.7$)	$Q = 100\%$	$Q = 100\%$	$Q = 83\%$
Cas n° I à IX	$Q = 100\%$	$Q = 24.5\%$	$Q = 23\%$

Scalings	Gutmark ($rdr_b(r^2 \frac{d}{\delta})^{0.45}$)	Muppidi ($rd(\frac{h}{d})^C$)	$r_m^\alpha d(\frac{\delta}{d})^\beta$
Cas n° I à IV ($r = 1.5$)	$Q = 61\%$	$Q = 54\%$	$Q = 20\%$, ($\alpha = 1.55, \beta = 0.16$)
Cas n° V à IX ($r = 5.7$)	$Q = 91\%$	$Q = 70\%$	$Q = 26\%$, ($\alpha = 2.23, \beta = 0.05$)
Cas n° I à IX	$Q = 90\%$	$Q = 11.5\%$	$Q = 8\%$, ($\alpha = 1.14, \beta = 0.08$)

Table 17.2: Comparaison des facteurs de qualité obtenus à l'aide de différentes loi d'échelles

Ce facteur de qualité $Q = 8\%$ (voir table 17.2 page 235) obtenu pour les courbes de Muppidi et Mahesh s'avère très proche de celui obtenu pour le scaling global de nos données expérimentales. Pourtant, aucun lien n'est à faire de ce côté car chacun des ensembles de courbes est totalement différent.

Cependant cette très faible valeur de Q ainsi que le gain obtenu par rapport au scaling proposé par Muppidi et Mahesh montrent que le scaling que nous proposons est pertinent.

17.8.7 Scalings locaux : haut et bas VR

Nous reconsidérons dans cette sous-section l'hypothèse de constance de α et β . L'ensemble initial des courbes expérimentales est scindé en deux blocs : un bloc à haut VR et un bloc à bas VR.

Le bloc à haut VR est présenté dans la figure 17.14b page 235 et est composé des courbes où $VR > 1.5$, où les couches de cisaillement amont et aval commencent à présenter des caractéristiques similaires. Pour la majorité de ces courbes, la branche secondaire de vitesse verticale est générée hors de la couche limite. On s'attend donc à ce que pour ces courbes l'influence de la couche limite soit moindre.

Le bloc à bas VR est composé du reste des courbes où $VR < 1.5$ et est présenté dans la figure 17.14a.

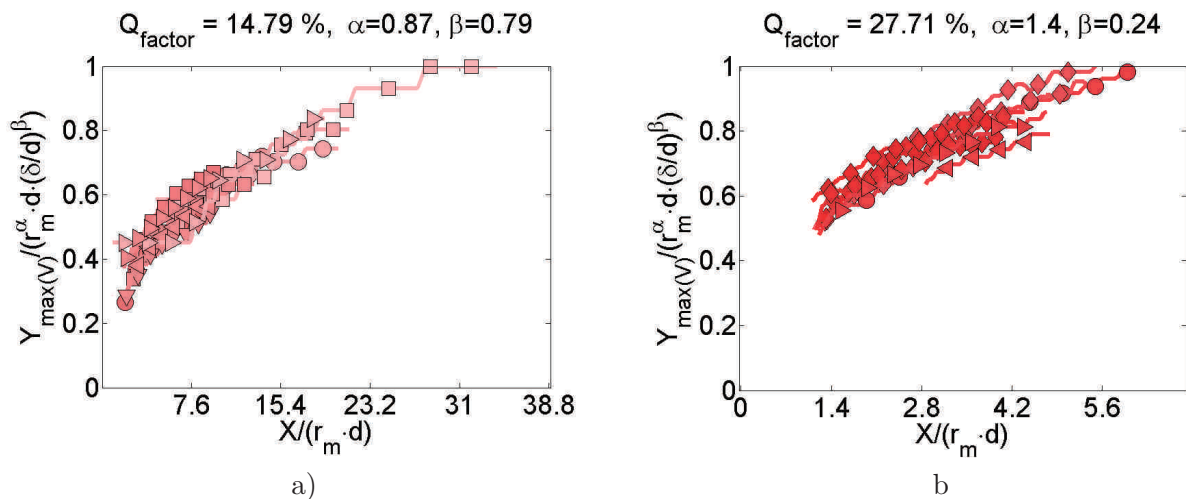


Figure 17.14: L'ensemble des courbes de trajectoires moyennes de CRVP de la figure 17.5a page 222 a été séparé entre les : a) bas VR où $VR < 1.5$, a) hauts VR où $VR > 1.5$. Chacun de ces sous-ensembles de courbes a été adimensionné par d en X et par $(r_m^\alpha \cdot d \cdot (\delta/d)^\beta)$ en Y .

Valeurs de Q : Les valeurs de Q présentées sont ici de $Q = 14.8\%$ pour les bas VR et

$Q = 27.7\%$ pour les haut VR alors que seules ont été utilisées les courbes du scaling global ($Q = 8.44\%$).

Les dispersions des courbes à bas et haut VR sont elles moins bonnes dans ces cas là ?

Ce n'est bien sûr pas le cas. Ces différences importantes de valeurs sont à mettre sur le compte de la dispersion initiale— sans aucun scaling— des courbes utilisées. Pour l'ensemble "haut+bas VR", la dispersion des courbes est très importante, due aux fortes variations des paramètres de jet qui permettent une superposition importante, relativement à la dispersion initiale, et donc un facteur de qualité très bas de $Q = 8.44\%$.

A l'opposé pour les hauts VR, l'ensemble initial de courbes est bien moins dispersé et présente une variation paramétrique plus faible, ainsi qu'une influence moindre de certains paramètres (δ par exemple) sur le scaling proposé. Il en résulte une réduction plus faible de la dispersion des courbes après scaling (proportionnellement à sa dispersion initiale), et donc un facteur de qualité plus élevé.

On comprend bien alors qu'il est inutile de chercher à comparer entre elles des valeurs de facteurs de qualité qui ne sont pas issues strictement du même ensemble de courbes (et comme on l'a vu ici, entre ensemble et sous-ensemble).

Valeurs α et β : Comme on s'y attendait, l'utilisation de courbes issues des bas et haut VR se traduit par des valeurs différentes de α et β .

α et β étant obtenus à l'issue d'une minimisation de deux variables de la fonction $Q(\alpha, \beta)$, que peuvent donc nous apprendre ces valeurs différentes sur la physique du JICF ?

A bas VR $\beta = 0.79$, tandis qu'à plus haut VR $\beta = 0.24$.

Une autre façon de représenter les choses apparaît lorsque l'on simplifie le scaling proposé :

$$r_m^\alpha d \left(\frac{\delta}{d} \right)^\beta = r_m^\alpha d^{1-\beta} \cdot \delta^\beta \quad (17.13)$$

Écrit sous cette forme, on retrouve les raisonnements développés dans la section 17.8.3 page 230. $\beta = 0$ traduit l'absence d'influence de la couche limite tandis que $\beta = 1$ l'absence d'influence du diamètre de jet.

Dans le cas des bas VR, $\beta = 0.79$ signifie qu'un exposant $1 - \beta = 0.21$ est affecté à l'influence du diamètre de jet. On trouve donc une influence prépondérante de l'épaisseur de couche limite par rapport au diamètre de jet.

Au contraire, à haut ratio de vitesses on trouve une influence bien moindre de l'épaisseur de couche limite par rapport à celle du diamètre de jet. On comprend alors sans peine que l'influence de l'épaisseur de couche limite puisse être négligée pour des scalings visant à décrire les trajectoires des JICF à VR bien plus hauts ($VR > 4$).

Les différences des valeurs de α sont également remarquables. On observe une influence plus importante du ratio de vitesses à haut VR où $\alpha = 1.4$ contre $\alpha = 0.87$ à bas VR.

Ce comportement — une augmentation du α optimal avec l'augmentation de VR — va dans le sens des travaux de Smith et Mungal [48] qui observent à très haut VR ($VR = 5$ à 20) un meilleur adimensionnement de leurs données à l'aide d'un scaling en $r^2 d$, plutôt qu'en rd . Quand on augmente le ratio de vitesses, on augmente du même coup, non linéairement, l'influence de ce ratio de vitesses sur la trajectoire de jet.

Les résultats des travaux de New [43] déjà exposés dans la section 17.6.4 page 226 permettent d'expliquer ce comportement.

Une modification importante de la trajectoire en champ proche est due au mélange généré par les tourbillons de couche cisailée amont et aval : Plus le ratio de vitesses est grand, plus le cisaillement des couches cisillées est intense. Plus les Loop Vortices (LEVs/TEVs) sont alors nombreux, intenses, et susceptibles d'interagir entre eux et de mélanger efficacement les quantités de mouvement du jet et de l'écoulement.

Ce mélange a donc un impact direct et important sur la trajectoire de jet qui se traduit par cette augmentation du α optimal.

Au contraire, l'absence ou la faiblesse des LEVs à bas VR, plus le fait que l'intensité tourbillonnaire des TEV à bas VR est très peu dépendante du VR, induisent une dépendance faible et linéaire entre le ratio de vitesses et la trajectoire de jet à bas VR. Finalement, seul compte alors le ratio des quantités de mouvement brutes.

Cette variation des coefficients dans la gamme de ratios de vitesses étudiés se comprend donc bien lorsque l'on considère les évolutions qu'y subit le JICF avec le relèvement du jet et la mise en place d'une couche de cisaillement amont et de LEV.

Cependant le travail effectué sur les données de Muppidi et Mahesh, à hauts VR donc, présente aussi le même type de variation de α et β (Voir table 17.2 page 235). Entre les ratios de vitesses $VR = 1.5$ et 5.7 , β est divisé par 3 tandis que α augmente.

Ainsi, même pour des ratios de vitesses considérés classiquement comme appartenant à la gamme des hauts VR, on ne vérifie pas la constance des constantes. Ce phénomène s'explique forcément par la mise en place de nouveaux phénomènes. Une piste d'explication serait à chercher dans la mise en place de l'interaction entre deux LEVs ou TEVs successifs, interaction qui peut mener en champ proche à une fusion entre deux LEVs ou TEVs successifs. Ce phénomène de fusion s'est vu observé et étudié par de nombreuses équipes [87, 60] et se met en place entre $VR=3$ et $VR=5$.

En conclusion, même pour les plus hauts ratios de vitesses, il n'est pas simple de définir une gamme de ratio de vitesses à partir de laquelle on puisse avec certitude affirmer une constance des constantes α et β . L'hypothèse même qu'il soit possible de trouver une mise à l'échelle en loi de puissance $\tilde{y} = A\tilde{x}^B$ avec A et B constants n'est pas évidente, comme l'ont montré New & al (2006) [43] dans le cas de jets à section elliptique.

17.8.8 Conjugaison des scaling locaux

La séparation entre cas à bas VR et hauts VR et l'étude des exposants α et β permettent de voir comment le scaling global présenté dans la figure 17.11f page 232 intègre l'influence des hauts et bas VR.

Que se passe-t-il lorsque l'on conjugue les courbes des haut et bas VR mises à l'échelle par leurs exposants respectifs ?

Le résultat obtenu est présenté dans la figure 17.15 page 238. La dispersion obtenue est de $Q = 7.93\%$ de la dispersion initiale des courbes et représente donc encore une amélioration par rapport à une mise à l'échelle ne tenant pas compte de la différence entre les hauts et les bas VR ($Q = 8.44\%$).

D'un point de vue du positionnement de la trajectoire de CRVP à une hauteur donnée dans une optique de contrôle d'écoulement, cette faible réduction de dispersion montre que l'ensemble de courbes pris pour réaliser le fit d'interpolation constitue déjà un ensemble acceptable pour établir une estimation de la trajectoire du CRVP.

Cependant cette réduction n'est pas négligeable en soi. Elle correspond à une réduction de 9.4% de la dispersion entre $Q = 8.44\%$ et $Q = 7.93\%$. Cette réduction confirme l'influence de la couche limite et des bas ratios de vitesses qui changent les interactions du jet avec son environnement et qui se ressentent du même coup sur la trajectoire de jet.

17.9 Trajectoires de CRVP instantané

Intéressons-nous maintenant aux trajectoires instantanées de structures tourbillonnaires longitudinales, de ce que nous pourrions appeler CRVP instantanés suite à la discussion effectuée dans la sous section 14.1.1 page 179 de la partie **Topologies du JICF**.

Certaines de ces trajectoires ont déjà été présentées dans la même partie topologique dans la figure 14.14 page 193 et discutées dans la section 14.3 page 188.

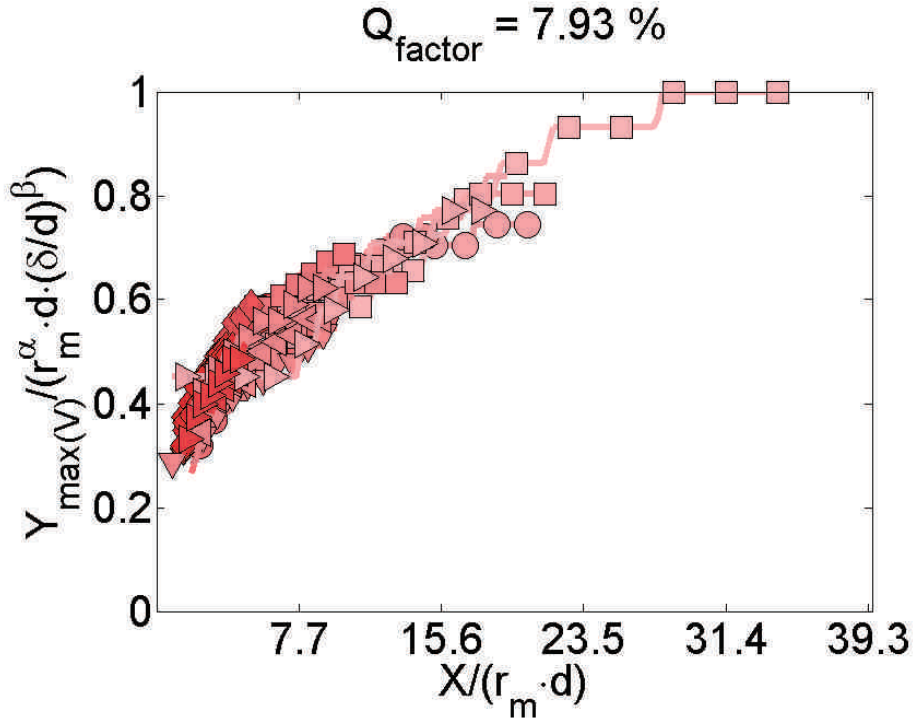


Figure 17.15: Réunion des sous-ensembles de courbes de la figure 17.14 page 235. Les valeurs spécifiques de α et β de chacun de ces sous-ensemble ont été conservées lors de leurs adimensionnement par d en X et par $(r_m^\alpha \cdot d \cdot (\delta/d)^\beta)$ en Y , mais le facteur de qualité est globalement calculé sur l'ensemble des courbes réunies et adimensionnées.

L'objectif de cette section est donc non pas de reprendre point par point l'étude effectuée sur les trajectoires moyennes de CRVP, mais de montrer les similarités et les disparités existantes entre ces deux trajectoires.

17.9.1 Comparaison trajectoire CRVP instantané vs CRVP moyen

La figure 17.16 page 239 présente en rouge et bleu les trajectoires des branches positive et négative du CRVP instantané, et en vert la trajectoire de la branche secondaire de vitesse verticale obtenue à partir du champ moyen. La trajectoire issue du champs moyen a été légèrement lissée en tenant compte des plus proches voisins. Ce n'est pas le cas pour les trajectoires instantanées.

Les trajectoires coïncident quasi parfaitement en champ lointain, illustrant encore une fois que ce sont bien les structures instantanées longitudinales qui créent la branche secondaire verticale dans le champ moyen en balayant l'espace.

Alors que l'on se rapproche de l'injection, nous observons un décalage entre les trajectoires instantanées et moyennes en champ proche ($X/D < 3$).

De plus, les trajectoires instantanées de CRVP sont définies jusqu'à l'origine

Indépendamment de ces différences, une forte similarité est donc observée entre trajectoires moyennes et trajectoires instantanées.

17.9.2 Scaling de trajectoire de CRVP instantané

Il n'est donc pas étonnant que la similarité de forme conduise à des résultats similaires en ce qui concerne la mise à l'échelle des trajectoires instantanées.

La figure 17.17 page 240 présente donc les trajectoires des branches positives et négatives adimensionnées par différentes lois d'échelle.

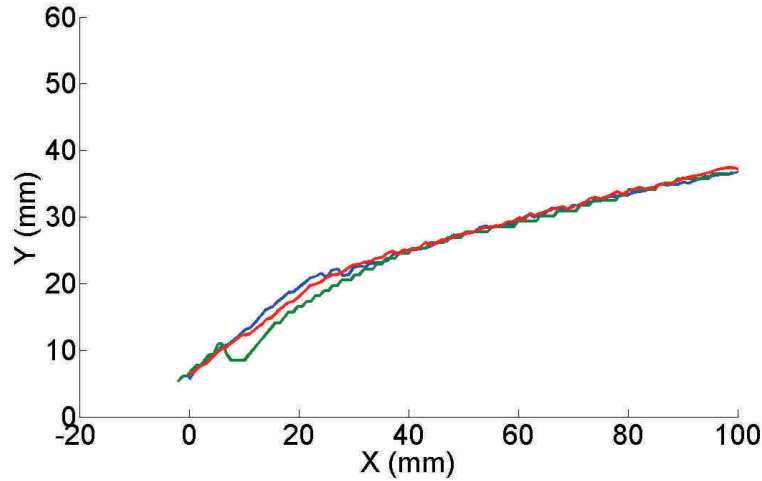


Figure 17.16: Configuration 12. En rouge et bleu : Trajectoires des branches positive et négative du CRVP obtenues à partir des champs instantanés. En vert : Trajectoire de la branche secondaire de vitesse verticale obtenue à partir du champ moyen.

La figure 17.17a présente les courbes sans aucun scaling, et sert de dispersion de référence.

La figure 17.17b adimensionne la direction verticale par l'épaisseur de couche limite δ .

La figure 17.17c présente les courbes adimensionnées en rd , l'adimensionnement classique dans la littérature. On retrouve une valeur du facteur de qualité ($Q = 32.3\%$) qui montre, comme dans les champs moyens (voir figure 17.11 page 232), un fort gain en dispersion.

Enfin la figure 17.17d présente les courbes adimensionnées suivant l'adimensionnement que nous avons proposé dans la section 17.8.2 page 230. On retrouve une gain très fort sur le facteur de qualité ($Q = 13.08\%$) qui montre, comme dans les champs moyens, la justesse de l'adimensionnement que nous avons proposé et la nécessité de tenir compte aux bas ratio de vitesses de l'épaisseur de couche limite aussi bien que des profils de vitesse de jet.

La figure 17.18 page 241 superpose les trajectoires adimensionnées des CRVP des champs moyens (en vert) et les trajectoires des CRVP des champs instantanés.

On y retrouve d'abord un très bon accord entre ces deux trajectoires sur l'ensemble des configurations, et on voit que les trajectoires instantanées permettent de prolonger les trajectoires moyennes et se rapprochent de l'origine, sans l'atteindre.

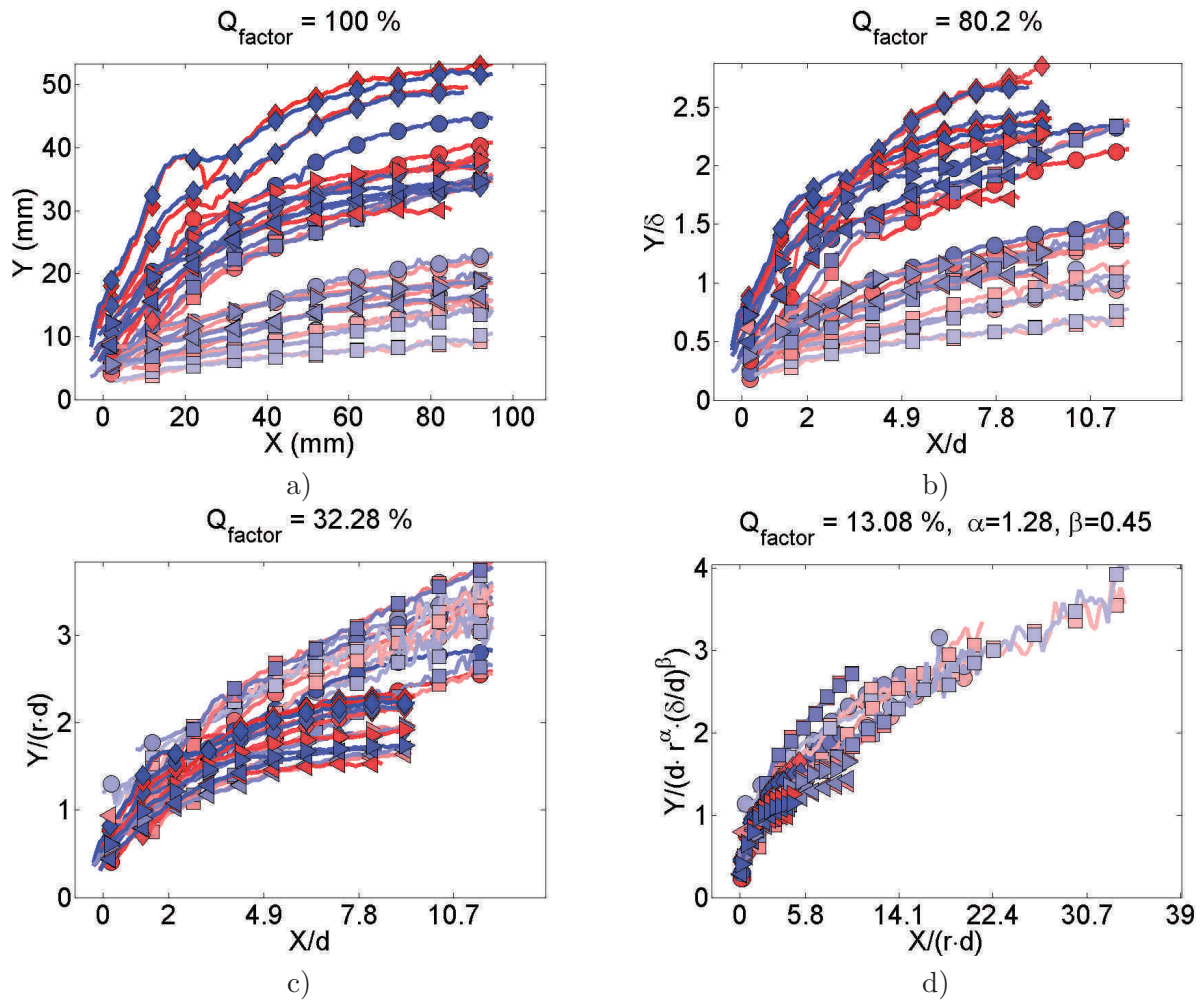


Figure 17.17: Ensemble des courbes de trajectoire du CRVP instantané :

a) Pas d'adimensionnement, b) Courbes adimensionnées par le diamètre D en X et par δ en Y ,
 c) Courbes adimensionnées par D en X et par $(VR \cdot D)$ en Y , d) Courbes adimensionnées par
 D en X et par $(Rm^\alpha \cdot D \cdot (\delta/d)^\beta)$ en Y .

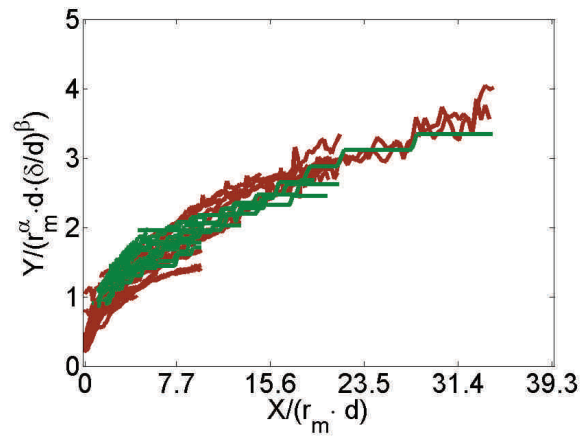


Figure 17.18: Superposition des ensembles des trajectoires instantanées et moyennes de CRVP adimensionnées par D en X et par $(Rm^\alpha \cdot D \cdot (\delta/d)^\beta)$ en Y . En marron : trajectoires instantanées. En vert : Trajectoires moyennes.

Chapitre 18

Études des couches cisillées amont et aval

18.1 Introduction

Dans ce chapitre, sont étudiées certaines propriétés des couches de cisaillement amont et aval du champ moyen (figure 18.1a), et des nuages de LEVs/TEVs des champs instantanées (figure 18.1b). La figure 14.6 page 180 présente une séparation claire des nuages de LEV (nuage n° 1) et de *hoovering vortex* (nuage n° 6). Cependant c'est loin d'être le cas pour toutes les configurations étudiées et en pratique les deux nuages sont rassemblés pour les études statistiques.

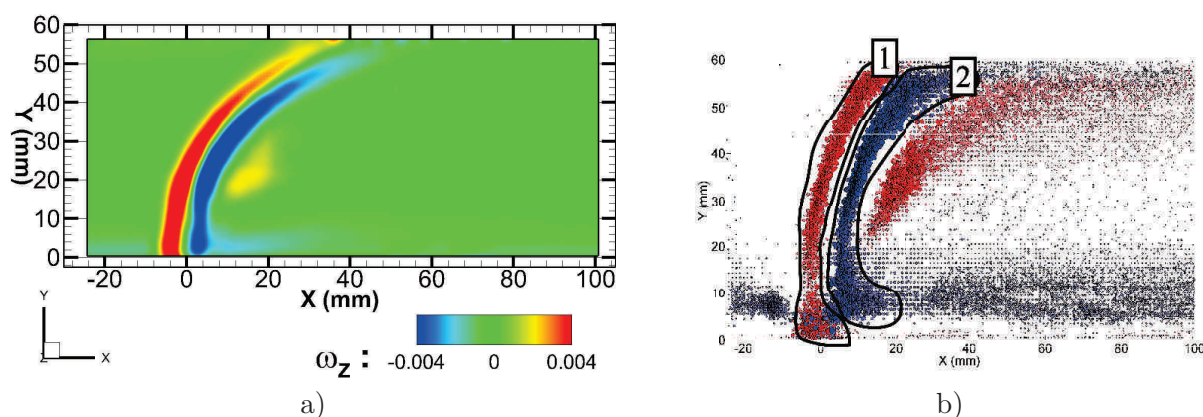


Figure 18.1: a) Exemple de champs de vorticité transversale ω_z du champ moyen dans le plan de symétrie du jet (configuration n  16), b) Exemple de visualisation de la topologie instantanée moyenne de l'écoulement dans le plan de symétrie du jet. Y sont localisés les nuages de couches cisillées amont (nuage n  1) et aval (nuage n  2)   partir desquels est effectués l'essentiel des traitements statistiques présentés dans ce chapitre.

18.2 Méthodologie de traitement

Le problème se posant pour étudier les propriétés des couches cisillées amont et aval pour de faibles ratios de vitesses est la difficulté à localiser avec précision les couches cisillées ainsi que la trajectoire de jet elle même.

Le travail préliminaire effectué sur la localisation des structures instantanées permet de montrer que quel que soit le ratio de vitesses, il est toujours possible de définir clairement dans le

plan médian une trajectoire moyenne du nuage de structures instantanées d'intensité tourbillonnaire négative. Pour les plus bas VR, en configuration jet soufflé, ce nuage correspond aux têtes des vortex en épingles¹. Pour les plus hauts VR, ce nuage correspond aux boucles tourbillonnaires² portées par la couche de cisaillement aval du jet. Cette distinction étant effectuée, nous appellerons désormais dans ce chapitre ce nuage : couche cisaillée aval.

A l'issue de ce traitement, les trajectoires de couches cisaillées $[x_{CC\ amont}(s), y_{CC\ amont}(s)]$ et $[x_{CC\ aval}(s), y_{CC\ aval}(s)]$ sont obtenus à partir des profils d'amplitude maximale de vortacité $\omega_{Z\ Max}$ (Voir le chapitre **Méthodes Numériques**).

18.3 Trajectoires moyennes de jet

18.3.1 Trajectoires moyennes de couches cisaillées amont et aval, et définition d'une trajectoire moyenne de jet

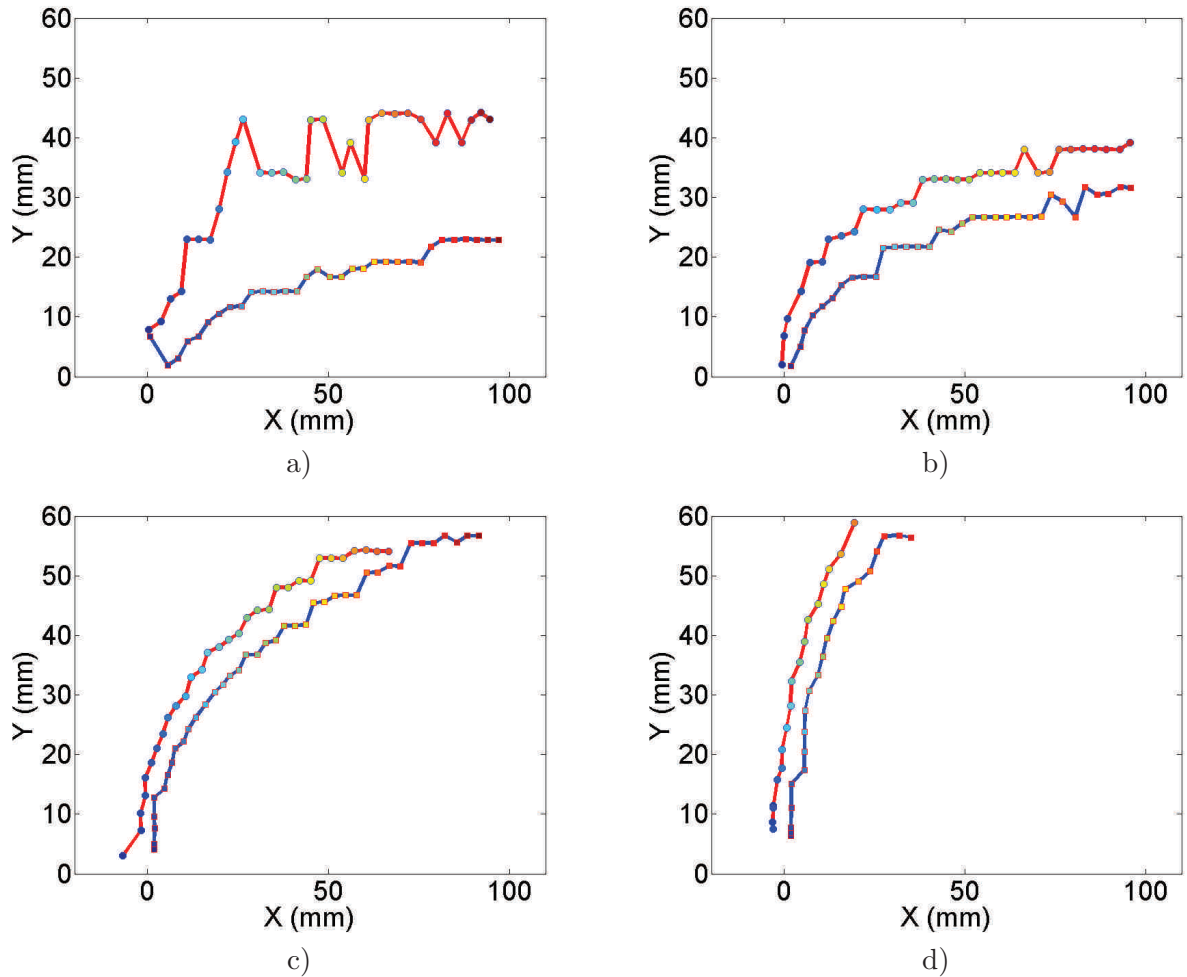


Figure 18.2: Trajectoires de couches cisaillées amont (en rouge) et aval (en bleu) obtenues sur les champs moyen à l'aide des maxima de ω_Z pour les configurations : a) n° 23 VR ≈ 0.5 , b) n° 24 VR ≈ 1 , c) n° 25 VR ≈ 2 , d) n° 26 VR ≈ 3 .

1. Hairpin vortices

2. Loop vortices

Les positions des maxima positifs et négatifs de ω_z sont utilisés pour définir les trajectoires de couches cisillées amont et aval à partir des champs moyens. Des exemples sont montrés dans la figure 18.2 page 244 pour les configurations 23 à 26.

A partir de là il est possible de calculer pour une même abscisse curviligne s donnée, une épaisseur de jet $\delta_{jet}(s) = \sqrt{(x_{CCamont}(s) - x_{CCaval}(s))^2 + (y_{CCamont}(s) - y_{CCaval}(s))^2}$. Cette grandeur est représentée dans la figure 18.3 page 245 pour les mêmes expériences n° 23 à 26. L'épaisseur de jet δ_{jet} est constante le long de la trajectoire pour les configurations 24 à 26 et

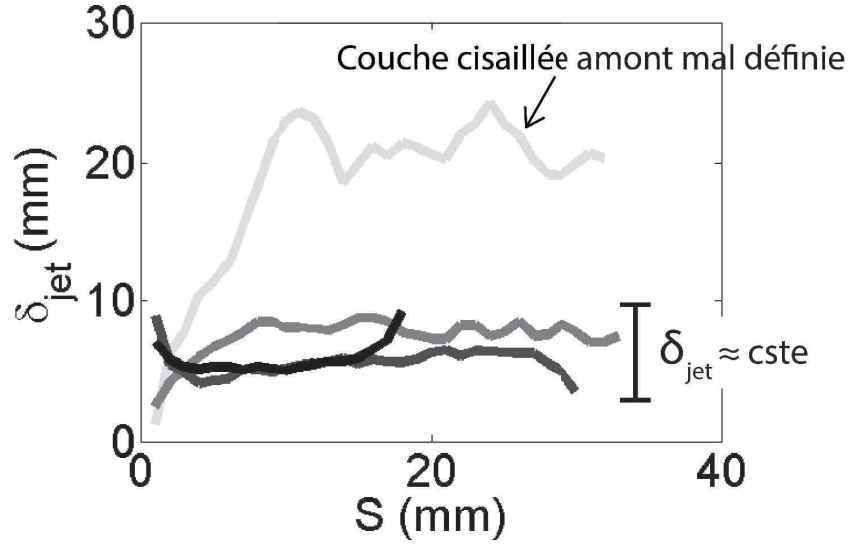


Figure 18.3: Épaisseurs de jet δ_{jet} en fonction de l'abscisse curviligne S pour les configurations n° 23 à 26. L'augmentation de ratio de vitesses de $VR=0.5$ à 3 est traduit par un dégradé de gris croissant du gris clair au noir.

sa valeur reste comprise entre 5 et 8 mm (inférieure à 1 diamètre de jet).

A ces ratios de vitesses, supérieurs ou égaux à 1, on peut donc considérer qu'il est possible de définir une trajectoire de jet cohérente à l'aide des trajectoires moyennes des couches cisillées amont et aval.

A une même abscisse curviligne s donnée, les coordonnées du jet sont :

$$x_{Jet\ moyen}(s) = \frac{x_{CC\ amont}(s) + x_{CC\ aval}(s)}{2}$$

$$y_{Jet\ moyen}(s) = \frac{(y_{CC\ amont}(s) + y_{CC\ aval}(s))}{2}$$

On observe une augmentation forte de l'épaisseur de jet pour la configuration n°23 ($VR = 0.5$). Positionner la couche cisillée amont à l'aide du maximum du cisaillement n'est plus physiquement pertinent en raison des valeurs très faible de cisaillement. Cela est cohérent avec le fait que le jet soit dans une configuration de jet soufflé et n'ait donc pas de couche cisillée amont à proprement parler.

Il est donc impossible de définir une trajectoire de jet à l'aide des couches cisillées amont et aval pour cette configuration de jet soufflé. Ce cas de figure se retrouve pour les autres configurations où le VR est trop faible. La divergence de l'épaisseur de jet δ_{jet} bien au delà d'un diamètre de jet est un critère que nous avons utilisé pour jauger de la cohérence des jets et des configurations à conserver.

18.3.2 Trajectoires moyennes de jet

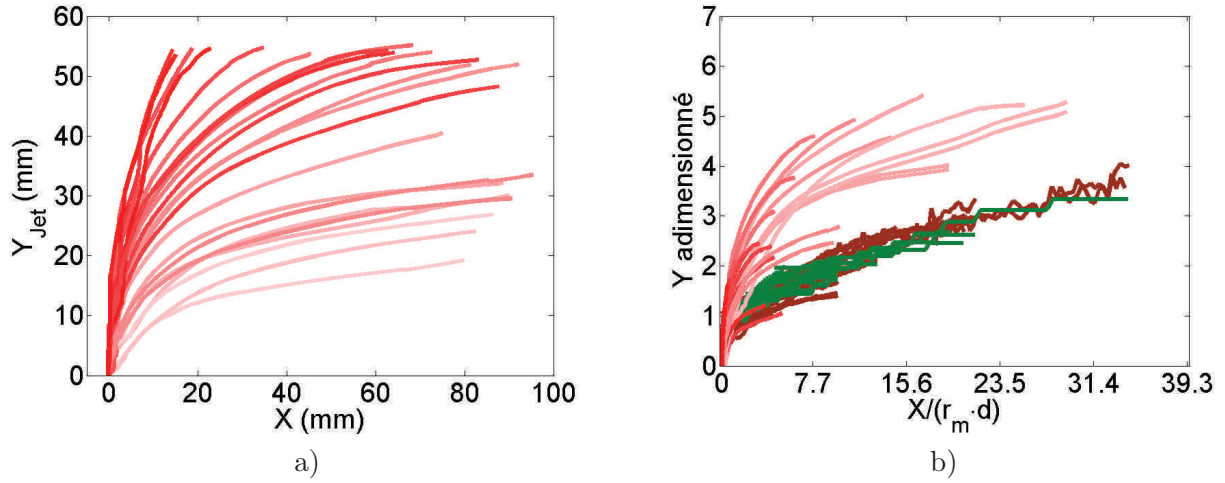


Figure 18.4: a) Ensemble des courbes de trajectoire de jet. b) Ensemble des trajectoires moyennes (en vert) et instationnaires (en marron) de jet adimensionnées par D en X et par $(Rm^\alpha \cdot D \cdot (\delta/d)^\beta)$ en Y , et des courbes de trajectoires de jet adimensionnées à l'aide du même scaling.

La figure 18.4a page 246 présente les trajectoires moyennes de jets obtenues à l'issue du traitement décrit dans la sous-section précédente. Ces trajectoires ne sont pas adimensionnées. La figure 18.4b page 246 présente ces trajectoires superposées aux trajectoires de CRVP instantané et moyen³ et adimensionnées suivant le même adimensionnement et les mêmes coefficients que ceux utilisés pour la figure 17.18 page 241.

Bien sûr, afin d'obtenir une bonne superposition des courbes de trajectoires de jet, il aurait fallu actualiser et adapter les coefficients α et β aux trajectoires de jet.

L'objectif de la figure 18.4b n'est donc pas de présenter le meilleur collapse possible des courbes de trajectoires de jet, mais bien de tracer les trajectoires de jet et de CRVP adimensionnées à l'aide d'une même mise à l'échelle, à l'issue de quoi il est possible de les positionner les unes par rapport aux autres.

La figure 18.4b illustre donc une caractéristique essentielle du JICF dont nous avons déjà parlé dans la partie **Topologies du JICF**, à savoir que :

1. Il existe une différence entre la trajectoire du jet et la trajectoires du CRVP.
2. la trajectoires du CRVP se situe bien en dessous de la trajectoire de jet.

18.4 Nombre de structures instantanées des nuages de LEVs / TEVs

Dans cette section, le nombre de tourbillons détectés dans les nuages de couches cisaillées amont et aval est étudié, en fonction de l'abscisse curviligne suivant la trajectoire du nuage. Ce nombre de tourbillons est divisé à l'aide du nombre total de champs instantanés utilisés (1000 champs), et permet donc d'apprécier le nombre moyen de tourbillons présent dans les champs instantanés à une position de l'abscisse curviligne à chaque pas de temps .

3. Voir la figure 17.18 page 241

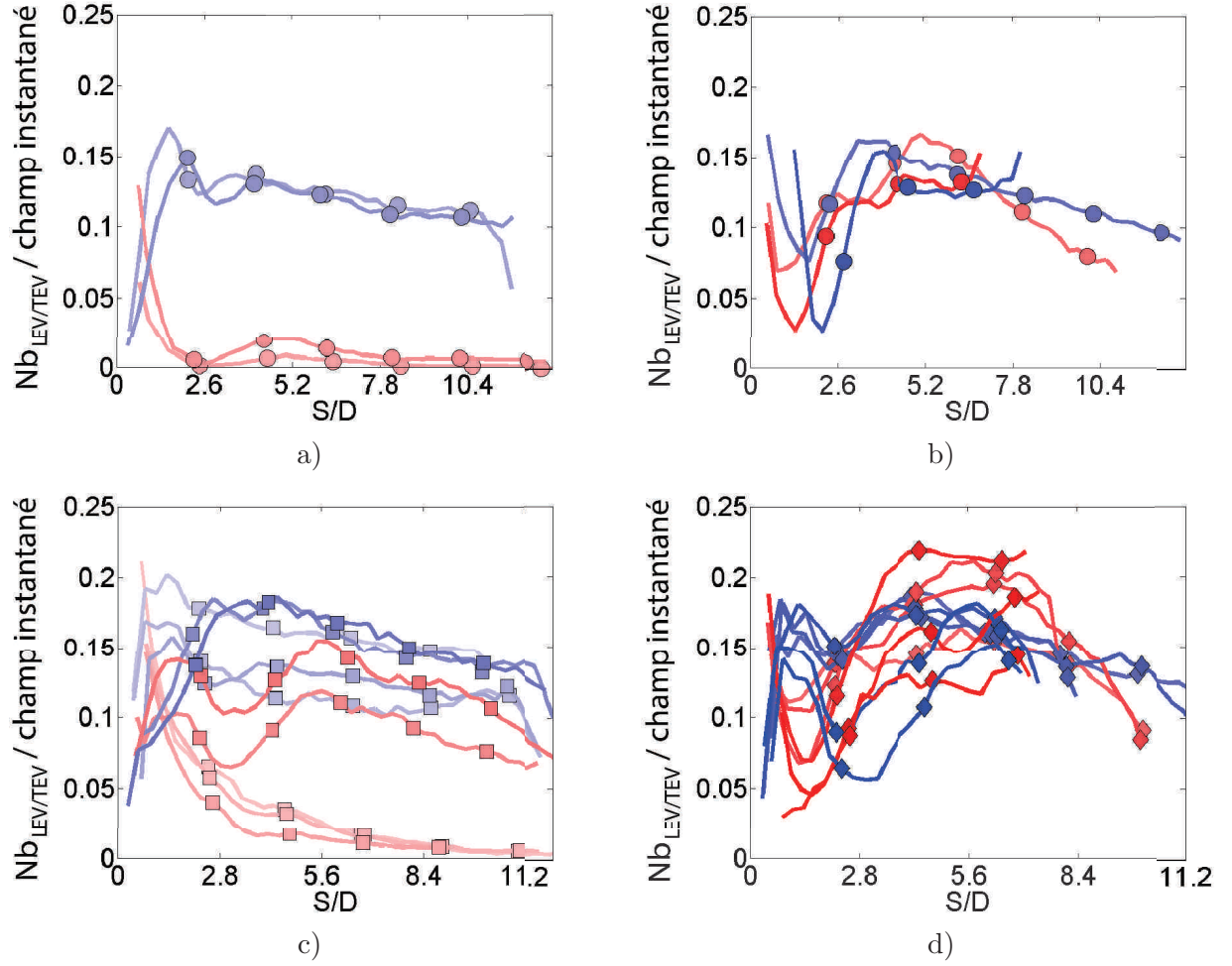


Figure 18.5: Nombre de structures tourbillonnaires détectées le long de l'abscisse curviligne S dans les nuages de tourbillons de couches cisailées amont (en rouge) et aval (en bleu). Ce nombre de tourbillons est divisé par le nombre de champs instantanés.

a) Configurations n° 3 et 4 : Variation de U_∞ , V_j constant. b) Configurations n° 5 à 6 : Variation de U_∞ , V_j constant. c) Configurations n° 8 à 12 : Variation de V_j , U_∞ constant. d) Configurations n° 13 à 18 : Variations de U_∞ et V_j à VR constant. Pour les conventions graphiques, se référer à la section 16.3 page 215.

La figure 18.5a et b page 247 présente une évolution de ratio de vitesses, à vitesse de jet constant, et en séparant les bas VR (figure 18.5a) des hauts VR (figure 18.5b) pour faciliter la discussion. Les figures 18.5 c et d présentent respectivement une évolution de ratio de vitesses à vitesse d'écoulement transverse constant, et une évolution conjointe de vitesses de jet et d'écoulement à ratio de vitesses constant.

Pour des ratios de vitesses faibles, généralement $VR \leq 1$, nous observons une importante différence dans les nombres de structures détectées sur les couches cisailées amont ou aval (figure 18.5a et c). 18.5b,c,d).

Cette différence résulte directement des taux de génération inégaux de structures tourbillonnaires sur les couches cisailées amont et aval.

En amont, les bas ratios de vitesses induisent un cisaillement faible. Or l'apparition des structures résulte de la déstabilisation de la couche cisailée. Plus faible est le cisaillement, plus faibles sont les structures et moins fréquemment elles apparaissent. (New 2006 [43]).

$Nb_{LEV/TEV}$ est élevé puis diminue rapidement en tendant vers 0. Ce pic traduit la présence de tourbillons du côté amont dans un voisinage très proche de l'injection. Les visualisations moyennes des topologies instantanées du plan de symétrie (voir figure 14.8 page 183), nous permettent d'associer ces structures au nuage de jonction composé de *hoovering vortices*.

Le cisaillement du côté aval est lui beaucoup plus important. En effet, il s'exerce entre la vitesse du jet et la zone de très basse vitesse de la bulle de recirculation. Du côté aval, $Nb_{LEV/TEV}$ part de 0 à la paroi, croît rapidement pour atteindre un maximum vers $S/D \approx 2.5$ à 3, puis décroît doucement. Cette dynamique rend compte de la déstabilisation de la couche cisailée aval sur une distance d'environ 2 à 3 diamètres de jet qui génère alors des TEV.

La diminution progressive du nombre de structures tourbillonnaires lors de leur convection vers l'aval par l'écoulement s'effectue avec un même taux de décroissance. Il traduit la dissipation de l'intensité tourbillonnaire des vortex dans l'écoulement.

Alors que le ratio de vitesses est augmenté, des LEVs commencent à se développer sur la couche cisailée amont, et les courbes positives commencent à présenter un relèvement de $Nb_{LEV/TEV}$ au niveau de $S/D \approx 5$ (figure 18.5c).

Pour les plus hauts ratios de vitesses, généralement $VR \leq 2$, le nombre de LEVs détecté sur les couches cisailées amont a rattrapé le nombre de TEVs détectées du côté aval (figure 18.5b et d).

On retrouve également une évolution similaire sur les côtés amont et aval.

Dans les deux cas on remarque un grand nombre de tourbillons en proche paroi, suivi d'un déficit brutal du nombre de structures entre $S/D \approx 2$ à 3. Une forte augmentation multiplie $Nb_{LEV/TEV}$ par 3 à 4 pour atteindre un maximum entre $S/D \approx 4$ à 6, et enfin se finit par une diminution douce du nombre de structures.

Pour les côtés amont comme aval, cette évolution (déficit/maximum/décroissance douce) marque la séparation entre les tourbillons de proche paroi, et la génération et le transport des LEVs/-TEVs.

Côté amont on retrouve le pic de proche injection marquant l'emplacement du *hoovering vortex*. La zone peu dense est localisée vers $S/D \approx 2$ et les maxima de $Nb_{LEV/TEV}$ vers $S/D \approx 5$ à 6.

Côté aval, le premier pic de tourbillons se situe vers $S/D \approx 1.5$ et n'est donc pas collé à la paroi. Ces tourbillons correspondent au bas du nuage n° 2 de la figure 14.6 page 180 et sont créés par la perforation de la couche limite par le jet ([80]) et ne sont donc pas à strictement parler des tourbillons purement issus de la couche de cisaillement amont. La zone moins peuplée est donc localisée plus loin que du côté amont, vers $S/D \approx 3$. Les maxima de $Nb_{LEV/TEV}$ sont quant à eux présents vers $S/D \approx 4$ à 5, soit plus rapidement que du côté amont. Ce comportement se comprend très bien si l'on considère que le cisaillement côté aval est nécessairement légèrement plus fort, étant donné qu'il s'exerce à l'interface de la zone de basse vitesse de couverture du jet.

18.5 Dispersion des nuages de LEVs / TEVs

Dans cette section, la dispersion des nuages de LEVs et TEVs des couches cisailées amont et aval le long de l'abscisse curviligne est étudiée. La dispersion des structures est évaluée perpendiculairement à l'abscisse curviligne suivant la méthode décrite dans la partie **Méthodes Numériques**.

La figure 18.6a page 249 présente une évolution de ratio de vitesses à vitesse d'écoulement transverse constant, tandis que les figures 18.6 c et d présentent respectivement une évolution de ratio de vitesses à vitesse de jet constant et une évolution conjointe de vitesses de jet et d'écoulement à ratio de vitesses constant.

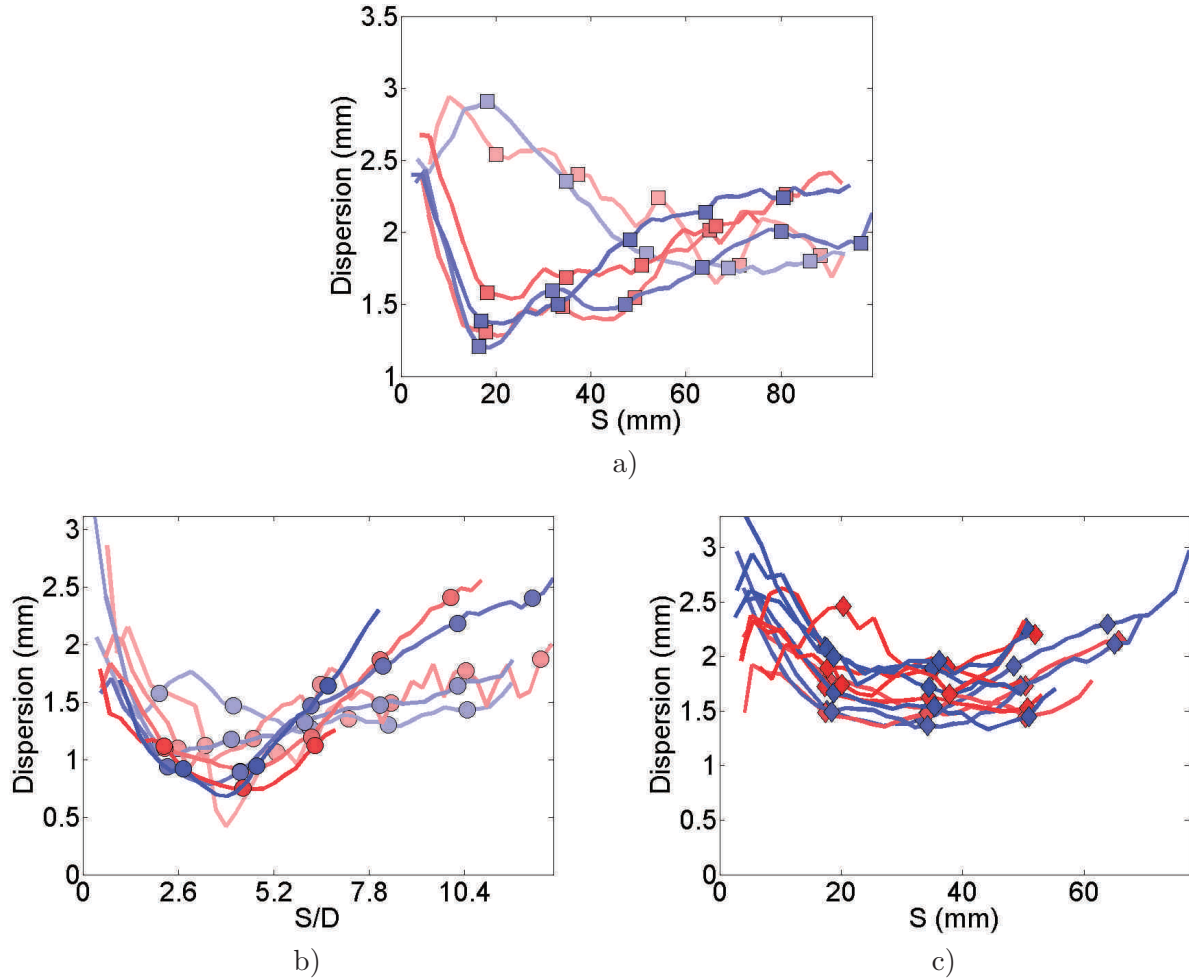


Figure 18.6: Dispersion des nuages de LEVs et TEVs des couches cisailées amont et aval, en fonction de la position le long de l'abscisse curviligne suivant la trajectoire du nuage. a) Configurations n° 8 à 12 : Variation de V_j , U_∞ constant. b) Configurations n° 2 à 6 : Variation de U_∞ , V_j constant. c) Configurations n° 13 à 18 : Variations de U_∞ et V_j à VR constant. Pour les conventions graphiques, se référer à la section 16.3 page 215.

A l'exception d'une courbe de la figure 18.6a toutes les courbes de dispersion présentent la même évolution : Fortes à la paroi, elles diminuent ensuite pour atteindre un minimum vers $S/D = 3 \sim 4$ pour finalement augmenter avec un taux de croissance faible. Cette évolution est en relation directe avec celle décrite à la section précédente. Ce minimum coïncide avec le maximum du nombre de structures, et donc avec le lien de destabilisation de la couche cisailée et de générations des LEVs/LTEVs. Passée cette zone bien localisée, la croissance en pente douce de la dispersion traduit l'élargissement des nuages de couches cisailées à partir de leur point de destabilisation.

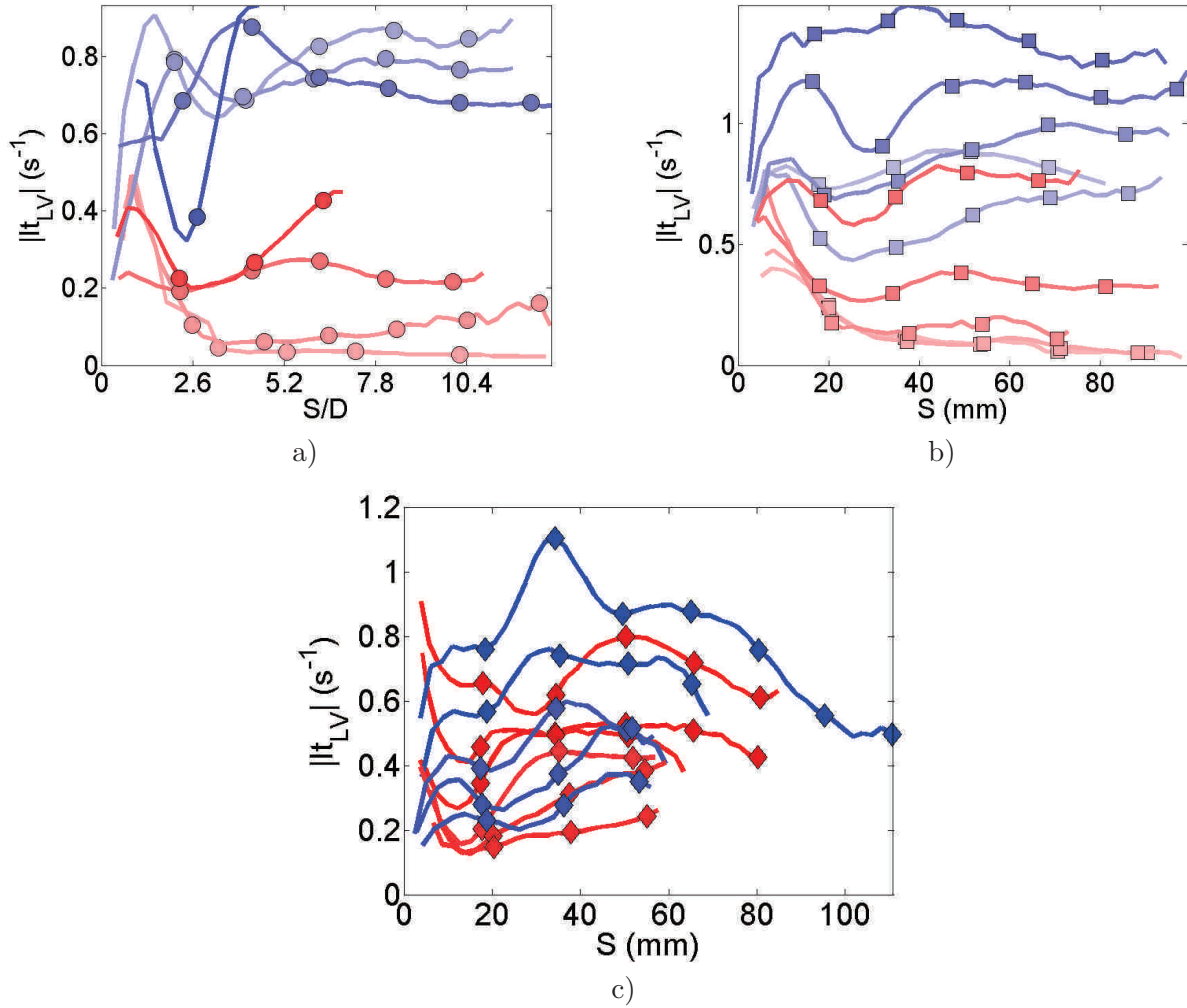


Figure 18.7: Intensité tourbillonnaire moyenne des structures instantanées (Loop Vortices LV) constituant les nuages de LEVs (côté amont en rouge) et de TEVs (côté aval en bleu), en fonction de la position le long de l'abscisse curviligne S suivant la trajectoire du nuage.

a) Configurations n° 2 à 6 : Variation de U_∞ , V_j constant. b) Configurations n° 8 à 12 : Variation de V_j , U_∞ constant. c) Configurations n° 13 à 18 : Variations de U_∞ et V_j à VR constant. Pour les conventions graphiques, se référer à la section 16.3 page 215.

18.6 Intensité tourbillonnaire moyenne des structures instantanées des nuages de LEVs / TEVs

18.6.1 Suivi de l'intensité tourbillonnaire le long de l'abscisse curviligne

Dans cette section, est étudiée l'intensité tourbillonnaire moyenne des structures instantanées constituant les nuages de LEVs / TEVs, en fonction de la position le long de l'abscisse curviligne suivant la trajectoire du nuage.

La figure 18.7a page 250 présente une évolution de ratio de vitesses à vitesse de jet constant, tandis que les figures 18.5 b et c présentent respectivement une évolution de ratio de vitesses à vitesse d'écoulement transverse constant et une évolution conjointe de vitesses de jet et d'écoulement à ratio de vitesses constant.

On constate une évolution de ces courbes qui est fortement associée à la valeur du ratio de vitesses, ainsi qu'une influence de vitesse du jet.

D'une manière générale, les TEVs ont une intensité tourbillonnaire plus forte que celle des LEVs.

L'influence de la vitesse du jet se constate dans la dispersion des courbes d'intensité tourbillonnaire négative. Dans la figure 18.7a où VR est varié à V_j constant, les courbes d'intensité tourbillonnaire négative sont regroupées vers $|It_{LV}| = 0.8 \text{ s}^{-1}$. Dans les figures 18.7 b et c en revanche, ces courbes sont plus dispersées. Cette dispersion n'est donc due ni au ratio de vitesses ni à la vitesse du crossflow, mais bien à la vitesse de jet.

Pour des ratios de vitesses faibles, généralement $VR \leq 1$, nous observons une différence importante entre les intensités tourbillonnaires amont et aval (figures 18.7a et b). Comme pour les courbes du nombre de tourbillons, l'écart entre les courbes amont et aval s'atténue et disparaît aux forts ratios de vitesses (figures 18.7b et c).

Cette différence résulte directement des développements inégaux de structures tourbillonnaires sur les couches cisailées amont et aval.

En amont, à bas VR on observe un pic d'intensité marquant la présence des hovering vortex dans un voisinage très proche de l'injection.

Le cisaillement du côté aval est lui beaucoup plus important étant donné qu'il s'exerce entre la vitesse du jet et la zone de très basse vitesse de la bulle de recirculation et il en est de même pour les structures tourbillonnaires qui s'y développent.

Alors que le ratio de vitesses est augmenté, les LEVs gagnent en force avec l'augmentation du cisaillement de la couche cisailée amont. Les courbes positives se relèvent (figure 18.7b) pour atteindre les mêmes ordres de grandeurs que les intensités des courbes négatives pour les plus haut VR (figure 18.7c).

On retrouve pour les deux côtés amont et aval une évolution avec un maximum en proche paroi, suivi d'une baisse de l'intensité tourbillonnaire, qui se poursuit par une augmentation atteignant un maximum, pour finir par une décroissance de l'intensité tourbillonnaire (cette évolution maximum de proche paroi/déficit/maximum/décroissance douce a déjà été décrite à l'occasion de la section sur le nombre de structure). Pour les côtés amont et aval, cette évolution marque la séparation entre les tourbillons de proche paroi, et la génération et le transport des LEVs/TEVs.

Cependant, ces courbes d'intensité présentent une évolution plus lisse, qui permet de mieux apprécier les décalages entre les faces amont et aval du jet.

18.6.2 Histogrammes globaux

Les histogrammes d'intensité tourbillonnaire présentés dans la figure 18.8 page 252 permettent également d'apprécier les transitions subies par l'écoulement. La figure 18.8 propose un point de vue global à l'aide d'histogrammes d'intensité tourbillonnaire effectués sur l'ensemble des tourbillons détectés dans les couches cisailées sur l'ensemble de la trajectoire et couple ainsi le nombre de structures détectées (en ordonné) avec l'intensité tourbillonnaire (en abscisse). L'évolution en ratio de vitesses est présentée successivement dans les figures 18.8a, b et c où les VR sont respectivement égaux à 0.5, 1 et 2.

Pour $VR = 0.5$, les histogrammes globaux positif et négatif (figure 18.8a) présentent des profils très dissymétriques. La distribution d'intensité tourbillonnaire du nuage positif⁴ révèle que l'essentiel des blobs du nuage ont une intensité tourbillonnaire très proche de zéro. La distribution de blobs négatifs est comprise entre 0 et 3 s^{-1} .

4. côté amont

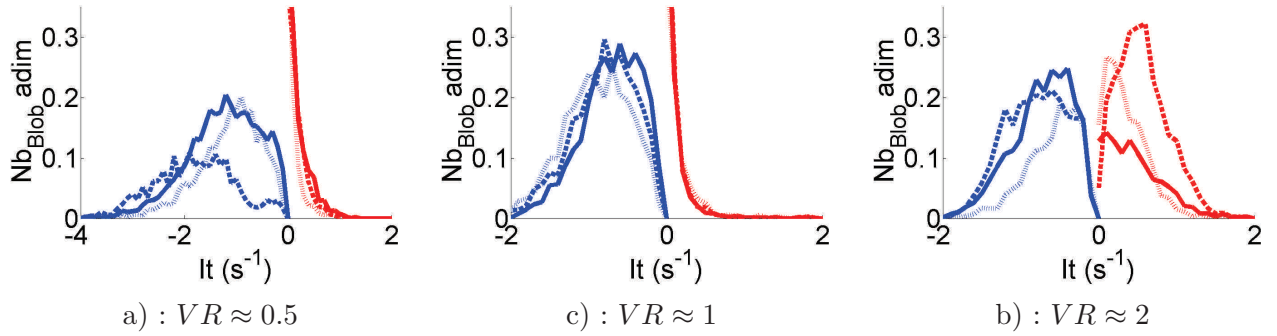


Figure 18.8: En bleu $\lambda_{Ci} < 0$ de la couche cisaillée aval, en rouge $\lambda_{Ci} > 0$ de la couche cisaillée amont. — : Configurations n° 19, 20, 21, 22, — — : Configurations n° 23, 24, 25, 26, . — : Configurations n° 27, 28, 29, 30. a) $VR \approx 1$: Configurations n° 19, 23, 27. b) $VR \approx 1$: Configurations n° 20, 24, 28. c) $VR \approx 2$: Configurations n° 21, 25, 29.

Pour $VR = 1$, les distributions globales d'intensité (figure 18.8b) restent très dissymétriques entre côtés positif et négatif. Tout comme pour $VR = 0.5$, les tourbillons du nuage positif ont une intensité tourbillonnaire quasi nulle. Cependant, les intensités des tourbillons du nuage négatif présentent déjà des caractères tranchant avec ceux de $VR = 0.5$. On observe en effet que la forme et les bornes minimum et maximum se sont accordées à celles des VR supérieurs.

Pour $VR = 2$, la figure 18.8c présente une de profils beaucoup plus homogènes entre les côtés positif et négatif. L'histogramme global est compris principalement entre 0 et 1,5 (respectivement -1,5 et 0) et comporte un pic large centré sur une valeur légèrement inférieur à 1 ($\approx 0.8 - 0.9$) que l'on retrouve dans les figures 18.8 page 252.

18.7 Vitesses de déplacement des structures tourbillonnaires

18.7.1 Suivi de la vitesse de déplacement des structures tourbillonnaires le long de l'abscisse curviligne

Dans cette section, nous étudions la vitesse de déplacement V_{mag} des structures tourbillonnaires le long de l'abscisse curviligne. La mesure de cette vitesse est obtenue suite à une étape de tracking des maxima entre chaque champs instantanés. Cette méthode est expliquée plus en détail dans la partie **Méthodes Numériques** dans la section 7.6 page 83.

La figure 18.9a page 253 présente une évolution de ratio de vitesses à vitesse de jet constant, tandis que la figure 18.9 b présente une évolution de ratio de vitesses à vitesse d'écoulement transverse constant.

Les composantes de ces amplitudes de vitesses suivant les directions longitudinales et verticales de l'écoulement sont présentées respectivement dans les figures 18.9c et d, et 18.9e et f.

La vitesse de déplacement des structures est donc dépendante de chacune des vitesses de jet et de crossflow.

Une diminution de vitesse d'écoulement réduit cette vitesse de déplacement (figure 18.9a).

Une augmentation de la vitesse d'écoulement de jet augmente cette fréquence de passage moyenne (figure 18.9b).

Ainsi la vitesse d'écoulement et la vitesse du jet ont toutes deux un effet constructif sur la vitesse de déplacement des structures tourbillonnaires. Cela n'est pas étonnant vu que les tourbillons sont portés par des couches cisaillées elles mêmes issues de l'interaction du jet avec le crossflow.

Plus qu'une simple vitesse de déplacement, nous pouvons donc parler de vitesse de transport.

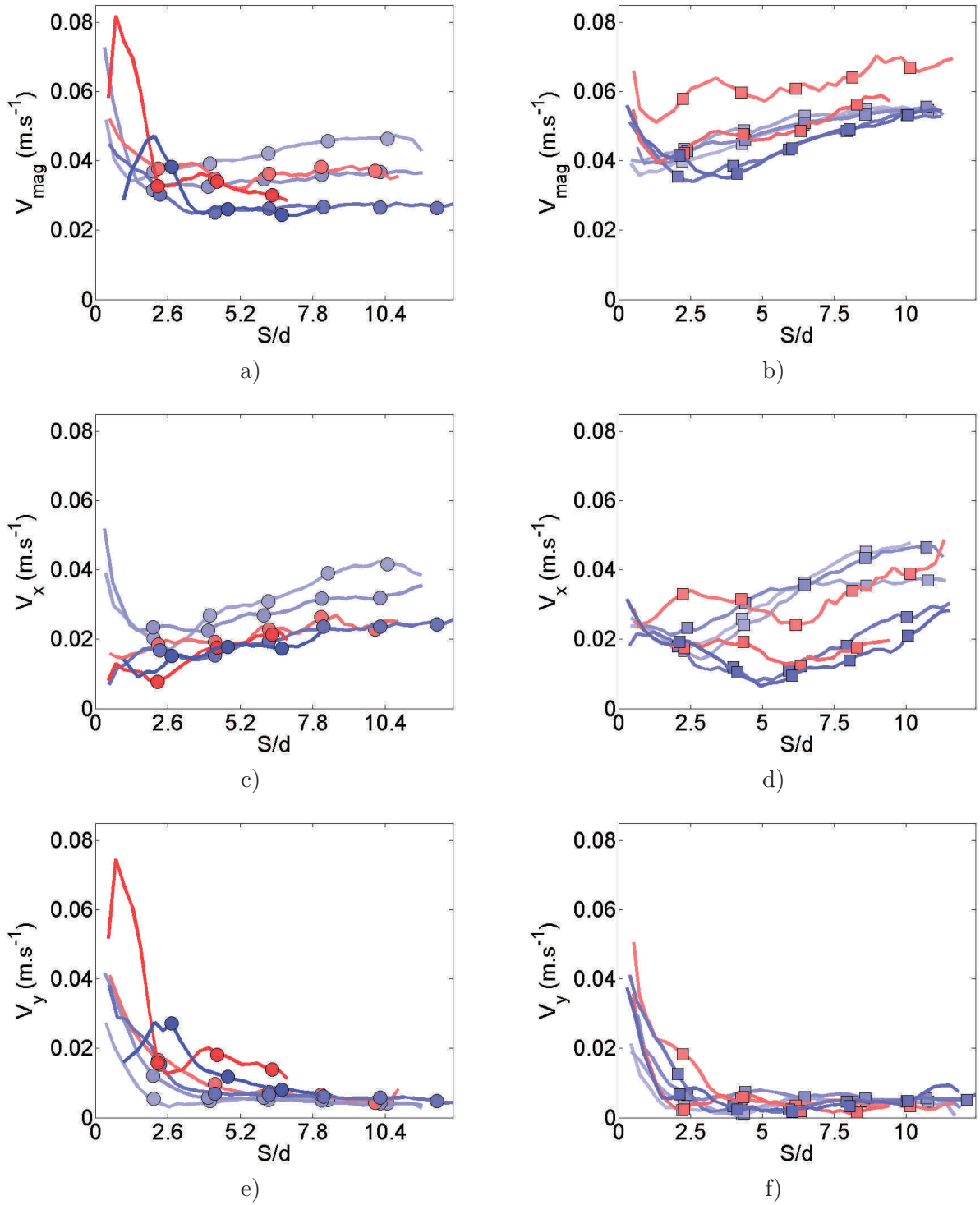


Figure 18.9: a)&b) Amplitude de la vitesse de déplacement des structures tourbillonnaires le long de l'abscisse curviligne S . c)&d) Composante longitudinale de la vitesse de déplacement des structures tourbillonnaires le long de l'abscisse curviligne S . e)&f) Composante verticale de la vitesse de déplacement des structures tourbillonnaires le long de l'abscisse curviligne S . a), c)&e) Configurations n° 2 à 6 : Variation de U_∞ , V_j constant. b), d)&f) Configurations n° 8 à 12 : Variation de V_j , U_∞ constant. Pour les conventions graphiques, se référer à la section 16.3 page 215.

Les figures 18.9e et f permettent de retrouver une vitesse vertical de déplacement des structures fortes en champ proche, qui s'atténue rapidement alors que le jet se réoriente dans la direction du crossflow.

Les figures 18.9c et d permettent quant à elle d'apprécier la dynamique du champ lointain. Le jet cesse progressivement d'être un obstacle sur lequel vient buter le crossflow dans le plan de symétrie. La vitesse longitudinal de déplacement des structures augmente alors avec la distance alors que le jet se réoriente dans la direction du crossflow.

18.8 Longueur *d'onde* caractéristique entre deux structures consécutives de couche cisailée

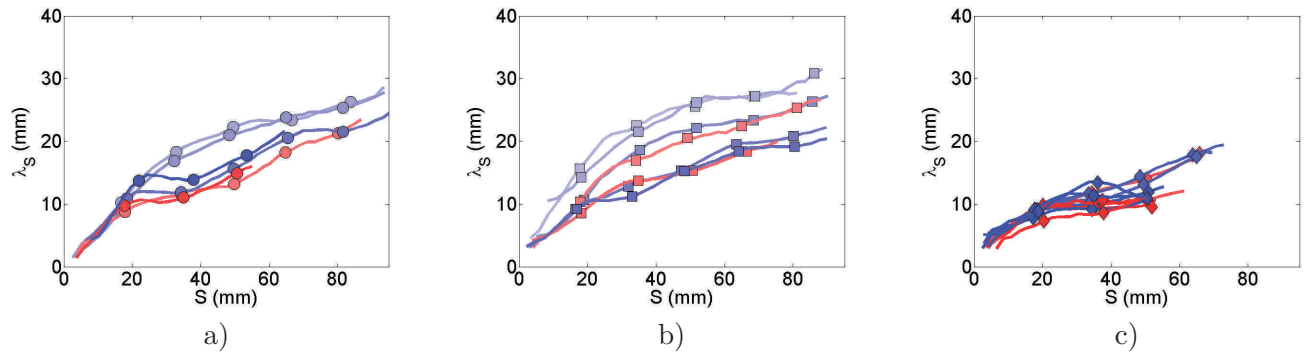


Figure 18.10: Distance caractéristique λ_S entre deux structures consécutives des couches cisailées amont ou aval en fonction de la position le long de l'abscisse curviligne S .
a) Configurations n° 2 à 6 : Variation de U_∞ , V_j constant. b) Configurations n° 8 à 12 : Variation de V_j , U_∞ constant. c) Configurations n° 13 à 18 : Variations de U_∞ et V_j à VR constant. Pour les conventions graphiques, se référer à la section 16.3 page 215.

Dans cette section, la distance caractéristique entre deux structures consécutives de couche cisailée est étudiée en fonction de la position le long de l'abscisse curviligne. Cette distance caractéristique que nous nommons λ_S est évaluée en chaque point à l'abscisse curviligne suivant la méthode décrite dans la partie **Méthodes Numériques** dans la section 7.6.4 page 86. S'il y a un tourbillon à l'abscisse curviligne S dans un champ instantané, alors l'endroit où statistiquement se situe le tourbillon qui le précède est $S + \lambda_S(S)$. On peut donc comprendre cette grandeur comme une mesure de la périodicité spatiale locale.

La figure 18.10a page 254 présente l'évolution de la longueur d'onde en fonction de l'abscisse curviligne pour une variation de ratio de vitesses à vitesse de jet constant, tandis que les figures 18.10 b et c présentent respectivement une variation de ratio de vitesses à vitesse d'écoulement transverse constant et une variation conjointe de vitesses de jet et d'écoulement à ratio de vitesses constant.

Toutes les courbes présentées sont des fonctions croissantes. Cela est cohérent avec l'augmentation de la vitesse de transport des structures présentée dans la figure 18.9a, b page 253b. Les courbes positives de bas VR ($VR < 1$) dont le nombre faible de LEVs ne permet pas une évaluation fiable de λ_S ont été retirées.

Deux caractéristique globales sautent aux yeux :

- Toutes les courbes à bas VR sont systématiquement situées au dessus de celles à haut VR, c'est à dire que l'espacement entre les structures successives est d'autant plus grand que le

VR est abaissée. A l'inverse, un rapprochement des structures tourbillonnaires est constaté lorsque le VR est augmenté. Ce résultat va dans le sens de plusieurs études [43, 4].

- Les structures tourbillonnaires localisées du côté aval (courbes en bleu) sont plus espacées que celles situées côté amont. On trouve donc une périodicité spatiale qui diffère légèrement entre les côtés amont et aval du jet. Cette différence ne va ni dans le sens de la courbure du jet — on pourrait s'attendre à ce que les structures amont soient en effet plus espacées —, ni dans le sens du cisaillement qui est plus important côté amont.

Toutes les courbes présentent une cassure localisée quelques diamètres de jet après l'injection. Elle qui sépare un champ proche où la croissance est forte, d'un champ plus lointain où la pente est plus modérée. Cette cassure fait bien évidemment écho à celle observée sur les courbes de vitesses. Étant donné que cette cassure intervient à la même abscisse dans la figure 18.10*b* et à des abscisses différentes dans la 18.10*a* qui augmente lorsque le VR est diminué, il est légitime de supposer que cela est dû à l'influence de la vitesse d'écoulement seule, et plus particulièrement à l'épaisseur de couche limite constante dans toutes les expériences de la figure 18.10*b*.

Au contraire, on observe avant la cassure une superposition des courbes dans la figure 18.10*a* et une dispersion des courbes avant la cassure dans la figure 18.10*b*. La vitesse de jet, constante dans les expériences de la figure 18.10*a*, détermine donc avant cette cassure la pente de la traversée de la couche limite. La vitesse de l'écoulement, elle, fixe l'épaisseur de couche limite, détermine la position de la cassure et conditionne la vitesse de transport à l'extérieur de la couche limite..

18.9 Fréquence caractéristique de passage entre deux structures consécutives de couche cisailée

Dans cette section, est étudiée la fréquence caractéristique de passage des tourbillons le long de l'abscisse curviligne suivant la trajectoire du nuage. Cette fréquence caractéristique que nous nommons $F_{LEV/TEV}$ est évaluée en chaque position de l'abscisse curviligne comme le rapport

$$F_{LEV/TEV}(S) = \|V\|(S)/\lambda_S(S)$$

de l'amplitude de la vitesse locale de déplacement par la distance caractéristique entre deux structures successives.

La figure 18.11*a* page 256 présente une évolution de ratio de vitesses à vitesse de jet constant, tandis que les figures 18.11 *b* et *c* présentent respectivement une évolution de ratio de vitesses à vitesse d'écoulement transverse constante et une évolution conjointe de vitesses de jet et d'écoulement à ratio de vitesses constant.

L'observation de la figure 18.11 page 256 montre un même comportement de l'ensemble des courbes.

Les hautes fréquences en champ proche sont difficiles à interpréter en raison de la présence de structures tourbillonnaires stationnaires de proche paroi : Hovering vortex et tourbillons de couche limite collés à la base de la couche cisailée aval.

En champ lointain en revanche, la fréquence semble se stabiliser, tendre vers un plateau pour certaines courbes et décroître en pente douce pour d'autres.

Nous nous sommes plus particulièrement intéressés à l'évolution des courbes en champ lointain et avons mesuré à la fois la fréquence moyenne atteinte en champ lointain (figure 18.12*a*), intégrée à partir de $S/D \approx 3$, et le taux moyen de décroissance de cette fréquence (figure 18.12*b*).

Le taux moyen de décroissance de cette fréquence est clairement relié au ratio de vitesses est plus particulièrement à la longueur d'évolution de l'abscisse curviligne qui est nécessairement

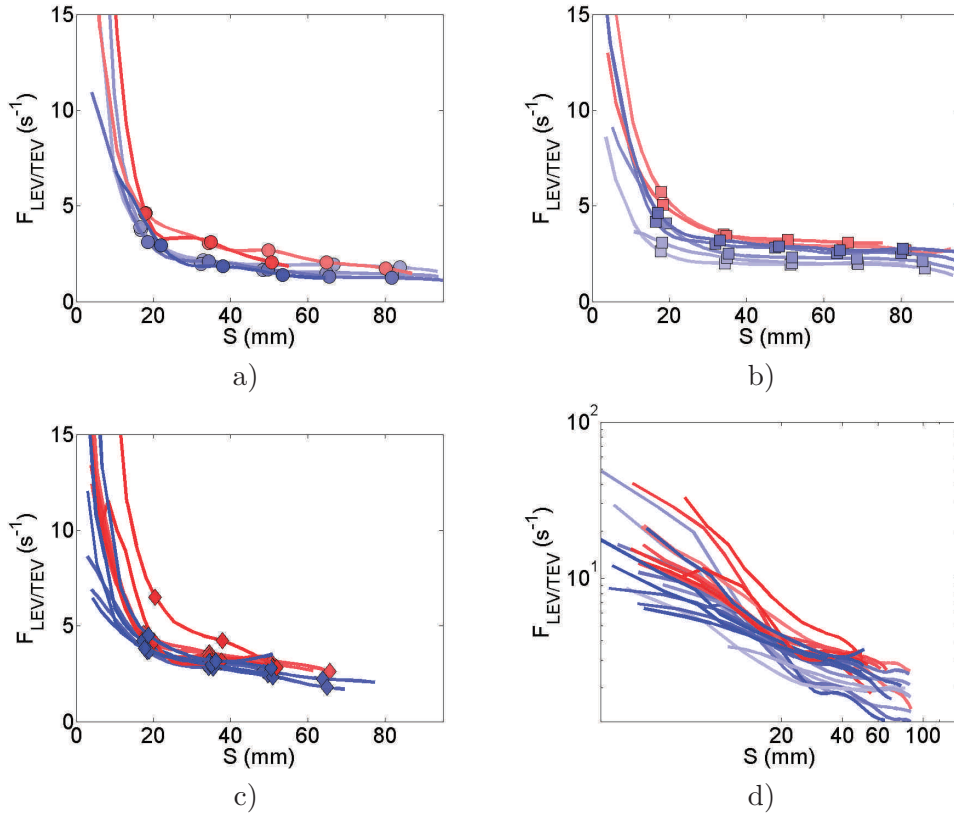


Figure 18.11: Fréquence caractéristique $F_{LEV/TEV}$ entre deux structures consécutives des couches cisailées amont ou aval en fonction de la position le long de l'abscisse curviligne S . a) Configurations n° 3 à 6 : Variation de U_∞ , V_j constant. b) Configurations n° 9 à 12 : Variation de V_j , U_∞ constant. c) Configurations n° 13 à 18 : Variations de U_∞ et V_j à VR constant. Pour les conventions graphiques, se référer à la section 16.3 page 215. d) Ensemble des configurations n° 3 à 18 avec des axes logarithmiques

plus courte à haut VR alors que le jet quitte le volume de mesure par le haut et présente une trajectoire qui ne s'est pas encore complètement réorientée dans la direction de l'écoulement transverse. Il n'est donc pas possible de proposer d'analyse plus subtile de cette grandeur.

En revanche, ce n'est pas pareil pour la fréquence moyenne. La figure 18.13 page 258 détaille les données de la figure 18.12a en séparant les blocs expérimentaux. Ainsi, la figure 18.13a page 258 présente une évolution de ratios de vitesses à vitesse de jet constant⁵, tandis que les figures 18.13 b et c présentent respectivement une évolution de ratios de vitesses à vitesse d'écoulement transverse constante et une évolution conjointe des vitesses de jet et d'écoulement à ratio de vitesses constant.

On observe que la fréquence moyenne est dépendante de chacune des vitesses de jet et de crossflow.

Une diminution de vitesse d'écoulement réduit cette fréquence de passage moyenne (figure 18.13a). Cela semble normale étant donné que les tourbillons sont convectées en partie à l'aide du crossflow.

Une augmentation de la vitesse de jet augmente cette fréquence de passage moyenne (figure 18.13b). Cela semble également logique considérant que les tourbillons sont également convectées

5. En raison du manque de points pour les configuration n° 2 à 6, ce sont les expériences 19 à 30 qui sont présentées à la place.

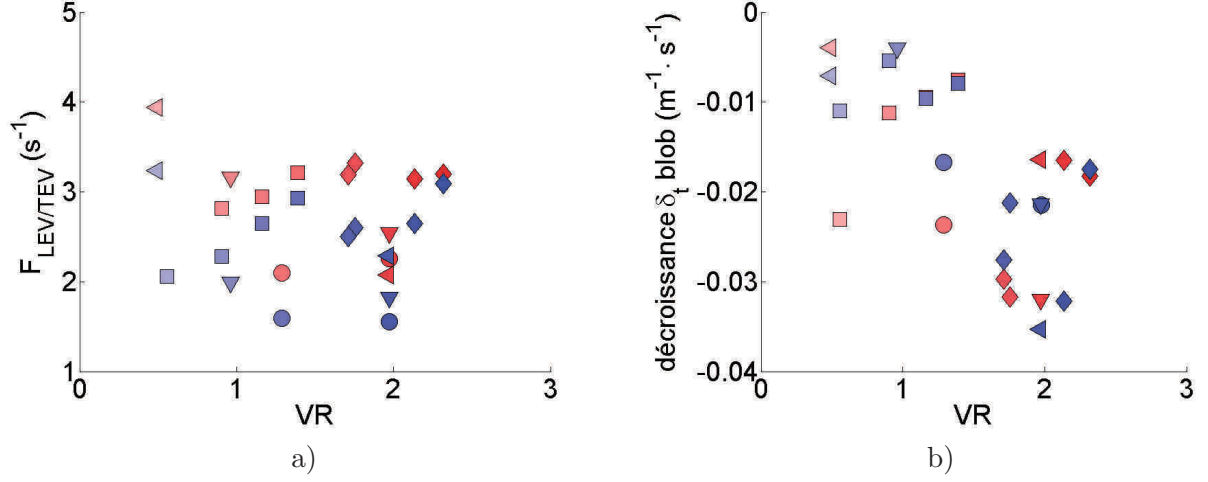


Figure 18.12: Pour l'ensemble des configurations. a) Fréquence atteinte en champ lointain moyennée au delà de $S/D \approx 3$ en fonction du ratio de vitesses VR . a) Taux moyen de décroissance de F_{Blob} au delà de $S/D \approx 3$ en fonction du ratio de vitesses VR .

par le jet.

La résultante des deux se voit dans la figure 18.13c. Lorsque les vitesses d'écoulement et de jet sont augmentées simultanément pour maintenir constant le ratio de vitesses, cette fréquence de passage, et donc de génération de structures par les couches cisailées reste inchangé. C'est donc bien le ratio de vitesses qui est au cœur de ce mécanisme, et à travers le ratio de vitesses, le rôle de l'intensité du cisaillement des couche scisailées qui est mis en évidence.

La figure 18.13d présente les données de la figure 18.13c avec en abscisse l'épaisseur de la couche limite. On constate sans surprise l'effet nul de la couche limite sur la génération des structures des couches cisailées. C'est donc bien l'effet du crossflow qui est montré dans la figure 18.13b et non celui de la variation de l'épaisseur de couche limite.

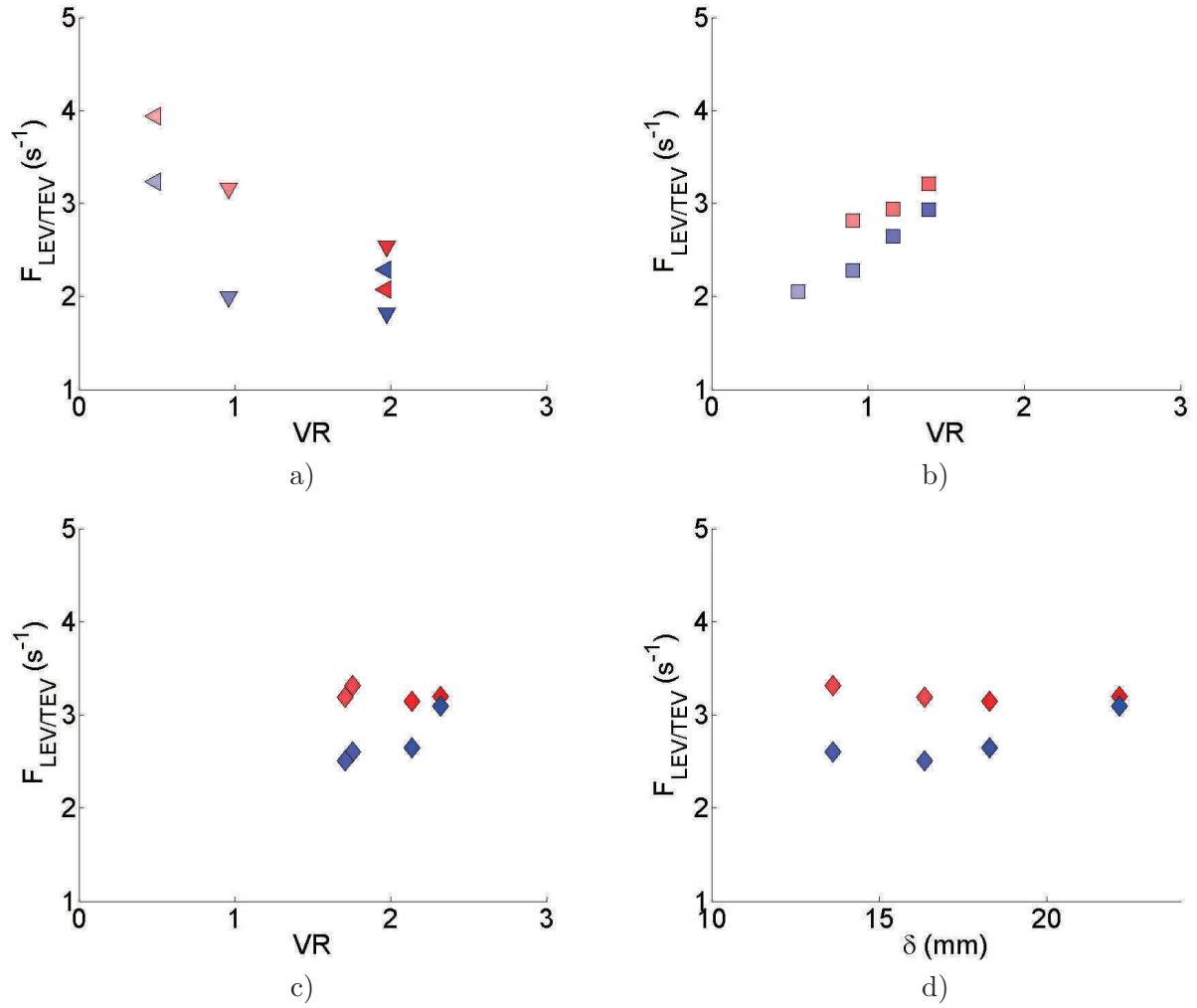


Figure 18.13: Fréquence atteinte en champ lointain moyennée au delà de $S/D \approx 3$ en fonction du ratio de vitesses VR .

a) Configurations n° 2 à 6 : Variation de U_∞ , V_j constant. b) Configurations n° 8 à 12 : Variation de V_j , U_∞ constant. c) Configurations n° 13 à 18 : Variations de U_∞ et V_j à VR constant. d) Fréquence atteinte en champ lointain moyennée au delà de $S/D \approx 3$ en fonction de l'épaisseur de couche limite δ , pour les configurations n° 13 à 18. Pour les conventions graphiques, se référer à la section 16.3 page 215.

Chapitre 19

Intensité tourbillonnaire des CRVP

19.0.1 Introduction

Dans une perspective de contrôle d'écoulement, la paire de tourbillons contra-rotatifs correspond à l'actionneur qui génère la perturbation de contrôle. L'étude de l'intensité tourbillonnaire du CRVP a été effectuée dans ce sens, de manière à :

- Comprendre les paramètres principaux intervenant sur l'intensité tourbillonnaire du CRVP.
- Etudier la décroissance d'intensité tourbillonnaire du CRVP alors que le jet progresse dans l'écoulement.

19.0.2 Premières observations

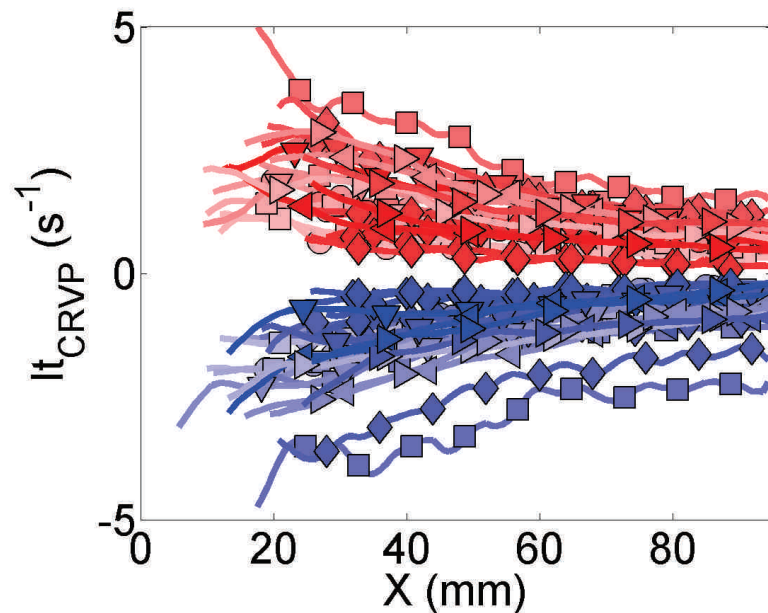


Figure 19.1: Pour l'ensemble des configurations, évolution de l'intensité tourbillonnaire des branches positive et négative des CRVP moyens en fonction de l'abscisse X .

La figure 19.1a page 259 montre l'évolution longitudinale de l'intensité tourbillonnaire des CRVP moyens pour l'ensemble des configurations. On y observe une répartition symétrique des intensités tourbillonnaires des branches tourbillonnaires positives et négatives du CRVP. Ces intensités tourbillonnaires décroissent. A l'inverse des trajectoires de jet qui présentent une claire

distinction spatiale des courbes des hauts et bas VR, on n'observe pas de structuration spatiale particulière des courbes en fonction du VR.

19.1 Influence qualitative des principaux paramètres

19.1.1 Influence du ratio de vitesses r et des vitesses V_j et U_∞

Les courbes de la figure 19.2 présentent les influences des vitesses de jet et de crossflow sur l'intensité tourbillonnaire des CRVP.

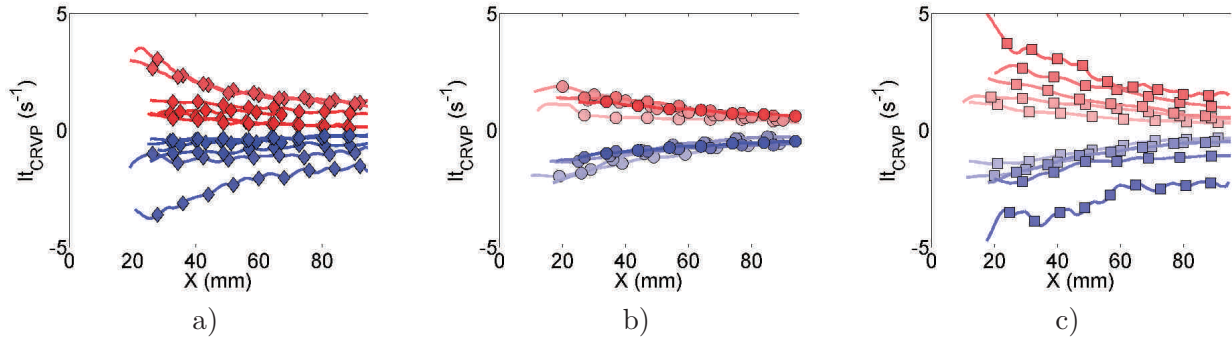


Figure 19.2: Evolution de l'intensité tourbillonnaire des branches positive et négative des CRVP moyens en fonction de l'abscisse X . a) Configuration n° 13 à 17 : VR constant, variations conjointes de V_j et U_∞ , b) Configuration n° 2 à 6 : variation de U_∞ à V_j constant, c) Configuration n° 8 à 12 : variation de V_j à U_∞ constant.

La figure 19.2a page 260 présente les configurations n° 13 à 17 où le ratio de vitesses est maintenu constant par une évolution conjointes des vitesse de jet et de crossflow.

Les figures 19.2b et c permettent de dissocier les influences de V_j et U_∞ . La figure 19.2b présente l'influence de U_∞ à V_j constant et la figure 19.2c celle de V_j à U_∞ constant. Il est ainsi clair que l'intensité tourbillonnaire est indépendante de la vitesse de l'écoulement U_∞ et que la variation en ratio de vitesses présentée dans la figure 19.2a est en réalité uniquement due à la variation de la vitesse de jet.

19.1.2 Influence de l'épaisseur de couche limite δ

Dans la figure 19.2b, la variation de U_∞ s'accompagne également d'une variation d'épaisseur de couche limite δ . Bien sûr, bien qu'il soit possible que U_∞ et δ aient tous deux des effets significatifs qui viendrait se contrebalancer l'un l'autre, cette hypothèse nous semble très peu probable. Ce raisonnement est conforté au paragraphe suivant par l'influence quasi nulle de l'épaisseur de couche limite sur un scaling de l'intensité tourbillonnaire. L'absence de variation de λ_{ci} dans cette figure permet donc d'exclure également δ , de la liste des paramètres significatifs influençant l'intensité tourbillonnaire des CRVP.

19.2 Scaling de l'intensité tourbillonnaire des CRVP

Ayant constaté que les branches tourbillonnaires positive et négative du CRVP ont au signe près la même intensité tourbillonnaire, l'étude sur le scaling de l'intensité tourbillonnaire est effectuée sur l'intensité tourbillonnaire moyenne $It_{CRVP}(X)$ définie dans la section 8.3 page 92 de la partie de **Méthodes Numériques**.

L'utilisation de cette grandeur permet de lisser un peu les courbes d'intensité tourbillonnaire.

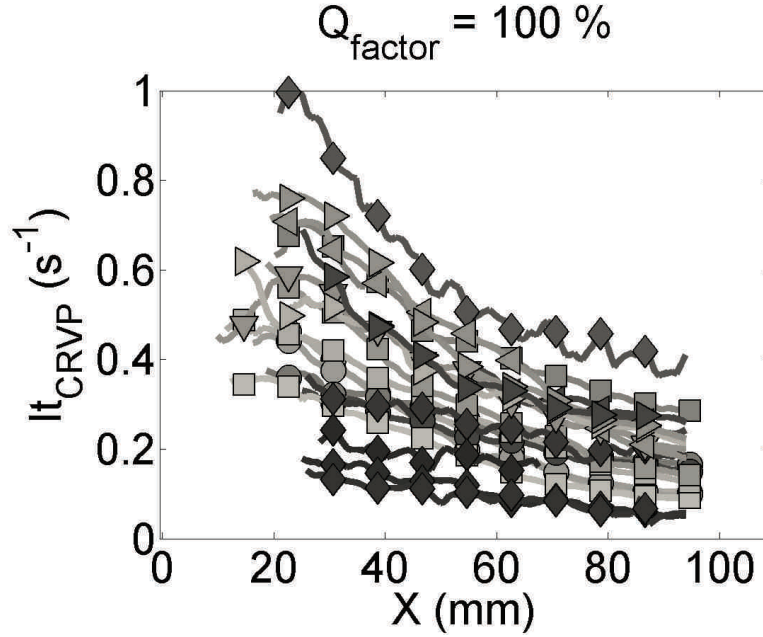


Figure 19.3: Pour l'ensemble des configurations, évolution de l'intensité tourbillonnaire moyenne des CRVP moyens en fonction de l'abscisse X .

L'ensemble des courbes employées dans cette sous-section est présenté dans la figure 19.3 page 261 et correspond donc à la dispersion de base par rapport à laquelle seront jugés les gains en dispersion.

19.2.1 Analyse dimensionnelle

Nous mesurons l'intensité des CRVP à l'aide de la norme du critère λ_{Ci} . Comme nous l'avons évoqué au dans la section 6.4 page 71 du chapitre Méthodes Numériques, ce critère basé sur le tenseur du gradient de vitesse possède la dimension de l'inverse d'un temps, s^{-1} . Bien que cette grandeur soit appelée intensité tourbillonnaire, il est bon de garder en tête qu'il est plus juste physiquement d'interpréter cette grandeur comme une fréquence de rotation. L'intensité tourbillonnaire peut être comprise comme le nombre de rotations effectuées durant une seconde autour du cœur d'un vortex par une particule fluide appartenant à ce vortex. Ou autrement, l'inverse de l'intensité tourbillonnaire peut s'interpréter comme le temps caractéristique nécessaire à une particule pour effectuer une rotation complète autour du cœur d'un vortex.

De manière à adimensionner λ_{Ci} , il convient donc d'utiliser une grandeur possédant la dimension de l'inverse d'un temps à l'aide des grandeurs principales qui définissent au premier ordre le jet : V_j , U_∞ , δ et d .

Ayant montré au paragraphe précédent que U_∞ et δ n'ont pas d'influence significative sur l'intensité tourbillonnaire, un adimensionnement en $\frac{V_j}{d}$ s'impose logiquement. La même définition du facteur de qualité est employée sur l'ensemble des courbes représentées dans la figure 19.3 page 261. Les facteurs de qualité sont présentés dans la table 19.1 page 263 en pourcentage, et normalisés par la valeur du facteur de qualité en l'absence de tout adimensionnement, comme pour les trajectoires de CRVP.

19.2.2 Comparaison des différents scaling possibles

L'utilisation d'un adimensionnement en $\frac{V_j}{d}$ permet d'obtenir un facteur de qualité de $Q = 39.6\%$ (figure 19.4b page 262). La seule influence de V_j est quantifiée dans la figure 19.4a par un

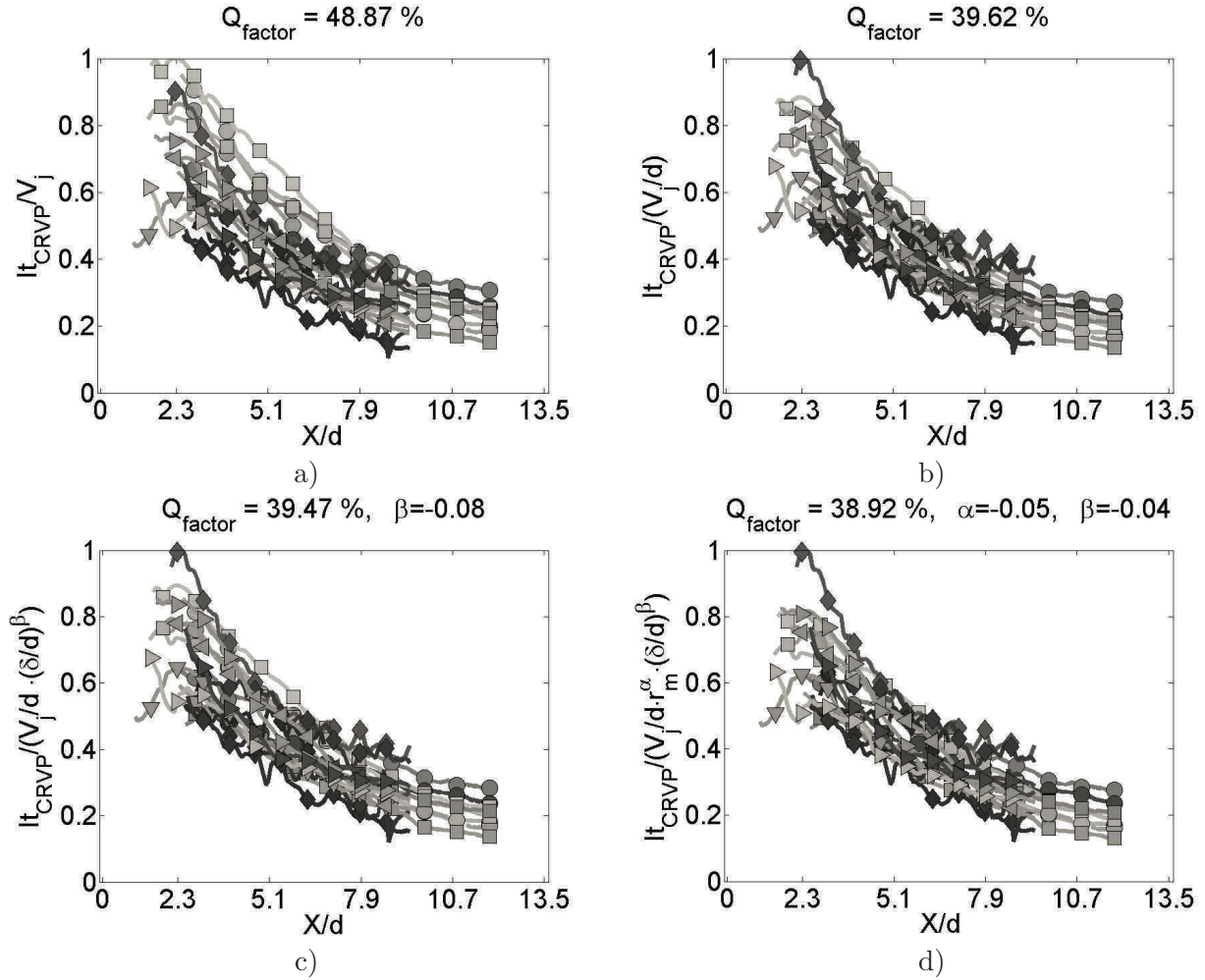


Figure 19.4: Ensemble des courbes d'intensité tourbillonnaire moyenne des CRVP moyens en fonction de l'abscisse X .

a) Pas d'adimensionnement, b) Courbes adimensionnées par le diamètre d en X et par V_j/d en Y , c) Courbes adimensionnées par d en X et par $(V_j/d) \cdot (\delta/d)^\beta$ en Y , d) Courbes adimensionnées par d en X et par $(V_j/d) \cdot r^\alpha \cdot (\delta/d)^\beta$ en Y .

facteur de qualité de $Q = 49\%$ et permet de réaliser également l'influence importante du diamètre de jet : environ 10% de gain de dispersion alors que le diamètre de jet ne varie que de 20%¹.

De manière à lever le doute concernant les influences de U_∞ et δ , les facteurs de qualité de deux autres scalings $V_j/d \cdot (\delta/d)^\beta$ et $V_j/d \cdot VR^\alpha \cdot (\delta/d)^\beta$ sont comparés à ce facteur de qualité après avoir au préalable optimisés α et β de manière à minimiser les valeurs de Q . À côté de ça, les influences de U_∞ et δ sont illustrées dans les figures 19.4c et d.

La figure 19.4c ajoute l'influence de δ à travers un scaling en $V_j/d \cdot (\delta/d)^\beta$. β est très faible, et la variation du facteur de qualité est quasi nulle $\Delta Q = -0.15\%$. Dans ces courbes, δ varie de 12.7 à 27.9 mm.

L'épaisseur de couche limite n'a donc aucune influence sur le scaling de l'intensité tourbillonnaire du CRVP moyen.

La figure 19.4d ajoute l'influence de U_∞ à travers un scaling en $V_j/d \cdot VR^\alpha \cdot (\delta/d)^\beta$. α et β y sont également très faibles, et la variation du facteur de qualité est quasi nulle $\Delta Q =$

1. de 10 à 8 mm de diamètre

−0.15%. Dans ces courbes, δ varie de 12.7 à 27.9 mm.

L'épaisseur de couche limite n'a donc aucune influence sur le scaling de l'intensité tourbillonnaire des CRVP moyen.

no scaling	V_j	$\frac{V_j}{d}$	$\frac{V_j}{d} (\frac{\delta}{d})^{\beta_1}$	$\frac{V_j}{d} (\frac{\delta}{d})^{\beta_2} (VR)^\alpha$
$Q = 100\%$	$Q = 48.87\%$	$Q = 39.62\%$	$Q = 39.47\%$	$Q = 38.92\%$

Table 19.1: Comparaison des facteurs de qualité obtenus à l'aide de différentes loi d'échelles pour le scaling de l'intensité tourbillonnaire. $\alpha = -0.05$, $\beta_1 = -0.08$, $\beta_2 = -0.04$

Un simple mise à l'échelle par la vitesse de jet fait chuter le facteur de qualité à 35.72% de sa valeur sans aucun scaling. L'utilisation d'une mise à l'échelle en $\frac{V_j}{d}$ fait encore diminuer légèrement cette valeur. Cette faible diminution suite à l'introduction dans la mise à l'échelle, mais est plutôt le résultat de la très faible variation de d sur l'ensemble de nos configurations². Il est intéressant de constater qu'une aussi faible variation de ce paramètre induit une diminution du facteur de qualité bien plus importante que celles induites U_∞ et δ .

19.3 Fit d'une loi de décroissance

Suite aux travaux de Hasselbrink et Mungal [49], nous proposons de caractériser la décroissance de l'ensemble des courbes d'intensité tourbillonnaire adimensionnée par V_j/d à l'aide d'une loi de décroissance en $x^{-\frac{1}{3}}$. Dans leur travaux, Hasselbrink et Mungal caractérisent la décroissance de la circulation des branches tourbillonnaires tandis que nous utilisons le maximum de λ_{Ci} pour caractériser l'intensité tourbillonnaire maximum au cœur des tourbillons.

La circulation a la dimension d'un temps car résultant de l'intégration de la vitesse sur un contour, qui est en champ lointain globalement compris dans les plans à X constant. Le λ_{Ci} a lui aussi la dimension d'un temps, mais caractérise quant à lui le temps que mettrait une particule fluide pour effectuer une rotation complète autour du cœur³, et donc décrivant une trajectoire hypothétique, dont la projection dans le plan de tourbillonnement est fermée mais qui est en revanche ouverte en 3D et décrit une hélice. Il y a donc une différence.

C'est pourquoi nous faisons l'hypothèse⁴ que le λ_{Ci} obéit comme la circulation à une décroissance en $x^{-\frac{1}{3}}$.

Le meilleur ajustement obtenu traversant le nuage de point est :

$$\frac{It \cdot d}{V_j} = A \cdot x^{-\frac{1}{3}} + B, \quad (19.1)$$

où $A=0.88$ et $B=-0.258$.

La similarité des pentes de décroissance des données adimensionnées et de la courbe d'ajustement montre qu'une loi de décroissance en puissance négative de x est bien indiquée pour caractériser la décroissance de l'intensité tourbillonnaire des branches de la paire de tourbillons contra-rotatifs.

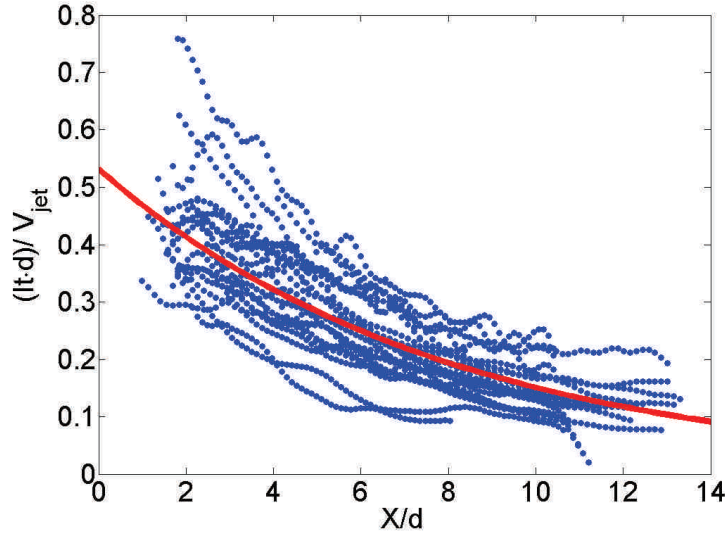


Figure 19.5: Ensemble des courbes d'intensité tourbillonnaire moyenne des CRVPs moyens adimensionnées par d en X et par $(r_m^\alpha \cdot d \cdot (\delta/d)^\beta)$ en Y (en bleu). Courbe d'ajustement en $x^{-\frac{1}{3}}$ (Voir équation 23.3.1 page 288)

19.4 Intensité tourbillonnaire des structures instantanées

De la même manière que pour les trajectoires instantanées, les résultats présentés dans cette section ont été obtenus dans les derniers temps de la thèse. Ils sont donc ajoutés ici afin d'être mis en perspective avec le travail effectué sur les champs moyens. Du temps nous a malheureusement manqué pour qu'ils puissent être analysés plus en profondeur.

Cette section présente l'évolution de l'intensité tourbillonnaire moyenne⁵ du nuage de structures longitudinales instantanées détectées dans les plan transversaux X constant en fonction de la position longitudinale X .

La figure 19.6a présente l'évolution de l'intensité tourbillonnaire pour l'ensemble des configurations, tandis que les figures 19.6b, c présentent respectivement une évolution conjointe de vitesses de jet et d'écoulement à ratio de vitesses constant, et une évolution de ratio de vitesses d'écoulement transverse à vitesse de jet constant.

On retrouve les comportements observés dans la section 19.1.1 page 260. La vitesse de jet est le paramètre principale déterminant principalement l'intensité tourbillonnaire des structures instantanées. L'influence de la vitesse de l'écoulement transverse est quant à elle bien moins importante.

Finalement la principale différence que l'on observe entre ces champs issus de la statistique instantanée de l'écoulement et les champs issus du champs moyen, se trouve dans le champs très proche qui est ici disponible. En effet dans les champs moyens (figures 19.1 et 19.2 pages 259 et 260), les courbes d'intensité tourbillonnaire débutent vers $X=15-20\text{mm}$ et décroissent quasiment toutes à partir de l'origine des courbes.

2. $d=8\text{mm}$ pour les configurations 1 à 12. $D=10\text{mm}$ pour les configurations 13 à 30.

3. Le λ_{Ci} reste une grandeur locale et non intégrale. C'est donc le temps que met une particule fluide pour effectuer une rotation complète autour du cœur sous les hypothèses que le tourbillon ne change ni d'orientation ni d'intensité avec la direction longitudinale.

4. Le temps nous a manqué sur la fin de thèse pour effectuer les développements mathématiques nécessaires pour justifier la validité de cette hypothèse, ou pour quantifier sa fausseté.

5. Ce n'est donc pas l'intensité tourbillonnaire du CRVP moyen!!

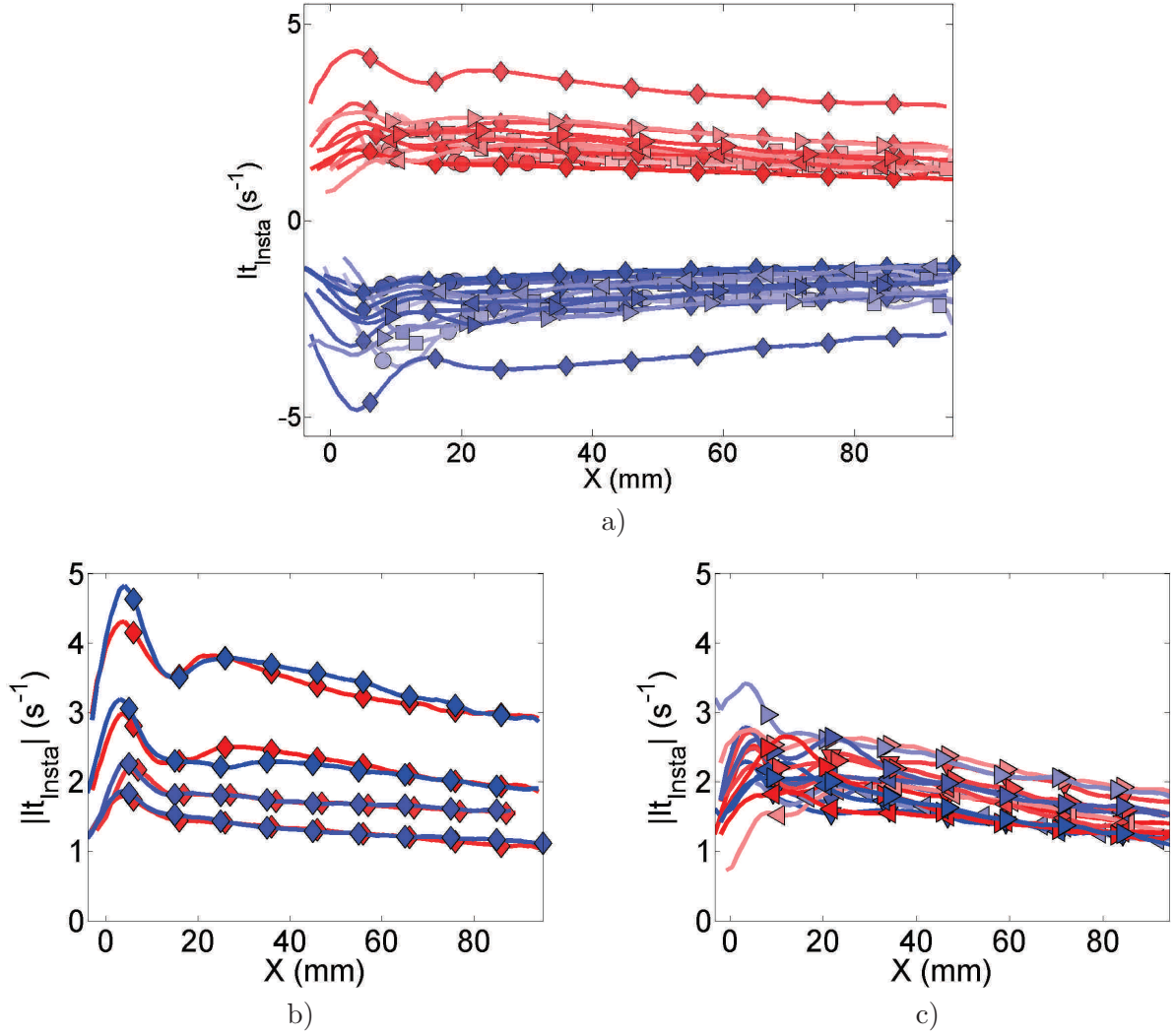


Figure 19.6: Evolution de l'intensité tourbillonnaire des nuages positif et négatifs du CRVP instantané en fonction de la direction longitudinale. a) Configuration n° 13 à 17 : VR constant, variations conjointes de V_j et U_∞ , b) Configuration n° 19 à 31 : variation de U_∞ à V_j constant. Pour les conventions graphiques, se référer à la section 16.3 page 215.

Ce n'est pas le cas dans la figure 19.6, où les courbes commencent pour certaines avant $X/D=0$.

On observe donc la présence de un à deux maxima d'intensité tourbillonnaire en champ proche. Un premier maximum localisé juste après l'injection est un maximum global et est systématiquement présent quelque soit les courbes. Il croît dès l'origine de la courbe avec un très fort taux de croissance.

Le second maximum, visible dans la figure 19.6b est situé à peu près à l'abscisse où débutent les courbes d'intensité tourbillonnaire du CRVP moyen et n'est pas systématiquement présent.

19.4.1 Mise en perspective des trajectoires instantanées avec l'intensité tourbillonnaire instantanée

Sur une même figure et pour des configurations correspondant aux $VR=0.90, 1.39$ et 1.71 discutés dans la partie **Topologies du JICF**, les figures 19.7a, b, c et d page 266 présentent

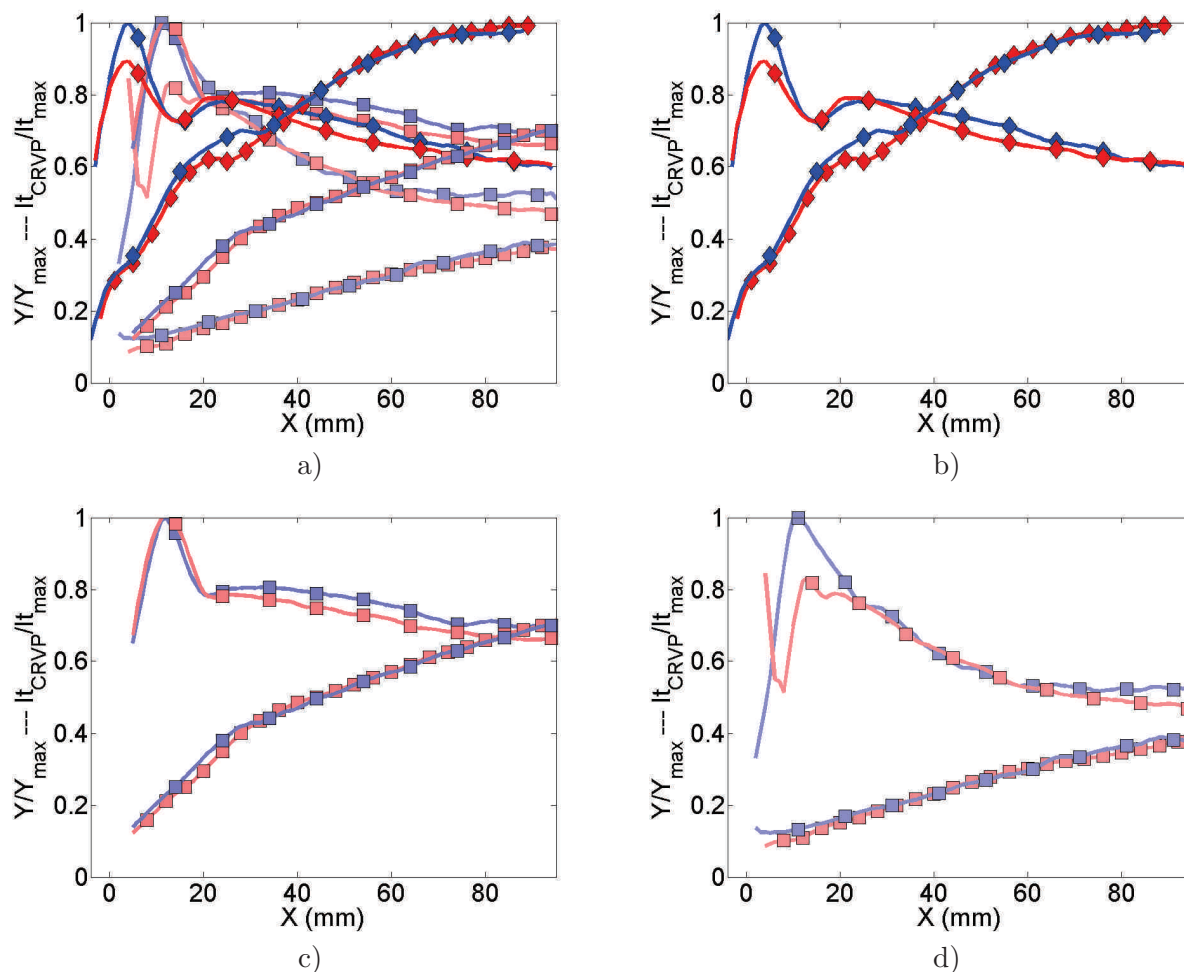


Figure 19.7: Evolution de l'intensité tourbillonnaire du CRVP instantané adimensionnée par son maximum, et des trajectoires du CRVP instantanées adimensionnées. Même configurations que la figure 14.14 page 193. a) $VR=0.90$, 1.39 et 1.71, b) $VR=1.71$, c) $VR=1.39$, d) $VR=0.90$

simultanément l'évolution de l'intensité tourbillonnaire du CRVP instantané adimensionnée par son maximum, et des trajectoires du CRVP instantané. La figure 19.7a présente l'ensemble des ratios de vitesses, tandis que les figures 19.7b, c et d présentent respectivement les cas $VR=1.71$, $VR=1.39$ et $VR=0.90$.

La mise en perspective de ces courbes, de l'analyse menée dans la section 14.3 et des figures 14.12, 14.13 et 14.14 permet d'expliquer la présence de ces deux maxima. On constate que le premier pic d'intensité tourbillonnaire des structures longitudinales instantanées est localisé juste à la limite entre le jet et la zone de recirculation de très basse vitesse.

Nous proposons donc un mécanisme de renforcement de l'intensité tourbillonnaire des jambes et bras des structures instantanées, réalisé par le cisaillement longitudinal ω_x dû à la branche primaire de vitesse verticale du jet (Schéma dans la figure 19.8 page 267). Pour conserver la simplicité du schéma, seul le renforcement des bras des LEVs est présenté, en mettant de côté les TEVs. La figure 19.8a présente les structures importantes de l'écoulement dans le cadre de ce mécanisme tandis que la figure 19.8b met en parallèle cette topologie simplifiée d'écoulement avec la courbe typique d'évolution de l'intensité tourbillonnaire longitudinale.

Nos données collectent le maxima de λ_{Ci} dans des plans transversaux à X constant. Ainsi, la croissance très forte observée dans un premier temps est bien le résultat d'un renforcement

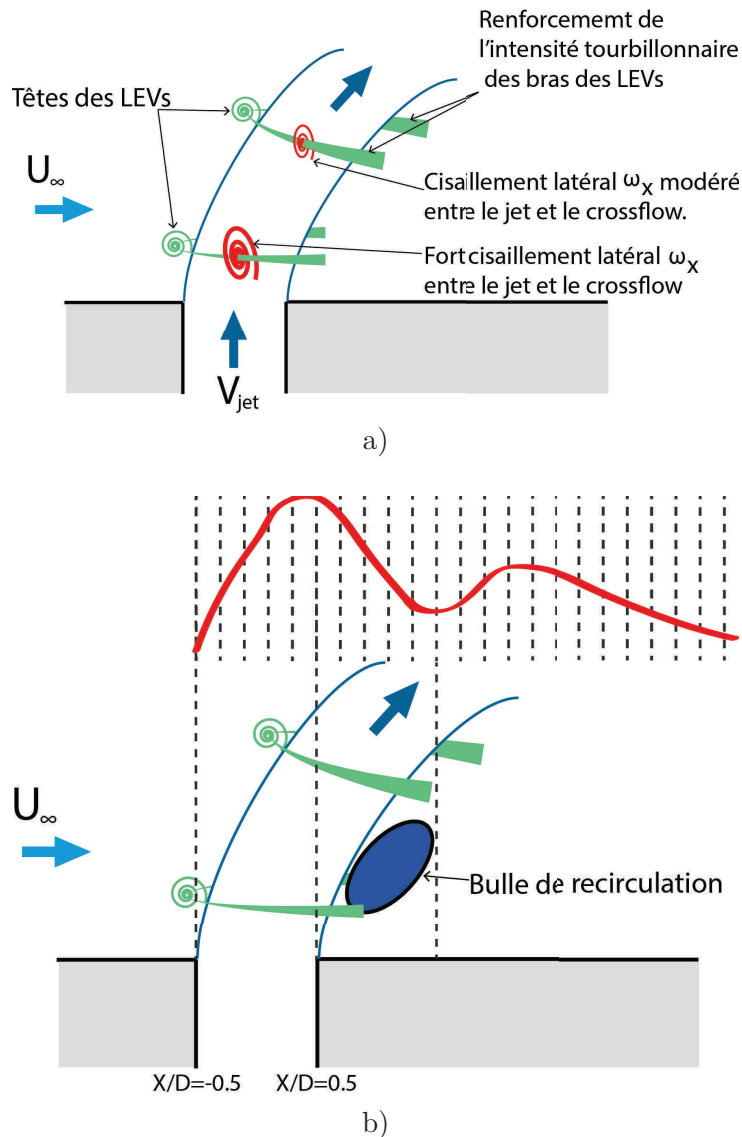


Figure 19.8: a) Mécanisme de renforcement de l'intensité tourbillonnaire des jambes et bras des structures instantanées par le cisaillement longitudinal ω_x dû à la branche primaire de vitesse verticale du jet. b) Mise en parallèle de ce schéma avec la courbe d'évolution de l'intensité tourbillonnaire longitudinales du CRVP instantané.

de l'intensité tourbillonnaire des bras des structures instantanées. Ce renforcement s'exerce au contact du jet sur la longueur de la branche primaire de vitesse verticale, et est dû au cisaillement latéral présent sur les côtés du jet. Ce renforcement des bras des structures instantanées diminue avec la hauteur, alors que le jet se réoriente dans la direction de l'écoulement et que la vitesse verticale de la branche primaire diminue.

Passé ce maximum, la décroissance toute aussi forte de l'intensité tourbillonnaire a lieu lorsque les structures longitudinales quittent la branche principale de vitesse verticale pour la bulle de recirculation, où la zone de basse vitesse inverse le cisaillement. Cette inversion a alors une influence négative sur les intensités tourbillonnaires des structures instantanées.

Le second maxima d'intensité tourbillonnaire lorsqu'il est présent est localisé sur les abscisses où se finit la bulle de recirculation. Il est probable que ce second maximum dépend de la couche de cisaillement aval de la bulle de recirculation, et est la marque non d'un renforcement des structures existantes, mais d'un ajout d'intensité tourbillonnaire dû aux contributions des bras

des tourbillons de bulle de recirculation et de sillage.

19.5 Relation entre intensités tourbillonnaires moyennes et instantanées.

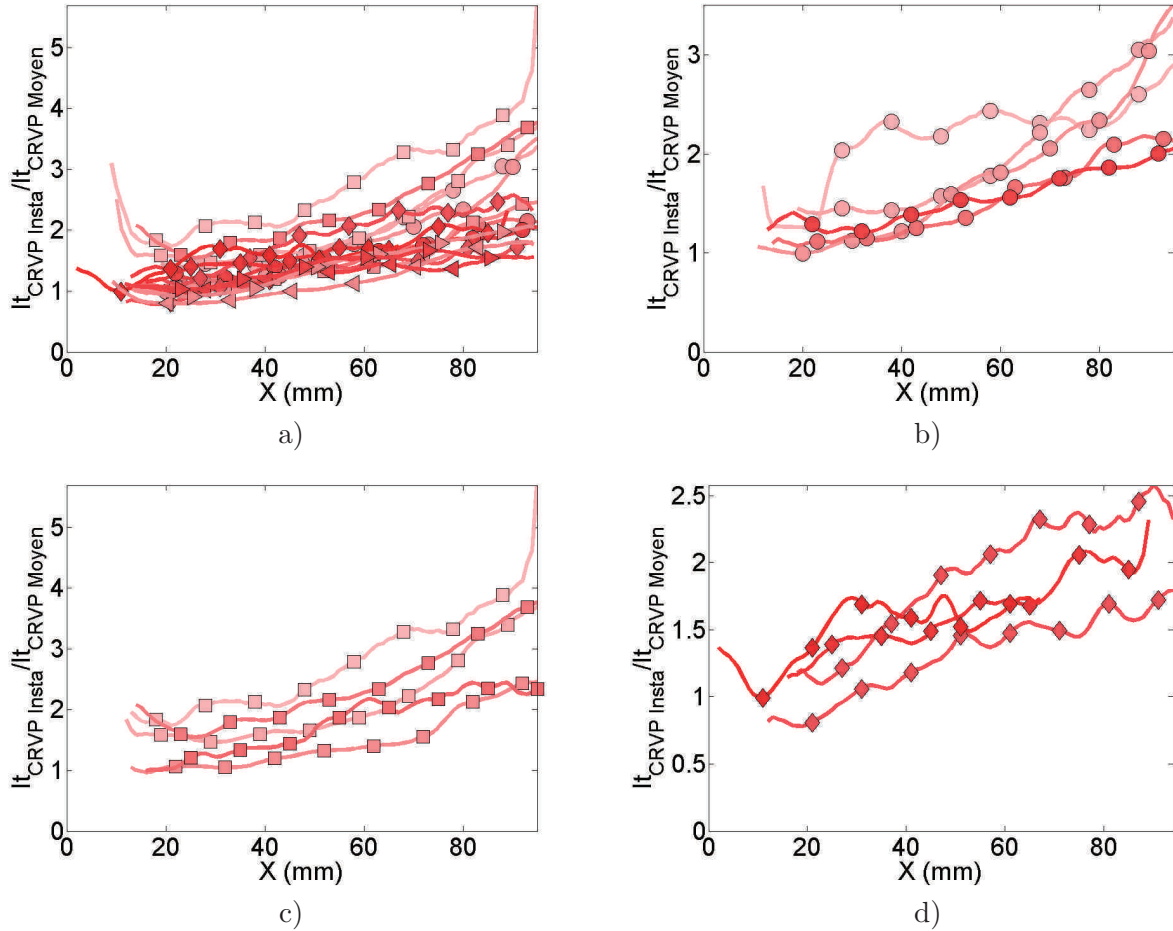


Figure 19.9: Rapport de l'intensité tourbillonnaire du CRVP instantané par l'intensité tourbillonnaire du CRVP moyen en fonction de l'abscisse curviligne S du CRVP.

a) Ensemble des configurations. b) Configurations n° 2 à 6 : Variation de U_∞ , V_j constant. c) Configurations n° 8 à 12 : Variation de V_j , U_∞ constant. d) Configurations n° 13 à 18 : Variations de U_∞ et V_j à VR constant. Pour les conventions graphiques, se référer à la section 16.3 page 215.

Dans cette sous-section, nous étudions la relation qu'il y a entre les intensités tourbillonnaires des structures tourbillonnaires longitudinales instantanées détectées dans les plans YZ à X constant et du CRVP en champs moyen. A chaque position longitudinale, les courbes dans la figure 19.9 page 268 présente le rapport de l'intensité tourbillonnaire des structures instantanées moyennée sur l'ensemble du nuage de structures, par l'intensité tourbillonnaire du CRVP moyen dans le même plan. Ces rapports sont présentés sans aucune mise à l'échelle. La figure 19.9a présente l'ensemble des configurations, tandis que les figures 19.9b, c et d présentent respectivement une évolution de ratio de vitesses à vitesse de jet constant, une évolution de ratio de vitesses à vitesse d'écoulement transverse constante et une évolution conjointe de vitesses de jet

et d'écoulement à ratio de vitesses constant.

L'ensemble de ces courbes ne fait pas apparaître de franche distinction entre les bas et hauts ratios de vitesses. Pour l'essentiel, ces courbes présentent un rapport d'intensités instantanée et moyenne qui croît légèrement. Ce rapport part d'une valeur de 1 en champ proche et augmente légèrement vers une valeur de 2 en champ plus lointain.

On l'a constaté à l'occasion des figures 19.1 et 19.6 pages 259 et 265, les intensités tourbillonnaires du CRVP et du nuage de structures instantanées longitudinales décroissent avec X . Si leur rapport augmente, cela signifie que l'intensité tourbillonnaire du CRVP moyen diminue plus vite que l'intensité tourbillonnaire du nuage de structures instantanées.

Étant donné que le CRVP résulte de la moyenne temporelle du balayage de l'espace par les structures instantanées, la seule solution pour que l'intensité tourbillonnaire du CRVP diminue plus vite est que la densité de structures diminue. Autrement dit que la décroissance naturelle de l'intensité de tourbillonnement des structures instantanées s'accompagne d'une dispersion du nuage de structure.

Vu que la décroissance naturelle de l'intensité de tourbillonnement des structures instantanées est une caractéristique dépendante de la diffusion visqueuse (inchangée dans nos expériences), et que la diffusion elle-même du nuage de structures dans l'espace n'a aucune raison particulière d'être dépendante du ratio de vitesses, il semble normal qu'un même comportement du rapport des intensités instantanée et moyenne se retrouve sur l'ensemble des courbes.

Toutefois, certains ratios de vitesses faibles exhibent des comportements un peu plus exotiques. Ces bas ratios de vitesses suivent sur une certaine distance la dynamique que nous venons de décrire, puis s'en écartent en champ plus lointain et peuvent présenter alors des ratios d'intensités instantanée sur moyenne allant jusqu'à un peu plus de 3.

Que nous apprend cette divergence des courbes ? Si on regarde de plus près les courbes qui sont affectées par cette divergence, et qu'on les met en parallèle avec les figures 17.5*b* et 17.17*d* pages 222 et 240 qui présente l'ensemble des trajectoires de CRVP moyen et instantané adimensionnées par l'épaisseur de couche limite, il est clair que ces courbes-là sont celles qui en champ lointain arrivent vers $Y/\delta \approx 1$.

Si les courbes de trajectoires arrivent à cette hauteur, cela signifie que le barycentre des structures qui composent les nuages de blobs à X constant arrive au niveau de $Y/\delta \approx 1$ et donc qu'une partie des structures est sortie et évolue en dehors de la couche limite.

Cette sortie de la couche limite à des répercussions sur la dispersion des structures. Une partie du nuage, encore prisonnière de la couche limite reste densément peuplée tandis que la partie qui en sort est plus dispersée. Cette différence de densité se répercute en champs moyen sur l'intensité tourbillonnaire des CRVP.

Pour justifier ce scénario, la densité du nuage de structures tourbillonnaires (évaluée directement à partir de la concentration en structures des nuages de CRVP) est présentée dans la figure 19.10*a* page 270. La concentration est obtenue en divisant le nombre total de structure détectées à une abscisse donnée par l'aire de l'ellipse englobant ces structures. La figure 19.10 présente les mêmes configurations expérimentales que la figure 19.9*b*.

En champ proche, les haut ratios de vitesses présentent une concentration en structures relativement constante et qui décroît en champ lointain. Cette décroissance tient en majeure partie à la diminution du nombre de tourbillons par pas de temps (Nombre total de tourbillons divisé par le nombre de champs instantanés utilisés pour les statistiques) comme on peut le voir dans la figure 19.10*b*.

En revanche, pour les configurations évoluant à l'intérieur de la couche limite, on observe deux

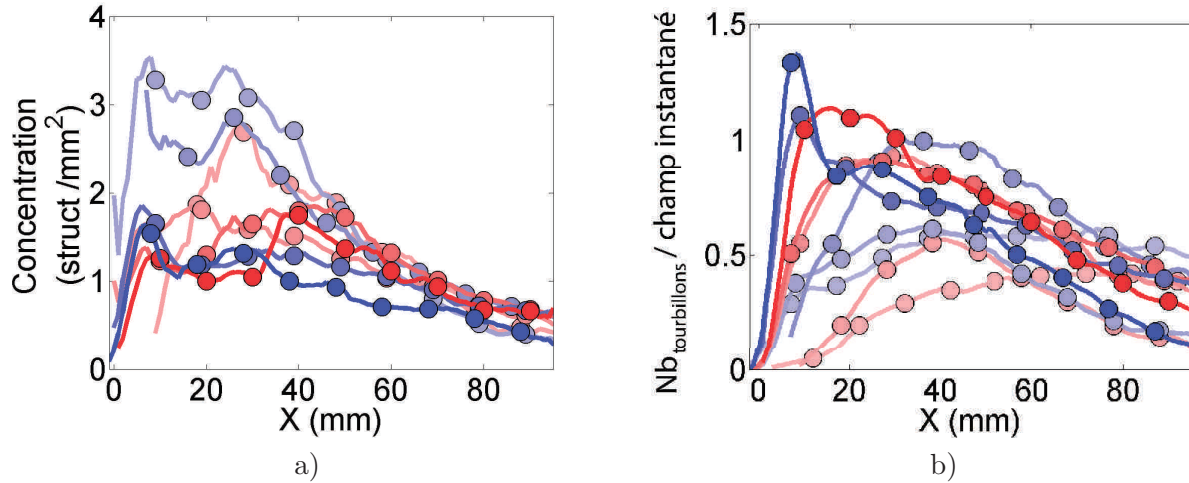


Figure 19.10: Pour les configurations n° 2 à 6. a) Concentrations de structures tourbillonnaires détectées le long de l'abscisse curviligne S du CRVP instantané. b) Nombres de structures tourbillonnaires par champ instantané, détectées le long de l'abscisse curviligne S du CRVP instantané. Pour les conventions graphiques, se référer à la section 16.3 page 215.

zones.

- En champ lointain alors que les structures sont sorties de la couche limite, on observe la même concentration de tourbillon.
- En revanche en champ proche dans la couche limite, la concentration en tourbillons est 3 à 4 fois plus importante alors même que le nombre de particules détectées est plus faible.

Ce comportement traduit un très fort confinement des structures sur une trajectoire particulière, ou autrement dit une très faible dispersion du nuage de tourbillons dans les plans transversaux. Ce confinement des tourbillon en très proche paroi est à mettre sur le compte de la zone de couverture qui est alors collée à la paroi (cf section 13.5.5, figure 13.22) et qui piège les tourbillons en son sein.

Cette forte concentration de structure explique ainsi que des configurations où le ratio de vitesses est faible puissent avoir des intensités tourbillonnaires du CRVP moyen plus fortes que des configurations à plus haut VR (voir la figure 19.1 page 259). Ce comportement n'est pas observé pour l'intensité tourbillonnaire des structures instantanées (voir la figure 19.6a page 265).

Chapitre 20

Caractérisation des zones d'outflow

20.0.1 Introduction

Dans une perspective de contrôle d'écoulement, l'actionneur qui génère la perturbation de contrôle la paire de tourbillons contra-rotatifs. Les vitesses verticales générées par le CRVP constituent la perturbation qui est recherchée pour le contrôle. Dans ce chapitre, seule la vitesse d'outflow (la vitesse verticale positive localisée entre les branches du CRVP) est étudiée.

Deux raisons à cela.

- La première raison est que les vitesses verticales négatives localisées à l'extérieur des branches du CRVP sont simplement et directement reliées à l'intensité tourbillonnaire de la branche qui la génère. Leur étude ne présente donc que peu d'intérêt¹.
- La seconde raison est que pour de nombreuses configurations, cette zone sort du volume de mesure alors que les branches des tourbillons dérivent et s'écartent l'une de l'autre dans la direction transversale².

Tout comme pour l'intensité tourbillonnaire du CRVP, l'étude de la vitesse verticale positive d'outflow s'est donc focalisée autour de deux axes :

- Comprendre les paramètres principaux intervenant sur la vitesse verticale positive d'outflow.
- Etudier la décroissance de vitesse verticale positive d'outflow alors que le jet progresse dans l'écoulement.

20.1 Influence qualitative des principaux paramètres

20.1.1 Influence du ratio de vitesses r et des vitesses V_j et U_∞

Les courbes de la figure 20.1 page 272 présentent les influences des vitesses de jet et de crossflow sur la vitesse d'outflow. La figure 20.1a page 272 présente les configurations n° 13 à 17, où le ratio de vitesses est maintenu constant par une évolution conjointe des vitesses de jet et de crossflow.

Les figures 20.1b et c permettent de dissocier les influences de V_j et U_∞ . La figure 20.1b présente une variation de U_∞ à V_j constant, tandis que la figure 20.1c celle de V_j à U_∞ constant.

1. Cependant cela change radicalement dans le cas de rangées de jets, l'interaction entre voisins permettant des dynamiques plus complexes des branches de vitesses verticales négatives.

2. Voir les trajectoires instantanées 3D dans la figure 14.14 page 193 de la partie *Topologies du JICF*

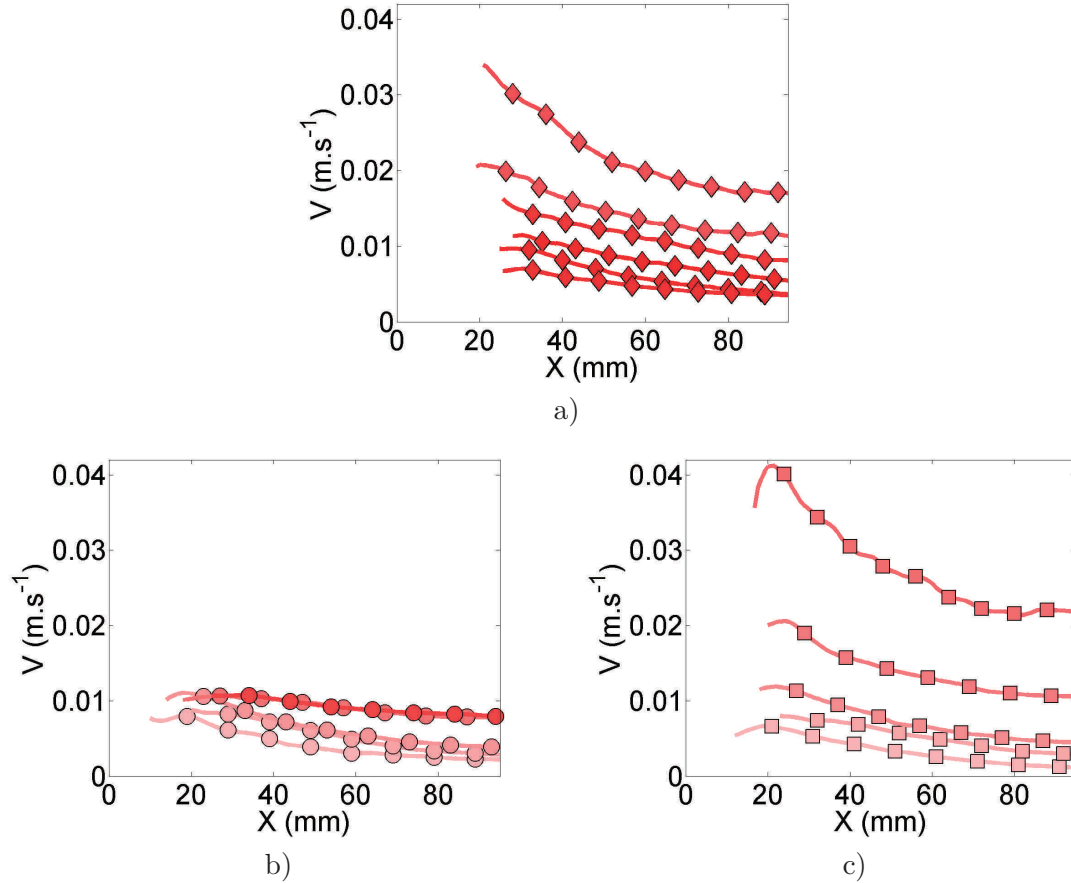


Figure 20.1: Vitesse verticale d'outflow détectée le long de la trajectoire du CRVP moyen. a) Configurations n° 13 à 18 : Variations de U_∞ et V_j à VR constant. b) Configurations n° 2 à 6 : Variation de U_∞ , V_j constant. c) Configurations n° 8 à 12 : Variation de V_j , U_∞ constant. Pour les conventions graphiques, se référer à la section 16.3 page 215.

Il est ainsi clair que la variation de vitesse d'outflow présentée dans la figure 20.1a, est en réalité uniquement principalement due à la variation de la vitesse de jet et que la vitesse d'outflow est peu dépendante de la vitesse de l'écoulement U_∞ .

La figure 20.1b ne permet d'ailleurs pas de séparer clairement les influences de la vitesse de l'écoulement U_∞ et de l'épaisseur de couche limite δ . En effet, la légère l'augmentation de la vitesse d'outflow dans la figure 20.1b s'accompagne d'une augmentation du ratio de vitesses. Cette augmentation du ratio de vitesses correspond à un abaissement de la vitesse d'écoulement et donc à une augmentation de l'épaisseur de couche limite.

20.2 Comparaison des différents scaling possibles

Le premier adimensionnement logique de la vitesse d'outflow est donc un adimensionnement par la vitesse du jet elle-même. L'utilisation d'un adimensionnement en V_j permet d'obtenir un facteur de qualité de $Q = 55\%$ (figure 20.2c page 273).

A contrario, la vitesse du crossflow est un mauvais candidat pour adimensionner le scaling : il l'empire et le facteur de qualité passe au dessus de 100% (figure 20.2b).

La figure 20.2c permet de mettre en évidence graphiquement une stratification très nette entre haut et bas ratios de vitesses. Il faut nécessairement en tenir compte afin d'améliorer le scaling.

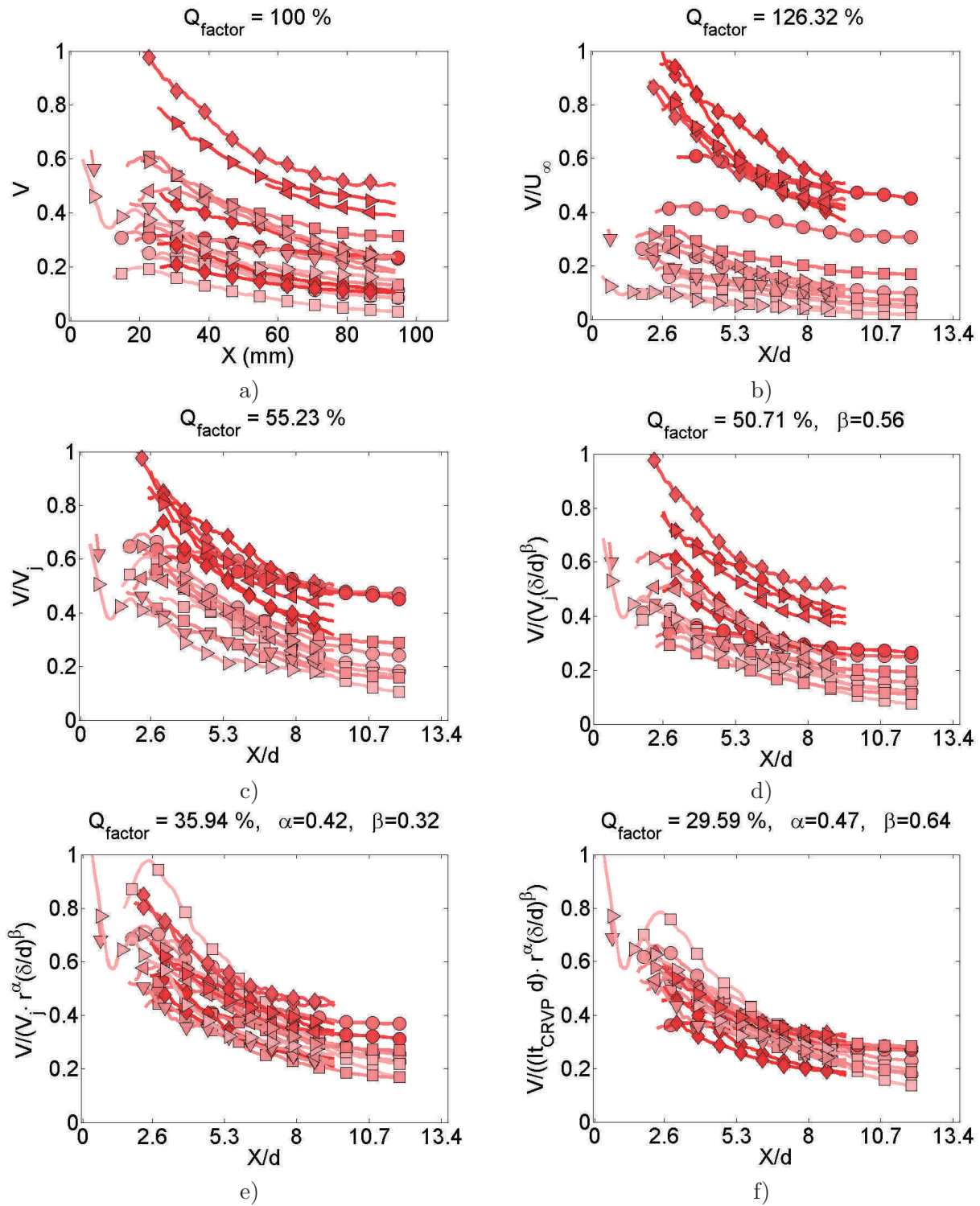


Figure 20.2: Ensemble des courbes de vitesse verticale positive détectée le long de la trajectoire du CRVP moyen :

a) pas d'adimensionnement, b) Courbes adimensionnées par le diamètre d en X et par U_{∞} en Y , c) Courbes adimensionnées par d en X et par V_j en Y , d) Courbes adimensionnées par d en X et par $(V_j \cdot (\delta/d)^{\beta})$ en Y , e) courbes adimensionnées par d en X et par $(V_j \cdot r_m^{\alpha} \cdot (\delta/d)^{\beta})$ en Y , f) courbes adimensionnées par d en X et par $((I_{t_{\text{CRVP}}} \cdot d) \cdot r_m^{\alpha} \cdot (\delta/d)^{\beta})$ en Y .

Bien souvent, la différence entre hauts et bas VR se fait aussi ressentir à travers l'impact de la couche limite sur le jet.

A haut VR, le jet perfore la couche limite et y reste peu. Le CRVP et la branche secondaire de vitesse verticale d'outflow se créent donc en dehors de la couche limite.

A plus bas VR, ce n'est bien sûr pas le cas et l'effet de la couche limite modifie la génération de cette vitesse d'outflow par les structures instantanées.

Afin de prendre en compte l'influence du ratio de vitesses et de l'épaisseur de couche limite, deux scalings sont introduits successivement dans les figures 20.2*d* et 20.2*e*.

Dans la figure 20.2*d*, la vitesse d'outflow est mise à l'échelle en $V_j \cdot (\delta/d)^\beta$. Une amélioration substantielle est constatée, qui fait passer le facteur de qualité à $Q = 50.7\%$. Malgré tout, une stratification en ratio de vitesses reste toujours visible.

Dans la figure 20.2*e*, la vitesse d'outflow est mise à l'échelle en $V_j \cdot r_m^\alpha \cdot (\delta/d)^\beta$ et la superposition des courbes est fortement améliorée ($Q = 36\%$).

Le dernier scaling que nous proposons dans la figure 20.2*f* est en $(It_{CRVP} \cdot d) \cdot r_m^\alpha \cdot (\delta/d)^\beta$. Le remplacement de la vitesse de jet V_j par le produit de l'intensité tourbillonnaire $\pm It_{CRVP}$ de la paire de tourbillons contra-rotatifs d'intensité par le diamètre de jet d , traduit plus directement le mécanisme de formation de la vitesse d'outflow³.

La vitesse d'outflow est effectivement générée par les tourbillons contra-rotatifs et est effectivement amplifiée ou réduite en fonction de la séparation entre les cœurs de ces tourbillons. Et au premier premier ordre, la distance de séparation entre les cœurs de ces tourbillons est fixée par le diamètre de l'injection. Comme on le voit, ce scaling, plus juste physiquement, améliore considérablement la superposition des courbes ($Q = 29.6\%$).

Il est donc normal que la décroissance de la perturbation de vitesse verticale générée par le CRVP suive celle de l'intensité tourbillonnaire des branches du CRVP.

3. tout en conservant la dimension d'une vitesse

Chapitre 21

Étude statistique dans le plan de symétrie du tourbillon en fer à cheval

21.0.1 Introduction

Ce chapitre étudie plus en détail les caractéristiques statistiques du nuage de tourbillons négatifs constitué des horseshoe vortex (voir en exemple la figure 21.1 page 275). Ce nuage que nous avons jusqu'à présent appelé nuage de HSV est présent jusqu'à la transition de soufflage. Le soufflage du jet évacue l'obstacle et supprime en cela la raison¹ de la création du HSV. La disparition du nuage de tourbillons associés au HSV marque ainsi la présence de cette transition de soufflage.

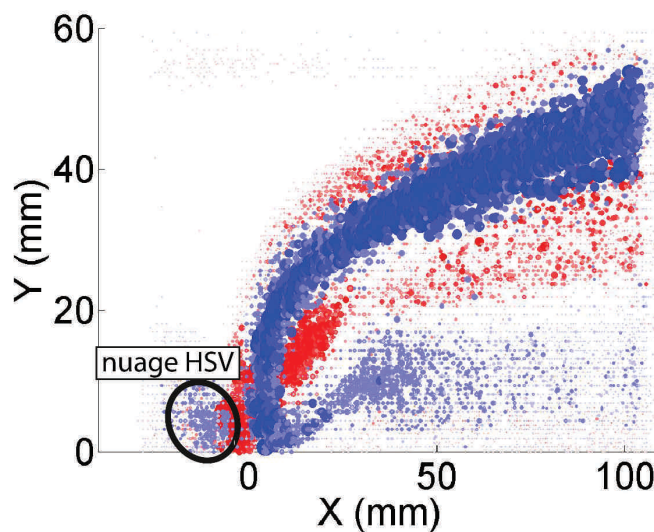


Figure 21.1: Visualisation de la topologie instantanée moyenne de l'écoulement dans le plan de symétrie du jet. Le nuage de HSV à partir duquel est effectué l'essentiel des traitements statistiques présentés dans ce chapitre y est localisé.

Les caractéristiques statistiques étudiées dans ce chapitre sont :

- La position moyenne de ce nuage dans l'espace.
- La dispersion des structures qui le composent.

1. topologique

- L'intensité tourbillonnaire du pic de distribution des structures présentes dans le nuage.
- Le nombre de structures présentes dans le nuage, divisé par le nombre de champs instantanés collectés.

Les méthodes d'extraction de ces grandeurs sont expliquées plus en détail dans la section 7.4 page 82 de la partie Méthodes Numériques.

21.1 Caractéristiques statistiques du HSV

21.1.1 Position dans l'espace

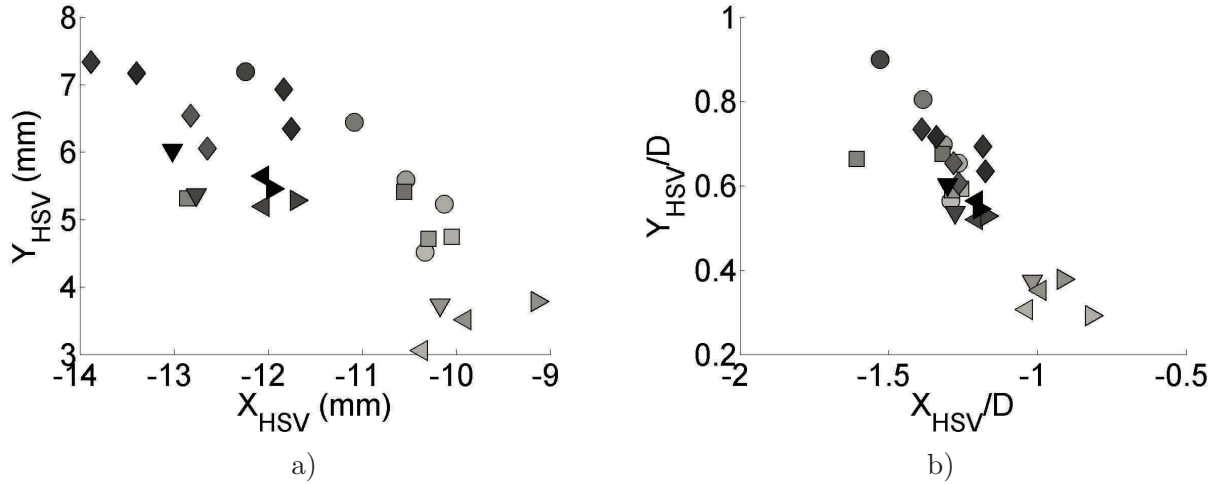


Figure 21.2: a) Position moyenne dans l'espace du nuage de HSV pour l'ensemble des expériences. b) Positions moyennes adimensionnées par le diamètre de jet D . Pour les conventions graphiques, se référer à la section 16.3 page 215.

La position moyenne dans l'espace du nuage de HSV pour l'ensemble des expériences² est présentée dans l'espace réel dans la figure 21.2a page 276, et adimensionnée par le diamètre de jet dans la 21.2b. Étant donné que l'origine en X est située au milieu géométrique du conduit d'injection du jet, la position du bord amont du conduit d'injection est situé en $X_{HSV}/D = -0.5$. Comme on peut le constater, les positions des nuages s'aligne le long d'une droite qui s'élève en s'éloignant du jet.

Dans chacune de ces figures, le dégradé de couleur — du gris clair au noir — des marqueurs est coloré en fonction des ratios de vitesses croissants.

Nous constatons que les positions moyennes des nuages de points s'éloignent du jet en montant lorsque le ratio de vitesses est augmenté.

Cette propriété s'explique très bien par des considérations topologiques et est illustrée dans la figure 21.3 page 277.

Dans le plan de symétrie du jet, la création du HSV s'explique par l'écoulement de jonction : le contournement de l'obstacle qu'est le jet par les lignes de courant les plus hautes et l'enroulement des lignes de courant les plus basses. Alors que le ratio de vitesses est augmenté, le jet se redresse passant d'une position quasi-couchée pour les ratios de vitesses les plus faibles à une trajectoire localement verticale en champ proche pour les ratios de vitesses les plus élevés.

2. où un tel nuage a pu être détecté.

Ainsi, alors que le ratio de vitesses est augmenté, le jet devient dans le plan de symétrie du jet un obstacle plus important. La limite entre lignes de courant qui arrivent à contourner le jet et celles qui s'enroulent pour former le HSV s'éloigne de la paroi, éloignant en même temps le cœur du HSV.

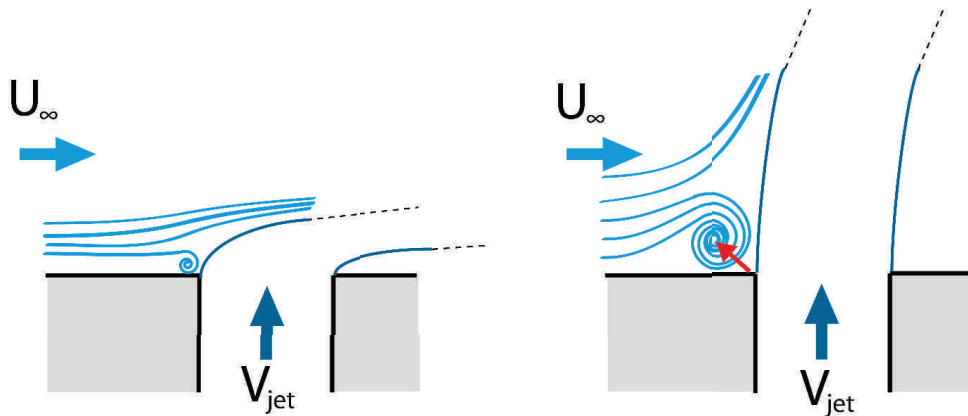


Figure 21.3: Dans le plan de symétrie du jet, dans le cas d'un faible (à gauche) et fort (à droite) ratio de vitesses, formation du tourbillon en fer à cheval issu de l'enroulement des lignes de courant les plus basses. Éloignement du HSV alors que le ratio de vitesses est augmenté.

Attention cependant. Bien que le schéma 21.3 représente un petit tourbillon pour les bas VR et un gros tourbillon pour les plus haut VR³, cela n'indique en rien que l'intensité tourbillonnaire du HSV croît avec le ratio de vitesses. Certes, alors que la ligne de jonction s'éloigne de la paroi tandis que VR augmente, le tourbillon va effectivement disposer de plus de *place* pour se développer. Cependant cela signifie également un élargissement de la couche cisailée qui s'établit entre la zone de forte vitesse longitudinales des lignes de courant contournant le jet par le haut et la zone locale de basse vitesse du HSV. Et c'est cette couche cisailée qui alimente l'intensité tourbillonnaire du HSV.

Il va donc y avoir concurrence entre ces deux phénomènes :

- la place dont dispose le HSV pour se développer,
- l'épaisseur et l'intensité du cisaillement entre le HSV et les lignes de courant qui contournent le jet.

On peut donc s'attendre à ce que l'intensité tourbillonnaire du HSV présente un maximum en fonction du ratio de vitesses.

21.1.2 Intensité tourbillonnaire du nuage de HSVs

La figure 21.4a page 278 présente justement l'intensité tourbillonnaire du pic de distribution des intensités des HSVs instantanés⁴ en fonction du ratio de vitesses. Un maximum situé vers $VR \approx 1$ est observé comme on pouvait s'y attendre à l'issue du raisonnement de la sous-section précédente.

La surprise réside dans l'aspect piqué que présente la courbe au voisinage de ce maximum. L'intensité tourbillonnaire y est 3 fois plus importante que celles au-delà de $VR \approx 1.7$.

Ce résultat est important en soi et non reporté dans la littérature. Il permet de regarder d'un

3. Déjà, ça reste un schéma explicatif simplifié et donc à prendre avec des pincettes.

4. et non l'intensité tourbillonnaire du HSV moyen.

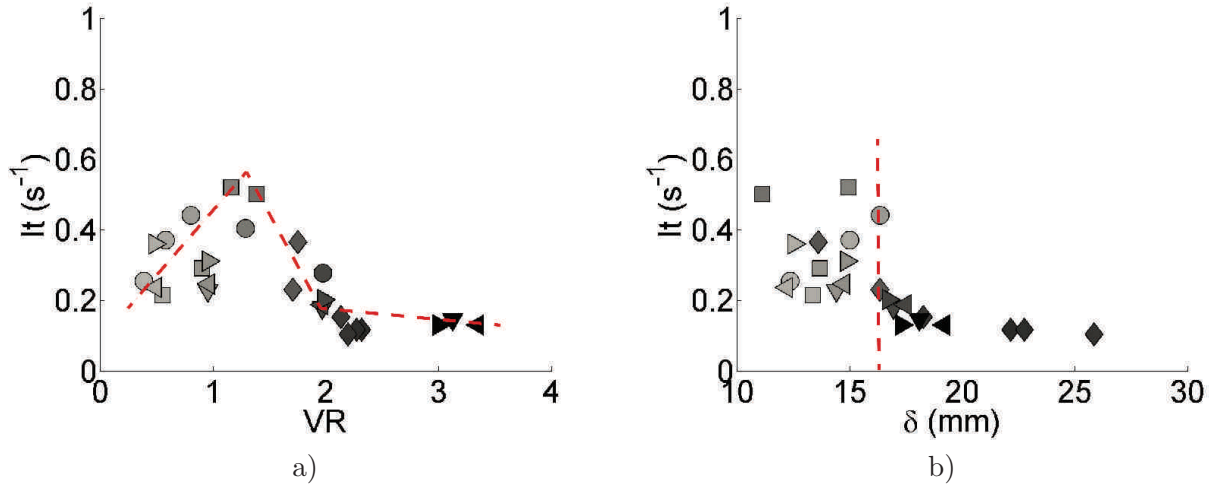


Figure 21.4: a) Intensité tourbillonnaire du pic de distribution des intensités des HSVs instantanés en fonction du ratio de vitesses. b) Mêmes intensités tourbillonnaires en fonction de l'épaisseur de couche limite δ . Pour les conventions graphiques, se référer à la section 16.3 page 215.

oeil nouveau l'importance du HSV à bas ratios de vitesses. Depuis l'article de Kelso [?] qui fait référence sur le sujet, le HSV est une structure considérée comme négligeable et n'a plus été étudiée. Or l'article de Kelso ne présente de résultats que pour des jets dont le ratio de vitesses est supérieur à 2. Comme on peut l'observer sur la figure 21.4a, passé ce VR critique l'intensité tourbillonnaire chute à nouveau et continue à diminuer alors que le VR augmente.

Cela explique que pour les configurations à $VR=0.90$ et $VR=1.39$, le HSV soit aussi bien visible dans les isosurfaces du champ moyen de la figure 12.11b et c de la page 144 dans la partie **Topologie du champs moyen**.

Pour ces ratios de vitesses, l'intensité tourbillonnaire du HSV devient alors comparable à celles des branches positive et négative du CRVP. Ce comportement disparaît à plus haut VR, alors que le HSV diminue en intensité et que l'intensité des branches du CRVP devient plus forte.

La figure 21.4 b page 278 présente l'intensité tourbillonnaire du pic de distribution des intensités des HSVs instantanés, en fonction de l'épaisseur de couche limite.

Cette figure montre que les intensités tourbillonnaires les plus élevées sont associées aux configurations où la couche limite est la plus petite, la plus fine.

Comme l'épaisseur de couche limite est directement reliée à la vitesse de l'écoulement, les couches limites les plus fines sont également celles dont le cisaillement est le plus important. Ce résultat va dans le sens de la discussion de la sous-section précédente sur la concurrence entre l'intensité du cisaillement qui génère le Horseshoe, l'épaisseur de la couche de cisaillement et la place dont dispose le HSV pour se développer.

21.1.3 Dispersion et nombre de structures du nuage de HSV

La figure 21.5a page 279 présente la dispersion du nuage de HSVs en millimètres, par rapport à la position moyenne du nuage. Cette dispersion est calculée sur les distances des HSVs au barycentre du nuage.

Elle augmente de 2 à 3 mm entre $VR \approx 0.5$ et $VR \approx 1$. Ce résultat va dans le sens de la discussion de la section 21.1.1. Alors que le ratio de vitesses augmente, la surface occupée par le nuage de HSVs augmente également.

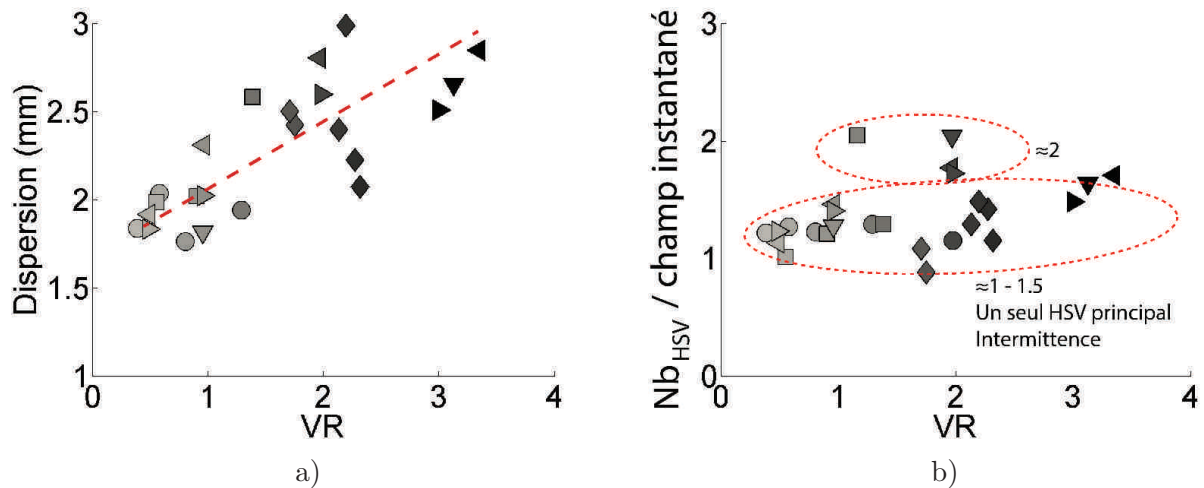


Figure 21.5: a) Dispersion du nuage de HSVs instantanés en fonction du ratio de vitesses. b) Nombre de tourbillons du nuage de HSV présent par champ instantané en fonction du ratio de vitesses. Pour les conventions graphiques, se référer à la section 16.3 page 215.

L'augmentation de ratio de vitesses ne se traduit par forcément par la croissance en taille du HSV lui même.

L'augmentation de la dispersion du nuage de tourbillons peut en effet s'expliquer de plusieurs façons :

- Soit par une augmentation dans les champs instantanés du nombre de horseshoe vortex, qui ferait croître en taille le nuage du HSV en occupant plus d'espace .
En effet, comme le montre Kelso & Smith [?], et de manière similaire au cas du HSV généré par un obstacle solide [102, 103], le horseshoe vortex n'est en réalité pas nécessairement unique. En fonction du ratio de vitesses, des systèmes composés de plusieurs HSVs peuvent exister : double, triple etc...
Au vu des ratios de vitesses investigués, le nombre maximal de vortex composant le système de HSVs que nous pourrions rencontrer est de 2.
- Soit sans qu'il y ait apparition de nouvelles structures, par une oscillation spatiale de plus grande amplitude du HSV.

La figure 21.5b présente le nombre de structures présentes en moyenne dans le champ instantané. Ce nombre de structures présentes en moyenne dans le champ instantané est calculé comme étant le nombre total de structures dans le nuage de HSVs divisé par le nombre de champs instantanés utilisés⁵.

Ainsi, entre une et deux structures sont présentes dans chaque champ instantané. Pour la majorité des expériences, le nombre de tourbillons est compris entre 1 et 1.5. Cependant, alors que le VR est augmenté, le nombre de structures augmente également. Ainsi, pour quelques expériences à haut VR, les champs instantanés présentent statistiquement un système de deux HSVs.

Nous pensons que l'ensemble de nos expériences se situent dans un régime où un système de deux HSVs sont présents, mais que les intensités tourbillonnaires de ces HSVs dépendent différemment du ratio de vitesses.

5. En l'occurrence 1000. Ainsi, les statistiques présentées dans ce chapitre ont été obtenus sur un échantillon de 1000 à 2000 tourbillons par nuage de HSVs.

Ainsi à bas VR, un seul HSV serait fort et détectable. l'intensité tourbillonnaire du HSV secondaire ne serait pas suffisamment forte pour être systématiquement détectée. En revanche à haut VR, l'intensité tourbillonnaire du HSV secondaire serait suffisamment forte pour être détectée avec celle du HSV primaire. Une étude plus approfondie du comportement du système de HSVs à bas VR est nécessaire pour apporter une réponse définitive à ce sujet.

Chapitre 22

Étude statistique dans le plan de symétrie des tourbillons de la bulle de recirculation

22.0.4 Introduction

Ce chapitre étudie plus en détail les caractéristiques statistiques du nuage de tourbillons positifs constituant le nuage de recirculation (voir en exemple la figure 22.1 page 281) dans lequel le sillage de la bulle de recirculation n'a pas été inclus. Si la démarcation entre bulle de recirculation et sillage peut être évidente dans certains cas (comme celui de la figure 22.1a), cela peut devenir plus délicat lorsque la démarcation entre le nuage de recirculation et de sillage est moins nette (figure 22.1b). La démarcation entre bulle de recirculation et sillage a été évaluée *au jugé*, à l'aide de la densité apparente du nuage de tourbillons et de la cassure souvent présente entre le nuage associé à la bulle de recirculation et celui associé au sillage de la bulle de recirculation.

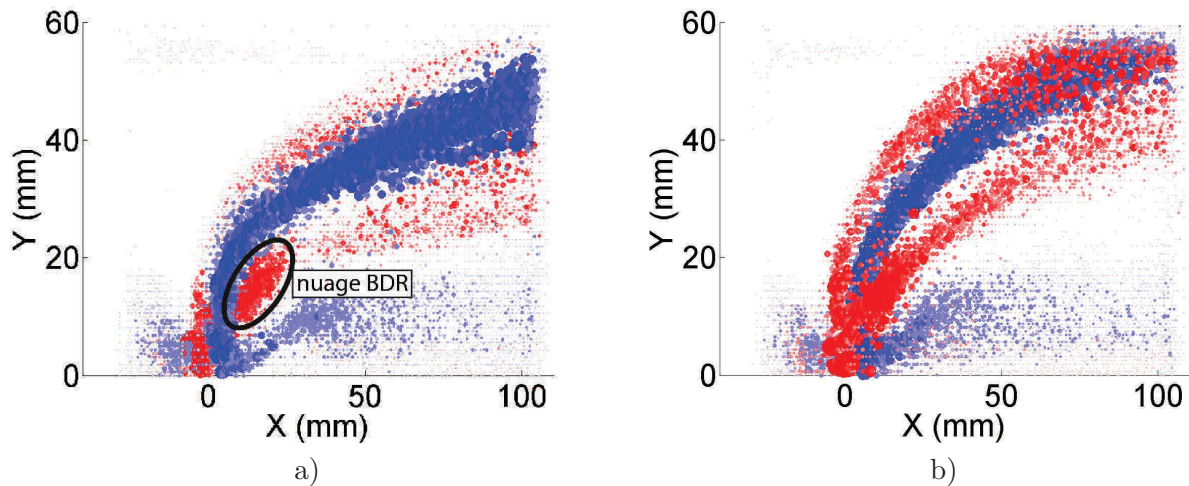


Figure 22.1: Visualisation de la topologie instantanée moyenne de l'écoulement dans le plan de symétrie du jet. Le nuage de HSVs y est localisé. a) Exemple où le nuage de BDR est clairement distinct du nuage de sillage (Configuration n° 20 de la table 16.1 page 214). b) Exemple où la transition entre le nuage de BDR et le nuage de sillage est moins évidente (Configuration n° 25).

Les caractéristiques statistiques étudiées dans ce chapitre sont :

- La position moyenne de ce nuage dans l'espace.

- La dispersion des structures qui le composent.
- L'intensité tourbillonnaire du pic de distribution des structures présentes dans le nuage.
- Le nombre de structures présentes dans le nuage, divisé par le nombre de champs instantanés collectés.

22.1 Caractéristiques statistiques du nuage de la BDR

22.1.1 Position dans l'espace

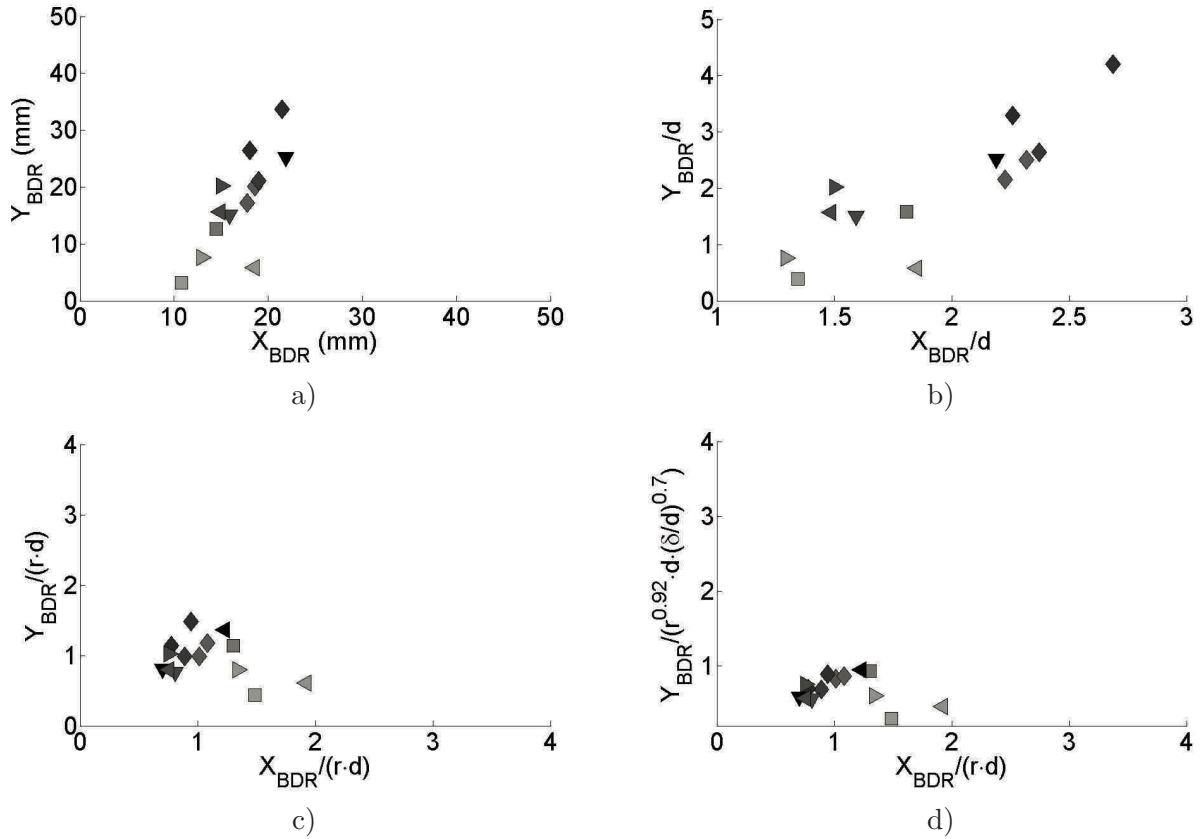


Figure 22.2: a) Position moyenne dans l'espace du nuage de BDR pour l'ensemble des expériences. b) Positions moyennes adimensionnées par le diamètre de jet D . c) Positions moyennes adimensionnées par $r \cdot d$. d) Positions moyennes adimensionnées par $r \cdot d$ en X et par $(r^{0.92} \cdot d) \cdot (\delta/d)^{0.7}$ en Y . Pour les conventions graphiques, se référer à la section 16.3 page 215.

La position moyenne dans l'espace du nuage de la BDR pour l'ensemble des expériences¹ est présentée dans l'espace réel dans la figure 22.2a page 282, et adimensionnée par le diamètre de jet dans la 22.2b. Étant donné que l'origine en X est située au milieu géométrique du conduit d'injection du jet, la position du bord aval du conduit d'injection est situé en $X_{HSV}/d = 0.5$. Dans chacune de ces figures, le dégradé de couleur — du gris clair au noir — des marqueurs est coloré en fonction des ratios de vitesses croissants.

Nous constatons que les positions moyennes des nuages de BDR s'élèvent en suivant la dynamique de relèvement du jet lorsque le ratio de vitesses est augmenté.

1. où un tel nuage a pu être détecté.

La figure 22.2c présente les positions moyennes adimensionnée par $r \cdot d$, tandis que la figure 22.2d présente les positions moyennes adimensionnées par $r \cdot d$ en X et par $(r^{0.92} \cdot d) \cdot (\delta/d)^{0.7}$ en Y. Ces figures permettent de s'assurer que la position de la bulle de recirculation suit le même scaling que la trajectoire de CRVP. Adimensionnées par notre scaling, les positions moyennes du nuage de BDR se rassemblent autour de la position $X/(r \cdot d) \approx 1$, $Y/((r^{0.92} \cdot d) \cdot (\delta/d)^{0.7}) \approx 1$.

22.1.2 Intensité tourbillonnaire du nuage de la BDR

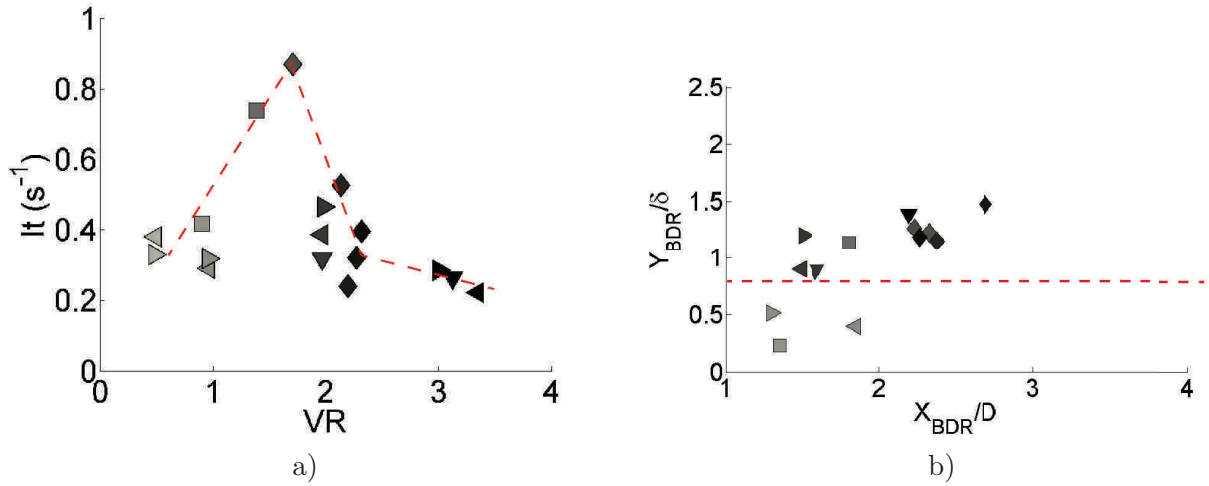


Figure 22.3: a) Intensité tourbillonnaire du pic de distribution des intensités des HSV instantanés en fonction du ratio de vitesses. b) Positions moyennes adimensionnées par l'épaisseur de couche limite δ .

La figure 22.3a page 283 présente l'intensité du pic de distribution des intensités des structures instantanées du nuage de BDR, en fonction du ratio de vitesses. Après une zone à bas VR où l'intensité est à peu près constante (vers $I_t \approx 0.4 s^{-1}$), on observe un pic d'intensité $I_t \approx 0.8 s^{-1}$ localisé entre $VR \approx 1$ et $VR \approx 2$. Passé $VR=2$, l'intensité tourbillonnaire du nuage de la BDR diminue légèrement.

Ce comportement correspond très précisément à la description que nous avons faite dans la partie **Topologies du JICF**² de la statistique instantanée des tourbillons de la bulle de recirculation.

Au delà de $VR=2$ le cisaillement est faible du côté aval de la zone de très basse vitesse. Alors que le ratio de vitesses est diminué, la mise en contact de cette zone de très basse vitesse avec la couche limite intensifie le cisaillement du côté aval, et augmente les intensités tourbillonnaires des structures du nuage de recirculation³ (figure 22.3b).

Enfin l'immersion de cette zone dans la couche limite, en ramenant ce nuage de BDR vers la paroi met également en place une intensité de cisaillement constante qui devient alors fortement corrélée à l'intensité du cisaillement de la couche limite.

22.1.3 Dispersion et nombre de structures du nuage de la BDR

La figure 22.4a page 284 présente la dispersion du nuage de la BDR par rapport à la position moyenne du nuage.

La figure 22.4b page 284 présente le nombre de structures par pas de temps présentes dans le

2. Voir les sous-sections 12.5.6 et 14.2.2 pages 142 et 182

3. ainsi que les intensités tourbillonnaires du nuage de couche limite

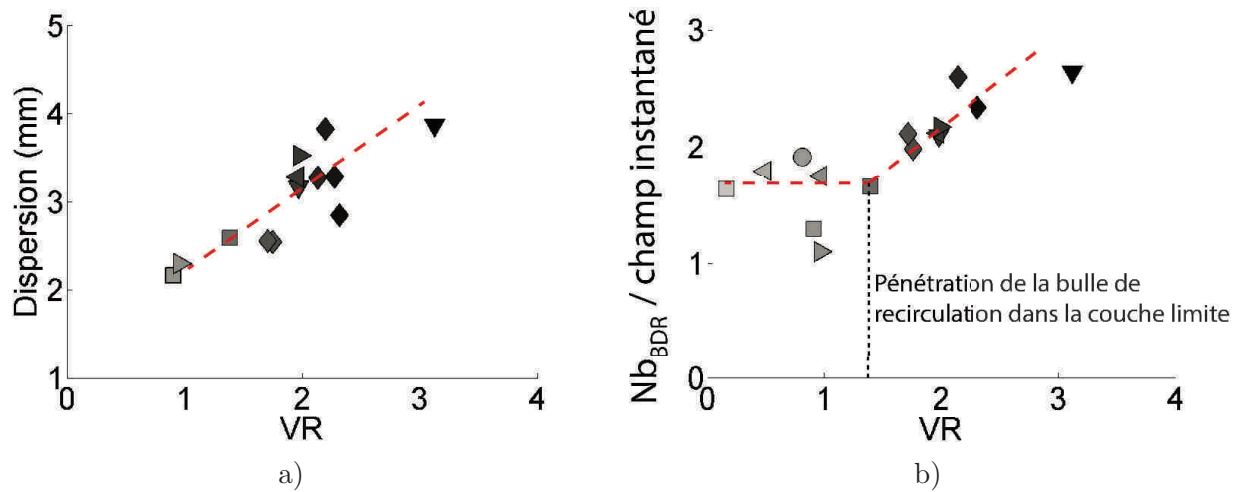


Figure 22.4: a) Dispersion du nuage de BDR en fonction du ratio de vitesses. b) Nombre adimensionné de tourbillons présents dans le nuage de BDR en fonction du ratio de vitesses.

nuage de la BDR.

Ces deux grandeurs sont croissantes, et à relier avec la dimension de la zone de très basse vitesse, et plus spécifiquement à la couche de cisaillement aval sur laquelle se développent les structures tourbillonnaires composant le nuage de la BDR.

Avec le rabattement du jet contre la paroi, cette zone et les structures qui la composent se retrouvent confinées contre la paroi.

On voit bien ainsi comment la statistique des structures instantanées aide à interpréter ce qui est observé dans les champs moyens.

Chapitre 23

Conclusions

Nous résumons ici les principaux résultats de l'étude quantitative des jets ronds transverses présentés dans les chapitres 11 à 20. Nous avons en particulier utiliser les données 3D pour revisiter certains problèmes et proposer de nouvelles grandeurs issues de l'exploitation des champs instantanés 3D

23.1 Trajectoires du jet transverse

23.1.1 Trajectoire de jet et trajectoire de CRVP

Deux trajectoires sont à distinguer :

- La trajectoire de jet (fig 18.4 page 246).
Elle est classiquement définie comme le lieu des normes de vitesse maximale, comme le lieu des concentrations scalaires maximales ou bien à partir de la ligne de courant issue du centre de l'injection du jet. Nous l'avons définie (équation 18.3.1 page 245) comme la position moyenne des trajectoires des couches cisillées amont et aval (fig 18.2 page 244). Cette trajectoire a été très étudiée dans la littérature (cf tables 11.1, 11.2 et 11.3 pages 124, 125 et 126), et nous ne nous sommes donc pas focalisés dessus.
- La trajectoire de CRVP.
Cette trajectoire est plus intéressante dans une perspective de contrôle. Si l'on considère le jet comme un générateur de vortex (GV), la paire de tourbillons contra-rotatifs correspond à la perturbation utile pour agir sur la couche limite. Déterminer avec précision à la fois les positions du CRVP et celle de la vitesse verticale d'outflow (générée par le CRVP) par rapport à la paroi s'avère donc indispensable. Nous l'avons réalisé sur les champs moyens sur la position des maxima de vitesse verticale (une grandeur plus précise que le λ_{Ci} dans les champs moyens).

23.1.2 Scaling de la trajectoire de CRVP

Une première étude a permis de dégager les grandeurs physiques ayant une influence sur la trajectoire de CRVP. Sans surprise, les paramètres ayant une influence sur la trajectoire de CRVP sont les mêmes que ceux utilisés pour la trajectoire de jet. En effet, les trajectoires de jets et de CRVP appartiennent toutes les deux à la même structure tridimensionnelle que constitue le JICF (voir la discussion en section 12.4.4 et la figure 12.9). Les paramètres les plus importants qui gouvernent la trajectoire du CRVP sont :

- Le diamètre de jet d (voir section 17.6.1).
- Le ratio de vitesses VR ou r (voir section 17.6.2, figure 17.7).

Ces deux paramètres permettent de prendre en compte au premier ordre la compétition entre la quantité de mouvement du jet et la quantité de mouvement du crossflow.

Cependant, pour les bas ratios de vitesses auxquels nous avons travaillé, d'autres paramètres ont également une influence significative sur la trajectoire de CRVP :

- L'épaisseur de couche limite δ (voir section 17.6.3, figure 17.8) et le facteur de forme de la couche limite $r_{m,cf}$ (voir figure 17.6 et l'équation 17.5, page 223). Ils permettent de définir la répartition de la quantité de mouvement du crossflow à la paroi.
- Le profil de vitesse en sortie du jet pris en compte à l'aide d'un facteur de forme $r_{m,jet}$ (voir figure 17.6 et l'équation 17.5, page 223). Ce dernier a été modifié en variant la longueur d'injection l_j (configurations expérimentales n° 19 à 30 table 16.2) et donc la distance sur laquelle se développent les couches limites internes dans le conduit d'injection (voir section 17.6.4, figure 17.9).

Ces deux facteurs de formes associés au ratio de vitesses permettent une réécriture du ratio de moments (equation 17.5 page 223).

Nous proposons donc une mise à l'échelle de nos données en $(\frac{y}{r_m^\alpha d (\frac{\delta}{d})^\beta}, \frac{x}{r_m d})$.

La superposition des courbes est évaluée à l'aide d'un facteur de qualité défini dans les équations 17.9 et 17.10 page 228. L'utilisation d'un facteur de qualité correspond à une approche plus objective de la question de la dispersion de courbes, qui permet une mesure de la superposition des courbes sur l'ensemble de la trajectoire des CRVP.

Le scaling proposé devient alors une fonction de deux variables optimisées en utilisant le facteur de qualité.

Le scaling que nous proposons s'avère meilleur que les autres scalings proposés dans la littérature. Le facteur de qualité montre une réduction de $\approx 91\%$ de la dispersion des courbes par rapport aux trajectoires non adimensionnées (voir la section 17.8 et la figure 17.11 page 232). Mis sous la forme :

$$\frac{y}{r_m^\alpha d (\frac{\delta}{d})^\beta} = A (\frac{x}{r_m d})^b$$

où $A = 0.46$, $b = 0.45$, $\alpha = 0.92$ et $\beta = 0.7$, on obtient une trajectoire qui, dans une optique de perturbation de la couche limite, permet une évaluation simple de la trajectoire d'un CRVP pour un JICF à bas ratio de vitesses.

Cette mise à l'échelle a été appliquée à des trajectoires de jet sur les données de Muppidi & Mahesh (2005) [58] et montre également une amélioration notable du collapse des trajectoires (voir table 17.2 et figure 17.13 page 234).

La séparation des trajectoires en deux groupes, à hauts VR ($VR > 1.5$) et bas VR (fig. 17.14 page 235), permet de mettre en évidence une variation de la valeur des coefficients α et β avec le ratio de vitesses. A bas VR, α est plus faible et β plus fort. Cela traduit l'influence importante de la couche limite sur la trajectoire des structures tourbillonnaires qui définissent le CRVP. A contrario, à hauts VR α est plus grand et β est moindre.

Cette dépendance des coefficients, que l'on retrouve également avec les données de Muppidi & Mahesh (2005) [58], est due à une évolution des propriétés de transport du jet alors que le ratio de vitesses est changé et permet également un gain sur le scaling global des trajectoires.

Le scaling des trajectoires de CRVP instantané, présentent les mêmes caractéristiques que les trajectoires moyennes (fig. 17.17 page 240), mais se prolongent bien plus près de l'origine (fig. 17.18)¹.

1. Et même aussi près que possible de l'origine comme on l'a montré dans la section 14.3 page 188

23.2 Étude statistique des nuages de couche cisailées amont et aval

Il a été montré dans la partie **Topologies du jet transverse** que le tourbillonnement de la paire de tourbillons contra-rotatifs est alimenté principalement par les bras et les jambes des LEVs/TEVs. Ces tourbillons se créent sur les couches de cisaillement du jet. Afin d'avoir une meilleure compréhension de l'origine physique des tourbillons qui forment le CRVP en champ moyen, nous nous sommes donc intéressés aux propriétés statistiques des nuages de tourbillons de couches cisailées amont et aval (figures 14.6 et 14.8 page 180 et 183) présents dans les champs instantanés.

Cette étude statistique s'est concentrée sur :

- Le nombre de tourbillons le long de l'abscisse curviligne des trajectoires des nuages de couches cisailées amont et aval (voir section 18.4).
- La dispersion des nuages de couches cisailées amont et aval le long des mêmes abscisses curvilignes (voir section 18.5).
- L'intensité tourbillonnaire des structures tourbillonnaires le long de ces abscisses curvilignes (voir section 18.6).
- La vitesse de déplacement des structures tourbillonnaires le long de ces abscisses curvilignes (voir section 18.7).
- La distance entre deux tourbillons consécutifs le long de ces abscisses curvilignes (voir section 18.8).
- la fréquence caractéristique de passage des tourbillons le long des abscisses curvilignes (voir section 18.9).

23.2.1 Nombre de tourbillons, intensité tourbillonnaire et dispersion le long de l'abscisse curviligne

Les courbes du nombre et de l'intensité tourbillonnaire des vortex le long de l'abscisse curviligne (figures 18.5 et 18.7 pages 247 et 250) présentent les mêmes caractéristiques et les mêmes évolutions.

Haut VR : A haut ratio de vitesses, un pic signale la présence d'un regroupement de tourbillons en proche paroi du côté amont et du côté aval. Côté amont, ce pic correspond au nuage des *hovering vortices*. Côté aval, la concentration de tourbillons intenses est due à la perforation de la couche limite par le jet. Il crée localement en enroulement de la couche limite à la base du jet. Un second pic du nombre et de l'intensité des tourbillons est observé quelques diamètres de jet après l'injection. Ce pic localise la déstabilisation des couches cisailées et la génération des LEVs et TEVs. Passée cette zone de génération, la dissipation visqueuse fait ensuite décroître régulièrement le nombre et l'intensité des tourbillons des couches cisailées.

Bas VR : A plus bas VR, une forte dissymétrie de comportement est observée entre les faces amont et aval du jet. Le cisaillement de la face aval reste fort et permet la génération de TEVs, et les courbes de nombre et d'intensité ne présentent pas de différences radicales avec les haut VR. En revanche, l'amointrissement du cisaillement du côté amont mène à une diminution importante du nombre et de l'intensité des LEVs. Au plus bas VR, seuls les nuages de proche paroi subsistent. Le déséquilibre entre côté amont et aval qui est introduit par l'abaissement de ratio de vitesses se voit particulièrement bien dans les histogrammes globaux d'intensité (fig. 18.8).

Dispersion : Les courbes de dispersion (fig. 18.6) exhibent aussi une dissymétrie entre les côtés amont et aval à bas ratio de vitesses. Pour les hauts ratios de vitesses, on retrouve une forte

dispersion en proche paroi qui signale la présence des nuages de jonction et de couche limite. Après cela, la dispersion des nuages de couches cisailées atteint un minimum qui coïncide avec la déstabilisation des couches cisailées. La génération des LEVs/TEVS est donc spatialement bien localisée. A partir de ce minimum, la dispersion des nuages de couches cisailées croît régulièrement le long de l'abscisse curviligne.

23.2.2 Vitesse de déplacement, distance entre deux structures consécutives λ_S et fréquence de passage des tourbillons $F_{LEV/TEV}$

Vitesse de déplacement : L'étude des vitesses de déplacement des structures tourbillonnaires permet de constater qu'elles se déplacent le long des couches cisailées avec une vitesse qui dépend des vitesses de jet et de crossflow. Cette vitesse de déplacement est donc une vitesse de transport qui est dominée en champ proche par la vitesse de jet, et par la vitesse du crossflow en champ lointain (fig. 18.9).

Cette vitesse de transport des structures augmente donc le long des abscisses curvilignes, alors que le jet se réaligne dans la direction du crossflow.

Distance λ_S : Étant donné que la vitesse de transport des structures augmente avec l'abscisse curviligne, la distance séparant deux structures consécutives augmente également avec l'abscisse curviligne (fig. 18.10 page 254). Cette distance diminue lorsque le ratio de vitesses est augmenté, ce qui s'explique par une déstabilisation plus fréquente des couches de cisaillement. Ces courbes présentent une cassure qui coïncide avec la sortie de la couche limite. Cette cassure marque la transition d'une partie de la trajectoire où la vitesse de jet conditionne la vitesse de transport, à une zone où la vitesse d'écoulement transverse est prépondérante.

Fréquence $F_{LEV/TEV}$: A l'aide des vitesses de transport et des distances consécutives entre deux structures, il est possible d'obtenir la fréquence de passage des structures $F_{LEV/TEV}$ à une position donnée des abscisses curvilignes (figures 18.11 et 18.12). Ces fréquences caractéristiques quantifient la déstabilisation des couches cisailées et la génération des LEVs/TEVs. Ces fréquences caractéristiques dépendent fortement du ratio de vitesses qui fixe l'intensité du cisaillement des couches cisailées du jet.

23.3 Intensité tourbillonnaire du CRVP It_{CRVP} et vitesse d'outflow

23.3.1 Intensité tourbillonnaire du CRVP

Intensité tourbillonnaire du CRVP moyen : L'intensité tourbillonnaire du CRVP dépend de la vitesse du jet (fig. 19.2) et du diamètre de jet. Le scaling des courbes d' It_{CRVP} montre une influence négligeable de l'épaisseur de couche limite et du ratio de vitesses (table 19.1 et figure 19.4).

La décroissance des courbes d' It_{CRVP} adimensionnées en V_j/d a été fittée par une loi de puissance :

$$\frac{It \cdot d}{V_j} = A \cdot x^{-\frac{1}{3}} + B, \quad (23.1)$$

où $A=0.88$ et $B=-0.258$.

Intensité tourbillonnaire du CRVP instantané : Les courbes d'intensité tourbillonnaire du CRVP instantané (fig. 19.6 page 265) dépendent principalement du diamètre et de la vitesse de jet (comme pour le CRVP moyen). On observe cependant un comportement plus riche en raison de la prolongation des courbes en champ proche.

1 à 2 maxima d'intensité tourbillonnaire sont observés en champ proche. La mise en parallèle des courbes d'intensité tourbillonnaire et des trajectoires de CRVP (fig. 19.7 page 266), et l'étude menée dans la section 14.3 (figures 14.12 et 14.13) sur la trajectoire instantanée du CRVP,

permettent d'expliquer la présence de ces deux maxima.

Le premier maximum coïncide avec la fin de la branche primaire de vitesse verticale. Ce maximum peut donc s'expliquer par un renforcement de l'intensité tourbillonnaire des bras et des jambes des tourbillons de couche cisailée, qui s'effectue sous l'action du cisaillement longitudinal latéral généré par la vitesse verticale du jet (fig. 19.8).

Le second maximum, lorsqu'il existe, coïncide avec la fin de la bulle de recirculation. Il traduit probablement le renforcement de l'intensité tourbillonnaire du CRVP dû aux contributions des bras des tourbillons de la bulle de recirculation.

Rapport $It_{CRVP}^{insta}/It_{CRVP}^{moyen}$: Le rapport entre les intensités tourbillonnaires du CRVP instantané et du CRVP moyen augmente avec la distance longitudinale (fig. 19.9). La diminution de l'intensité tourbillonnaire des structures instantanées qui composent le CRVP moyen, s'effectue donc plus lentement que la diminution de l'intensité du CRVP moyen. Cet effet s'explique par la dispersion progressive (fig. 19.10) des positions des structures tourbillonnaires longitudinales alors qu'elles progressent en aval. Cette dispersion diminue la concentration locale en tourbillons et donc l'intensité du CRVP en champ moyen.

A bas ratio de vitesses, on observe une concentration très forte des tourbillons longitudinaux évoluant dans la couche limite (fig. 19.10). Cette concentration particulièrement importante est le résultat du confinement des tourbillons en très proche paroi dans la zone de couverture qui est alors collée à la paroi (cf section 13.5.5, figure 13.22).

23.3.2 Vitesse verticale d'outflow

La vitesse verticale d'outflow dépend principalement de la vitesse du jet (fig. 20.1) et du diamètre de jet. Le scaling des courbes d' It_{CRVP} montre une influence de l'épaisseur de couche limite et du ratio de vitesses (figure 20.2). Le scaling montre qu'il est plus pertinent d'utiliser le produit de l'intensité tourbillonnaire par le diamètre de jet (qui fixe au premier ordre la distance entre les branches du CRVP) à la place de la vitesse de jet. Cela est attendu, étant donné que la vitesse d'outflow est créée directement par les branches du CRVP.

23.4 Études statistiques dans le plan de symétrie du tourbillon en fer à cheval et des tourbillons de bulle de recirculation

Tourbillon en fer à cheval : Dans le chapitre 21, nous avons étudié les caractéristiques statistiques du nuage de HSVs. Nous nous sommes intéressés à :

- La position moyenne de ce nuage dans l'espace. Elle s'éloigne de la paroi et du jet alors que le VR augmente (fig. 21.2 page 276). Un scénario expliquant ce comportement a été proposé (fig. 21.3 page 277). Il implique la concurrence entre l'intensité du cisaillement qui génère le Horseshoe, l'épaisseur de la couche de cisaillement et la place dont dispose le HSV pour se développer.
- L'intensité tourbillonnaire du pic de distribution des structures présentes dans le nuage (fig. 21.4 page 278). L'intensité tourbillonnaire présente un maximum vers $VR \approx 1.2$ qui n'a jusqu'à présent pas été reporté dans la littérature, et qui multiplie par 3 l'intensité tourbillonnaire du HSV par rapport aux valeurs reportées dans la littérature.
- La dispersion des structures qui le composent (fig. 21.5a page 279).
- Le nombre de structures présentes dans le nuage divisé par le nombre de champs instantanés collectés. Cela permet d'avoir une idée du nombre de HSVs présent dans l'écoulement à chaque pas de temps (fig. 21.5b). Ce nombre de tourbillons évolue entre 1 et 2. Il est possible que les évolutions des intensités tourbillonnaires des HSVs primaire et secondaire diffèrent à bas VR. Une étude complémentaire plus approfondie serait nécessaire afin de

trancher la question.

Tourbillons de bulle de recirculation : Dans le chapitre 22, nous avons étudié les mêmes caractéristiques statistiques :

- La position moyenne de ce nuage dans l'espace. Elle suit la dynamique de redressement du jet alors que le VR augmente (fig. 22.2 page 282). Nous avons montré que le scaling optimal utilisé pour les trajectoires de CRVP convient également pour adimensionner la position du nuage de BDR (fig. 22.2d). Le nuage de BDR se rassemble alors autour de la position $X/(r \cdot d) \approx 1$, $Y/((r^{0.92} \cdot d) \cdot (\delta/d)^{0.7}) \approx 1$.
- L'intensité tourbillonnaire du pic de distribution des structures présentes dans le nuage de BDR (fig. 22.3 page 283). Cette intensité tourbillonnaire présente un maximum vers $VR \approx 1.6$.
- La dispersion des structures qui le composent (fig. 22.4a page 284).
- Le nombre de structures présentes dans le nuage divisé par le nombre de champs instantanés collectés. Cela permet d'avoir une idée du nombre de tourbillons de BDR présents dans l'écoulement à chaque pas de temps (fig. 22.4b). Lorsque la bulle de recirculation est plongée dans la couche limite, ce nombre de tourbillons est globalement constant (≈ 2). Passé $VR \approx 1.3$, le nombre de tourbillons augmente linéairement avec le VR, en accord avec l'agrandissement de la surface de la couche de cisaillement aval de la bulle de recirculation.

Sixième partie

Jets transverses solitaires à géométries diverses de section de sortie

Chapitre 24

Présentation des géométries étudiées

24.1 Introduction

Les objectifs de la campagne expérimentale sur les jets solitaires à géométries diverses étaient différents de ceux de la campagne réalisée sur le jet transverse circulaire. Plutôt que focaliser notre étude sur la compréhension de la dynamique instantanée du JICF à géométries diverses, nous nous sommes placés dans une optique "*Contrôle d'écoulement de couche limite à l'aide de générateurs de vortex*". Cette partie de la thèse, consacrée aux jets transverses solitaires à géométries diverses de section de sortie, doit ainsi permettre d'optimiser les caractéristiques individuelles moyennes d'un générateur de vortex, sinon de dégager les caractéristiques pertinentes, importantes et nécessaires à cette optimisation.

Nous nous sommes donc uniquement focalisés sur les champs moyens de vitesses et sur quelques caractéristiques des jets transverses solitaires, à géométries diverses de section de sortie : Dans cette partie seront étudiés :

- La trajectoire des jets dans et en dehors de la couche limite. La trajectoire fixe la position dans l'espace de notre perturbation par rapport à la zone à contrôler : la couche limite ;
- L'intensité tourbillonnaire des branches du CRVP, qui correspond à l'intensité de la perturbation ;
- Les vitesses verticales d'inflow et d'outflow, qui correspondent à l'action de la perturbation induite sur la couche limite ;

Pour les mêmes raisons que celles évoquées au chapitre précédent, le dispositif expérimental n'a pas été modifié et le système V3V est disposé sur le côté du canal.

Cependant, le passage d'une géométrie simple de jet rond droit à des géométries plus complexes nécessite d'introduire plus de paramètres afin de caractériser les géométries de section de sortie étudiées dans cette partie.

1. Le rapport d'aspect permet de prendre en compte la déformation de la section de sortie : géométries de sortie elliptiques et rectangulaires. L'effet de ce paramètre est principalement étudié dans le premier chapitre de cette partie.
2. La présence d'un ou de plusieurs angles permet de pencher le jet, ou de faire tourner la géométrie d'injection par rapport à l'écoulement transverse. L'effet de ces angles d'injection est principalement étudié dans le second chapitre de cette partie

24.2 Définitions et conventions

24.2.1 Rapport d'aspect : Définition

Le rapport d'aspect (**AR**) est défini dans ce manuscrit comme dans la littérature comme le rapport entre la dimension transversale par la dimension longitudinale (voir par exemple la figure 24.3 page 295). Cette définition correspond à une logique de type “blocage”. On considère qu'un rapport d'aspect supérieur à l'unité veut dire que l'écoulement “voit” le jet comme un obstacle nécessitant un contournement important, et donc générant une grosse zone de recirculation.

24.2.2 Angles d'injection et de rotation : Définitions et conventions

Tandis que l'étude sur le jet rond ne comportait que des jets droits émergeant perpendiculairement à la plaque plane, ce chapitre présente des configurations expérimentales où le jet est penché. Les termes anglais désignant les différentes rotations angulaires sont utilisés dans ce manuscrit. Les termes *roll*, *yaw* — aussi appelé *skew* — et *pitch*, correspondent respectivement à des rotations (figure 24.1b page 294). Autour des directions longitudinale, verticale et transversale (figure 24.1a). Nous adoptons les notations classiques associées aux angles d'Euler en cinématique du solide. La littérature parle de *pitched and skewed jets* et emploie préférentiellement le terme de *skew* au terme *yaw*, convention que nous adoptons également.

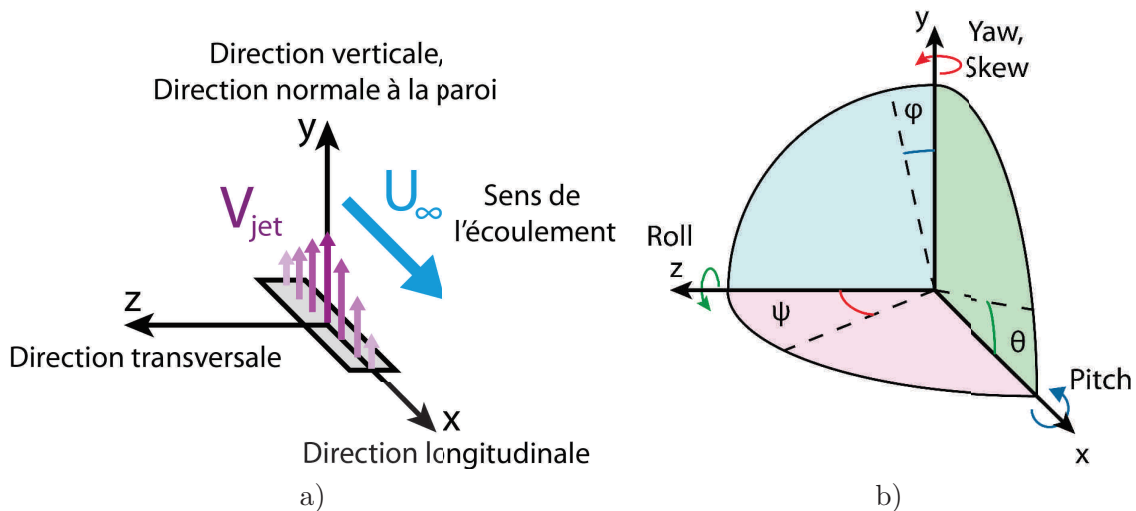


Figure 24.1: a). Directions de l'espace. b) Orientation spatiale et terminologies des angles de rotations.

24.3 Géométries et paramètres étudiés

Cette campagne expérimentale a été subdivisée en 4 blocs expérimentaux.

24.3.1 Géométrie non circulaires

Le premier explore les géométries de sortie elliptique, rectangulaire et rectangulaire arrondi (auss appelé *slot* et obtenue par usinage) ayant des rapports d'aspect compris entre 0.5 et 3 et des ratios de vitesses compris entre 0.5 et 2. Les dimensions transversales et longitudinales de chaque géométrie ont été ajustées de manière à conserver une aire constante de 50.26 mm^2 équivalente à celle d'un jet rond de 8 mm de diamètre. Cela permet de travailler à iso-débit et de n'attribuer les différences de trajectoire et d'intensité tourbillonnaire qu'aux différences

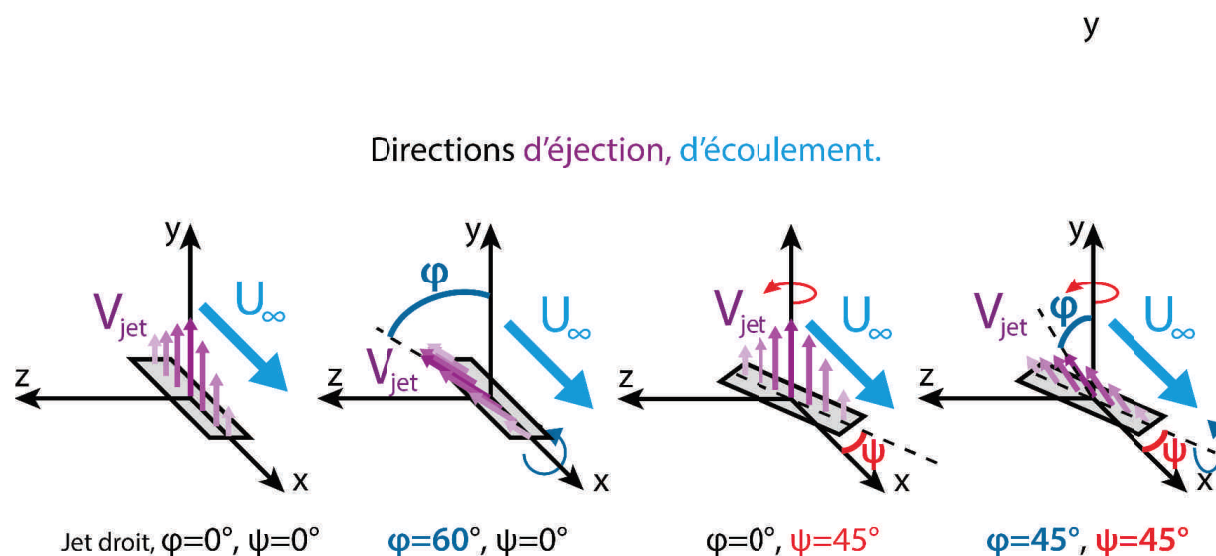


Figure 24.2: Jets présentant des angles de pitch φ et de skew ψ sur la direction d'éjection du jet par rapport à la direction du cross-flow.

géométriques des buses de sortie. La figure 24.3 page 295 présente les différentes géométries de ce bloc.

 Vue de dessus Rectangle			
 Ellipse			
Rapport d'aspect AR :	0.5	2	3

Figure 24.3: Géométries d'injection elliptiques et rectangulaires. Les conventions graphiques qui leurs sont associées figurent dans la section 25.2 page 300, et les marqueurs utilisés sont ceux de la table 25.1 page 300. L'ensemble des caractéristiques expérimentales est présenté dans la table 28.3 page 377.

24.3.2 Géométrie rectangulaire avec angle de *pitch*

Le second bloc ne présente que des géométries rectangulaires de rapport d'aspect $AR=0.5$. L'influence d'une inclinaison du jet suivant la direction transversale est étudiée (angle de pitch $\varphi \geq 0^\circ$). L'idée est de regarder comment la topologie et les propriétés d'un jet penché se dissymé-

trisent avec φ . La figure 26.3 page 323 présente les différentes géométries de ce bloc. L'ensemble des caractéristiques expérimentales sont présentées dans la table 28.4 page 378. Les conventions graphiques qui leurs sont associées figurent dans la section 26.4 page 326, et les marqueurs utilisés dans les figures sont ceux de la table 26.1 page 327.

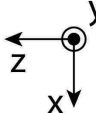



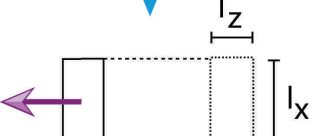
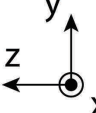

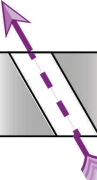
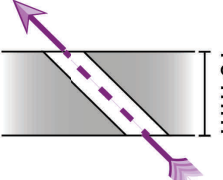
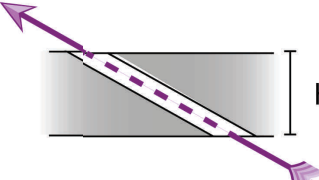
 Vue de dessus				
 Vue de face				
Pitch φ :	0°	30°	45°	60°

Figure 24.4: Géométries d'injection avec un angle de pitch. Les conventions graphiques qui leurs sont associées figurent dans la section 26.4 page 326, et les marqueurs utilisés dans les figures sont ceux de la table 26.1 page 327. Les caractéristiques expérimentales sont présentées dans la table 28.4 page 378.

24.3.3 Géométrie rectangulaire avec angle de *pitch*, et de *skew*

Le troisième bloc ne présente que des géométries rectangulaires à $AR=0.5$. Les géométries rectangle présente un angle de 45° par rapport à la direction du courant ($skew \psi=45^\circ$). Différents angles de φ sont envisagés : des configurations co-courant dans le cas $\varphi>0$, des configurations contre-courant dans le cas $\varphi<0$ et une configuration droite où $\varphi=0^\circ$. L'idée est de considérer cette géométrie comme un demi générateur de vortex, configuration adoptée dans le bloc 4. En raison de la conjugaison des angles successifs, l'aire de sortie de la géométrie a du être réduite afin que son extension longitudinale entre dans les dimensions de la chambre d'injection (Voir figure 27.11 page 374). Afin d'être en mesure de comparer leur caractéristiques avec celles des autres blocs expérimentaux, le débit du jet a été conservé à travers une augmentation de la vitesse moyenne du jet en sortie. Pour conserver également les ratios de vitesses, l'augmentation des vitesses moyenne de jet a donc été accompagnée d'une augmentation de la vitesse d'écoulement. La figure 24.5 page 297 présente les différentes géométries de ce bloc. L'ensemble des caractéristiques expérimentales sont présentées dans la table 28.4 page 378.

Les conventions graphiques qui leurs sont associées figurent dans la section 26.4 page 326, et les marqueurs utilisés dans les figures sont ceux de la table 26.1 page 327.

24.3.4 Géométrie de type Chevron

Le quatrième bloc se concentre sur la géométrie de type "Chevron". Plusieurs géométries sont présentées dans ce chapitre.

Deux orientations du chevron sont étudiées : une pointe vers l'amont, et une pointe vers l'aval.

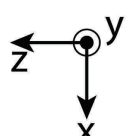





 Vue de dessus					
skew ψ	45°	-45°	45°	-45°	45°
pitch φ	45°	45°	30°	30°	0
Configuration	Co-Courant	Contre-Courant	Co-Courant	Contre-Courant	Droite

Figure 24.5: Géométries d'injection avec angles de pitch et skew. Les conventions graphiques qui leurs sont associées figurent dans la section 26.4 page 326, et les marqueurs utilisés dans les figures sont ceux de la table 26.1 page 327. Les caractéristiques expérimentales sont présentées dans la table 28.5 page 379.

Différents angles de pitch sont introduits permettant des injections droites ($\varphi = 0$), à co-courant ($\varphi > 0$) et à contre courant ($\varphi < 0$).

La figure 24.6 page 298 présente les différentes géométries de ce bloc. L'ensemble des caractéristiques expérimentales sont présentées dans la table 28.6 page 380.

Les tables 28.3 page 377, 28.5 page 379, 28.4 page 378 situées en annexe présentent l'ensemble des valeurs des paramètres des blocs expérimentaux réalisés durant la campagne sur les jets à géométrie de sortie non-circulaire.

Roll	0	0	45°
Configuration	Droite	Droite	Co-Courant
Chevron	pointé vers l'amont	pointé vers l'aval	pointé vers l'aval
Roll	-45°	45°	-45°
Configuration	Contre-Courant	Co-Courant	Contre-Courant
Chevron	pointé vers l'aval	pointé vers l'amont	pointé vers l'amont

Figure 24.6: Géométries d'injection de type chevron. L'ensemble des caractéristiques expérimentales est présenté dans la table 28.6 page 380.

Chapitre 25

Déformation de la géométrie circulaire : Jets transverses solitaires elliptiques et rectangulaires.

25.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons des expériences effectuées sur des jets droits, c'est à dire sans angle d'injection, et de sections de sortie rectangulaires et elliptique. Les aire des sections de sortie ont été choisies pour être égales à celle d'un jet rond de 8 mm de diamètre. Avant de nous lancer sur des géométries plus complexes, nous avons choisi d'étudier des géométries de sortie qui peuvent être considérées comme une simple déformation du jet rond. Les géométries des jets droits elliptiques et rectangulaires conservent toutes deux une double symétrie :

- Une symétrie gauche/droite par rapport au plan médian et qui permet de conserver des champs de vitesse et de vorticité symétrique par rapport au plan médian.
- Une symétrie avant/arrière. Autrement dit on peut retourner la géométrie d'injection sans changer l'écoulement (les figures 25.13*d,e* page 319 présentent des contres-exemples).

Ces deux symétries permettent de caractériser la déformation de la géométrie d'injection par rapport à une géométrie circulaire à l'aide du seul rapport d'aspect, et d'étudier la topologie et les caractéristiques des jets droits non circulaires comme des déformations du jet rond.

Nous nous intéressons ici aux jets dont la dimension transverse n'est pas trop différente de la dimension longitudinale. Si une dimension devient grande devant l'autre, le problème n'est alors plus celui de la déformation d'un jet rond, mais plutôt celui de l'interaction entre une nappe et un écoulement transverse, des instabilités de nappes, des perforations de nappes etc... On peut ainsi considérer que cela limite notre étude à des rapports d'aspects $AR < 4$.

Historiquement, beaucoup moins d'études¹ ont été consacrées aux jets à géométrie non circulaire.

Cela s'explique déjà par les avantages offerts par la symétrie de rotation de la géométrie circulaire : elle est plus facile à mettre en place expérimentalement, à modéliser théoriquement, et à implémenter numériquement.

1. Les d'études menées sur ces géométries ont probablement été effectuées par l'industrie et ont donc abouties à moins de publications.

Ainsi, de nombreuses équipes ayant travaillé en amont sur le jet libre, se sont ensuite intéressées à la thématique du jet transverse.

La géométrie elliptique est la plus proche de celle d'un cercle. Elle se caractérise par un rayon de courbure variant continument le long du périmètre. Elle a été d'abord comparée aux géométries circulaire et rectangulaire dans l'article de Haven et Kurosaka (1997) [81]. Plusieurs études poussées ont ensuite réalisées par l'équipe de New & al à l'aide de visualisations par colorant sur la topologie du JICF elliptique [99, 51], sur l'appariement en champ proche des LEVs/TEVs [87], à l'aide de mesure PIV sur la dynamique du plan de symétrie en champ proche [86, 4], et sur les trajectoires du JICF elliptiques [43]. Plusieurs autres études ont également intégrées des jets elliptiques dans le cadre d'une comparaison de géométries [93, 53].

Les géométrie rectangulaires et carrés solitaires ont également été étudiées par Haven et Kurosaka [81]. A noter également les travaux de Gutmark & al (2008) [53] et ceux de Sau & al [104, 105]. Une caractéristique propre à ces géométries est la présence de tourbillons de coins.

25.2 Conventions graphiques

Dans l'ensemble du chapitre, un dégradé croissant de rouge proportionnel au VR est associé à la branche positive, tandis qu'un dégradé croissant de bleu est associé à la branche négative. La table 25.1 synthétise l'ensemble des marqueurs représentant chacune des configurations de cette section.

n°	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
VR	0.5	1	2	0.5	1	2	0.5	1	2	0.5	1	2
Marqueur employé	<	<	<	>	>	>	▽	▽	▽			
n°	13	14	15	16	17	18	19	20	21			
VR	0.5	1	2	0.5	1	2	0.5	1	2			
Marqueur employé	△	△	△	☆	☆	☆	★	★	★			

Table 25.1: Conventions graphiques associées aux expériences utilisées dans le chapitre "Jets transverses solitaires elliptiques et rectangulaires".

25.3 Champ moyen : considérations topologiques

25.3.1 Topologie tourbillonnaire

La figure 25.1 page 301 présente à l'aide d'une isosurface de $\lambda_{Ci\ 3D} = 1\ s^{-1}$ colorée en $\lambda_{Ci\ YZ}$, la topologie moyenne de l'écoulement de la même manière que celle présentée page 135. A première vue, on ne voit pas de grosse différence par rapport au cas du jet rond. On retrouve la double branche du CRVP connectée en champ proche. Pour la valeur d'isosurface retenue, l'intensité du HSV n'est pas comparable à celle du CRVP et n'apparaît donc pas.

Les figures 25.1a, b présentent une variation du ratio de vitesses pour une géométrie rectangulaire de rapport d'aspect AR=0.5 de la sortie du jet. Sans surprise, la trajectoire du CRVP s'élève avec le ratio de vitesses.

Les figures 25.1a, c présentent une variation de rapport d'aspect pour une géométrie rectangulaire à VR=1. La trajectoire est plus basse dans le cas AR=3. Enfin, les figures 25.1c, d présentent une variation de géométrie de sortie entre une configuration rectangulaire et elliptique qui ne se traduit par aucun changement visible de la hauteur du CRVP.

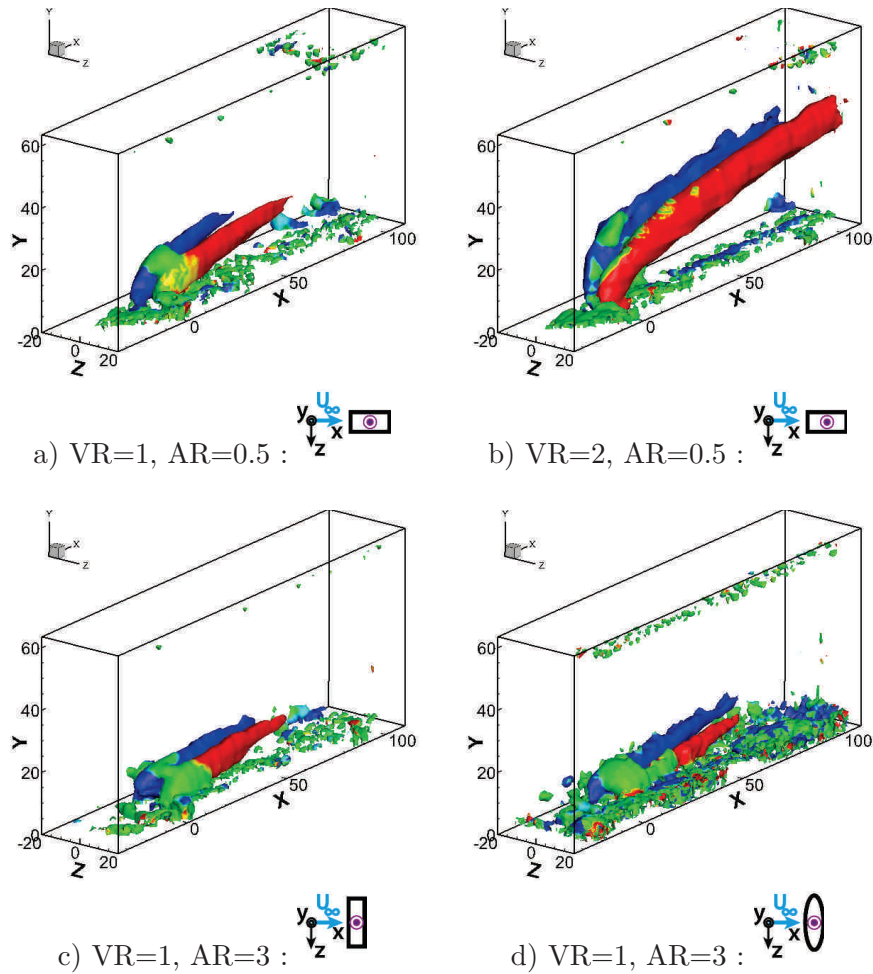


Figure 25.1: Isosurface de $\lambda_{Ci\ 3D} = 1\ s^{-1}$ colorée en $\lambda_{Ci\ YZ}$ positif en rouge et négatif en bleu. a). Expérience n°20, VR=1, géométrie rectangulaire, AR=0.5, b). Expérience n°21, VR=2, géométrie rectangulaire, AR=0.5, c). Expérience n°14, VR=1, géométrie rectangulaire, AR=3, d). Expérience n°2, VR=1, géométrie elliptique, AR=3. (Table 28.3 page 377)

25.3.2 Variation de VR

La figure 25.3 page 303 (resp.25.2) présente à l'aide de plans de coupe en $X=50\ mm$, l'évolution longitudinale des champs de vitesses longitudinales et verticales pour les expériences n° 7 à 9 (resp. expériences n° 19 à 21), où pour une géométrie de sortie elliptique (resp. rectangulaire) de rapport d'aspect AR=0.5, le ratio de vitesses est varié entre 0.5 et 2.

Des iso-contours de $\lambda_{Ci\ YZ}$ marquent l'emplacement du CRVP. La branche positive sont marqués en traits pleins, et la branche négative en pointillés. Pour VR=0.5, les iso-contours sont situés tous les 0.2 entre -2 et 2, pour VR=1, les iso-contours sont situés tous les 0.5 entre -4 et 4 et pour VR=2, les iso-contours sont situés tous les 1 entre -8 et 8. Similairement au jet à section de sortie circulaire, une augmentation de ratio de vitesses se traduit par une augmentation de la hauteur des structures tourbillonnaires composants le CRVP. Ce résultat est indépendant de la géométrie de sortie.

Pour la configuration elliptique à VR=2, on observe la présence d'une double paire de tourbillons contra-rotatifs. La présence exclusivement à haut VR de ce double CRVP est logique : pour $VR \geq 1$, la couche de cisaillement amont ne produit pas ou peu de LEVs et le CRVP est uniquement issu des contributions des jambes des TEVs. Or comme l'ont montré Haven et

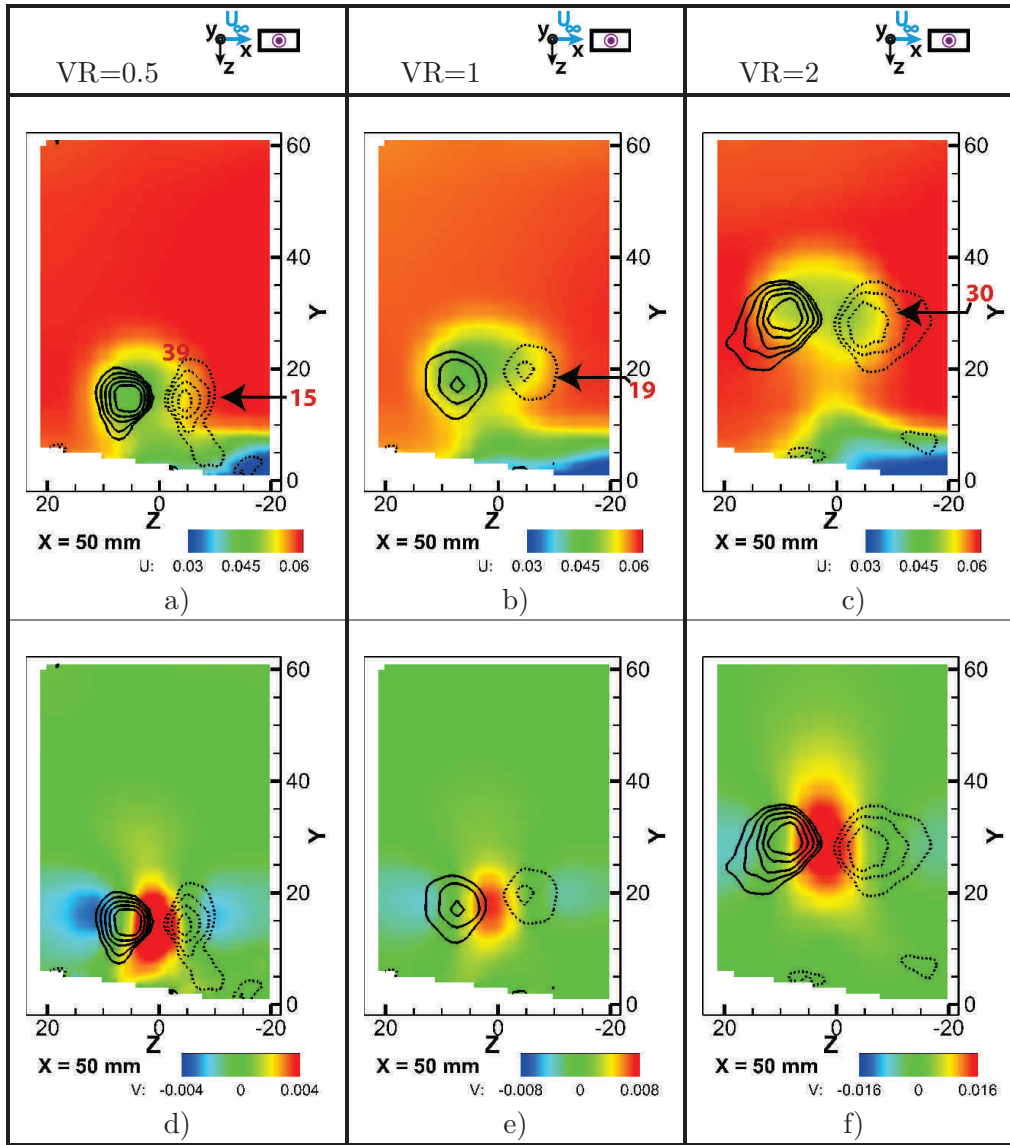


Figure 25.2: Géométrie de sortie rectangulaire de rapport d'aspect $AR=0.5$. Plans de coupe situés en $X=50$ mm et colorés en : a), b) & c) vitesse longitudinale U , e), d), f) vitesse verticale V . a) & d) Expérience n°19 $VR=0.5$, b) & e) Expérience n°20 $VR=1$, c) & f) Expérience n°21 $VR=2$. (Table 28.3 page 377)

Kurosaka [81], puis New & al [51], ces structures sont directement issues de repliements supplémentaires de la couche de cisaillement amont.

La présence de ces structures amont supplémentaires se traduit donc par une modification de la hauteur du CRVP. En effet, les contributions des bras des LEVs vont contribuer à l'intensité tourbillonnaire du CRVP et donc à l'auto-induction. Les positions des maxima de vitesse verticale dus au CRVP sont présentées dans la table 25.2. Sans surprise donc, la position du maximum de verticale évolue non-linéairement avec le ratio de vitesses. La table 25.2 présente une autre caractéristique remarquable : l'évolution du relèvement de la trajectoire est dépendante de la géométrie de sortie.

Les géométries elliptiques ont une plus grande amplitude de variation de la trajectoire : à bas VR , les trajectoires issues des injections elliptiques sont plus basses que celles issues des injections

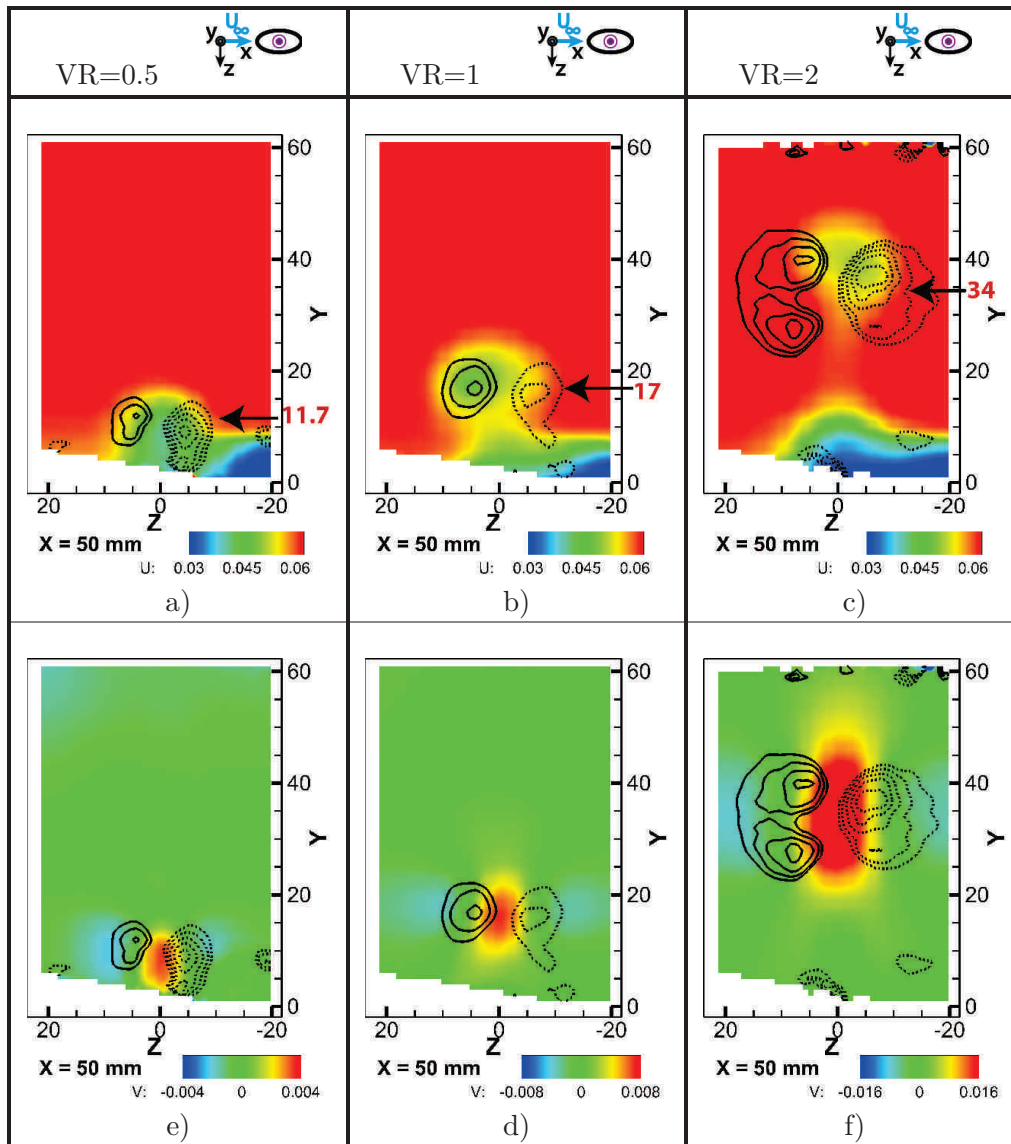


Figure 25.3: Géométrie de sortie elliptique de rapport d'aspect $AR=0.5$. Plans de coupe situés en $X=50$ mm et colorés en : a),b)&c) vitesse longitudinale U , e),d),f) vitesse verticale V . a)&d) Expérience n°7 $VR=0.5$, b)&e) Expérience n°8 $VR=1$, c)&f) Expérience n°9 $VR=2$.

n°	7	8	9	19	20	21
	Ellipse, $AR=0.5$			Rectangle, $AR=0.5$		
VR	0.5	1	2	0.5	1	2
$Y_{\max} V$ (mm)	11.7	17	34	15	19	30

Table 25.2: Positions du maximum de vitesse verticale du CRVP en fonction de la géométrie et du ratio de vitesses. Ces positions sont visibles dans les figures 25.2 et 25.3.

rectangulaires tandis qu'elles sont plus hautes à haut VR.

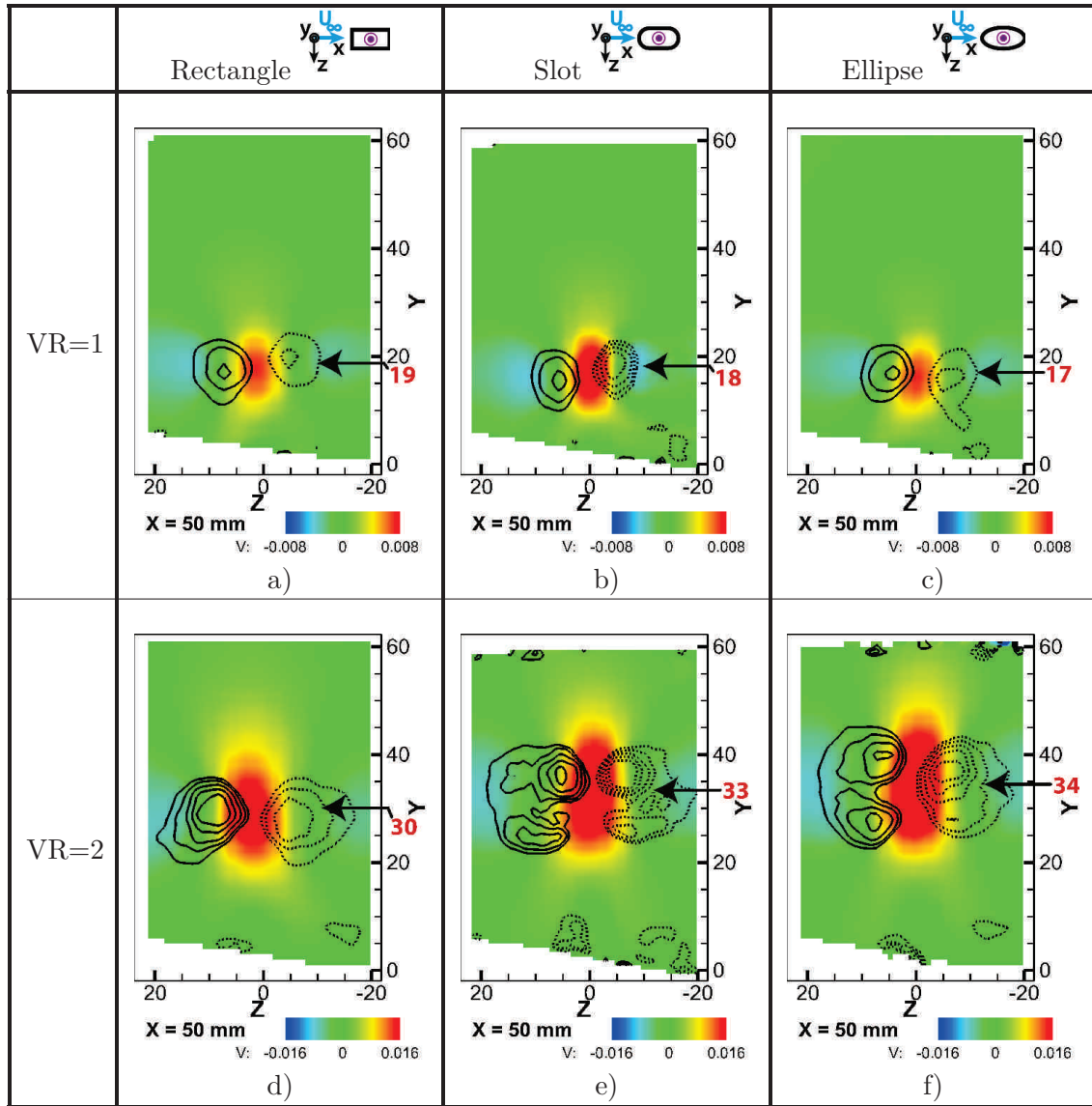


Figure 25.4: Pour différentes géométries à rapport d'aspect $AR=0.5$, plans de coupe situés en $X=50$ mm et colorés en vitesse verticale V . a),b)&c) $VR=1$. e),d),f) $VR=2$. a)&d) Expériences n°20, 21. Géométrie rectangulaire, b)&e) Expériences n°11, 12. Géométrie "Slot" : Ajout de congés ronds à la géométrie rectangulaire, c)&f) Expériences n°8, 9. Géométrie elliptique. (Table 28.3 page 377)

25.3.3 Variation de Géométrie

La figure 25.4 page 304 présente le champ de vitesses verticales dans un plan longitudinal situé en $X=50$ mm, pour différentes géométries d'injection de rapport d'aspect $AR=0.5$ et pour les ratios de vitesses $VR=1$ et 2. Comme dans la figure 25.3, des iso-contours de λ_{Ci} YZ marquent l'emplacement du CRVP, la branche positive en traits pleins, la branche négative en pointillés.

La figure 25.4 permet de constater deux effets importants attribuables à la géométrie d'injection :

- La différence essentielle introduite par la variation de la géométrie de sortie se situe dans la présence pour certaines configurations d'une double branche de tourbillons contra-rotatifs

(déjà observée dans d'autres études [81, 51]). Cette double branche n'est pas observée pour les configurations rectangulaires, et semble reliée à la présence d'un rayon de courbure continu en amont. Pour tester cette hypothèse, une légère déformation de la géométrie rectangulaire a été effectuée en arrondissant les coins, et est présentée dans les figures 25.4*b*, *e*. On retrouve bien une topologie présentant deux CRVP.

- La seconde différence importante tient dans le relèvement de la trajectoire du CRVP lorsque le rayon de courbure amont est augmenté : plus basse pour les géométries rectangulaires que les géométries elliptiques.

Géométries	Rectangle	Slot	Ellipse	Rectangle	Slot	Ellipse
VR	1	1	1	2	2	2
$Y_{\max} \text{ V (mm)}$	19	18	17	30	33	34

25.3.4 Variation de AR

La figure 25.5 page 306 présente à l'aide de plans de coupe situés en $X=50$ mm, l'évolution longitudinale des champs de vitesses longitudinales et verticales pour les expériences 18, 21 et 24, où pour un ratio de vitesses $VR=2$ et une géométrie de sortie elliptique, le rapport d'aspect AR est modifié entre 0.5 et 3.

Très clairement une augmentation du rapport d'aspect se traduit par un rabaissement des structures tourbillonnaires composant le CRVP.

La conjonction de plusieurs phénomènes explique ce résultat :

- Tout d'abord, l'orientation même du jet joue sur la surface du jet exposée à l'écoulement transverse. Lorsque le rapport d'aspect AR est augmenté, la surface de contact entre le jet et le crossflow augmente elle aussi ce qui permet une réorientation plus rapide de la quantité de mouvement du jet dans la direction du crossflow. Au contraire à bas AR, seule une petite partie de la quantité de mouvement du jet est exposée à l'influence du crossflow : le jet pénètre plus loin dans l'écoulement.
- Enfin, le rapport d'aspect conditionne le développement et le sens de rotation de la paire secondaire de tourbillons contra-rotatifs. A bas AR, un second CRVP contribue de façon positive à l'élévation du jet par auto-induction. Bien qu'elle n'ait pas été clairement observée sur les champs moyens², les configurations à hauts rapports d'aspect peuvent aussi développer une paire secondaire de tourbillons contra-rotatifs. Cette paire secondaire tourne cependant dans le sens inverse de la paire principale. Elle génère en son sein une vitesse verticale négative plutôt que positive et contribue donc à abaisser la trajectoire du jet.

25.4 Trajectoire des CRVP

La figure 25.6 page 307 présente l'ensemble des trajectoires de CRVP extraites à l'aide de la méthodologie présentée dans la section 8.3 page 92 de la partie **Méthodes Numériques**.

La figure 25.6*b* page 307 présente la variation de hauteur de trajectoire de CRVP avec le rapport d'aspect pour la géométrie elliptique.

La figure 25.6*c* page 307 présente pour l'ensemble des expériences la relation entre le ratio de

2. dans la figure 25.5*a*, *d*, on observe peut être une branche secondaire négative au-dessus de la branche positive

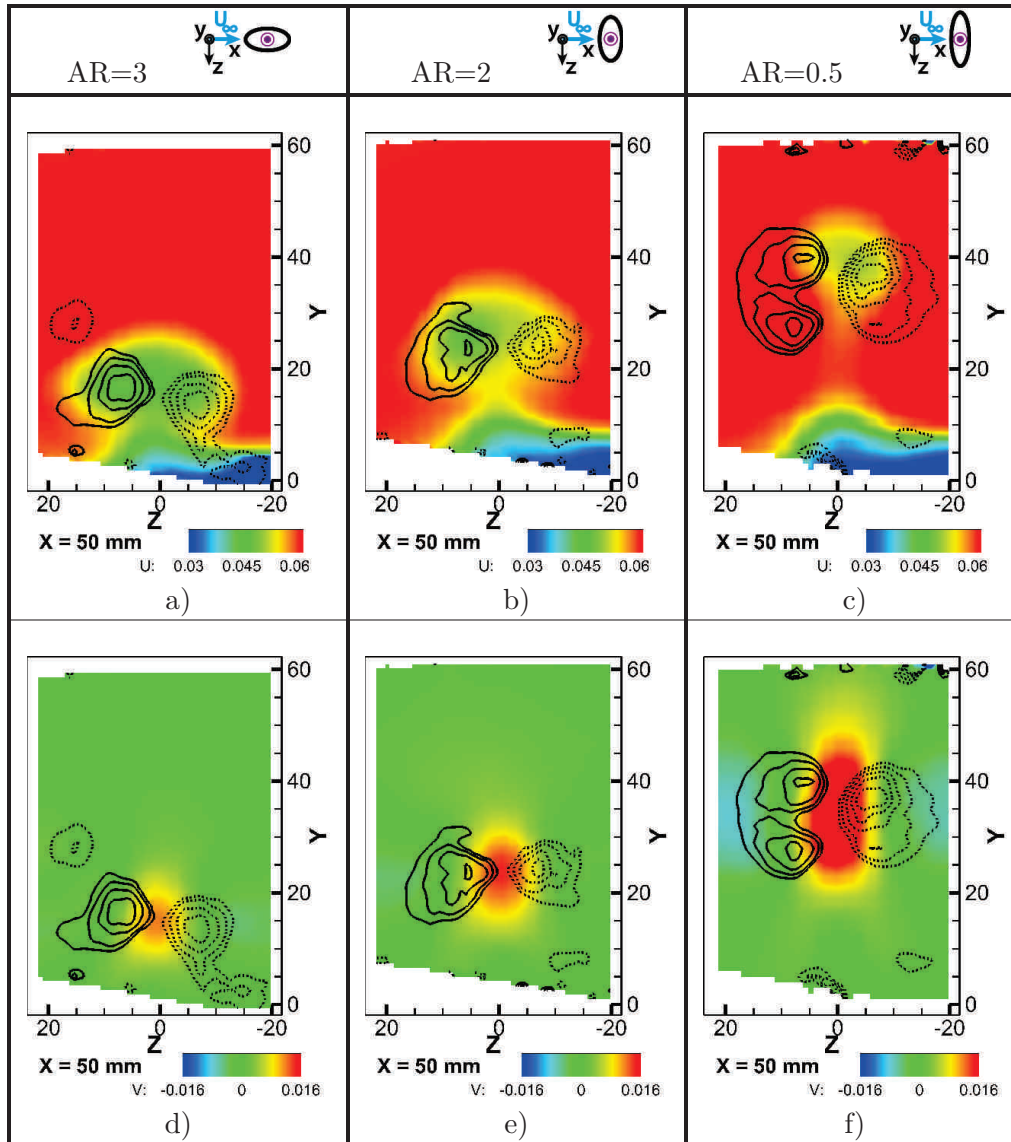


Figure 25.5: Géométrie de sortie elliptique pour un ratio de vitesses $VR=2$. Plans de coupe situés en $X=50$ mm et colorés en : a),b)&c) vitesse longitudinale U , e),d),f) vitesse verticale V . a)&d) Expérience n°3 $AR=3$, b)&e) Expérience n°6 $AR=2$, c)&f) Expérience n°9 $AR=0.5$. (Table 28.3 page 377)

vitesses et la hauteur de trajectoire du CRVP. La hauteur de trajectoires est moyennée en fin de domaine sur l'intervalle $X=80$ à 90 mm, alors que les écarts de trajectoires sont les plus prononcés.

A l'aide de ces figures, deux comportements importants sont remarqués :

1. Cette figure montre que comme dans le cas du jet rond, les trajectoires des jets droits elliptiques et rectangulaires se relèvent lorsque le ratio de vitesses est augmenté.

Comme on l'avait constaté à l'occasion des plans de coupe de la figure 25.4, à bas VR la géométrie rectangulaire pénètre plus haut dans l'écoulement. Cette tendance s'inverse à plus haut ratio de vitesses pour $VR=2$.

Sans apporter de réponse définitive, nous expliquons ce comportement de la façon suivante :

- A bas ratio de vitesses, la quantité de mouvement du jet est très rapidement ré-

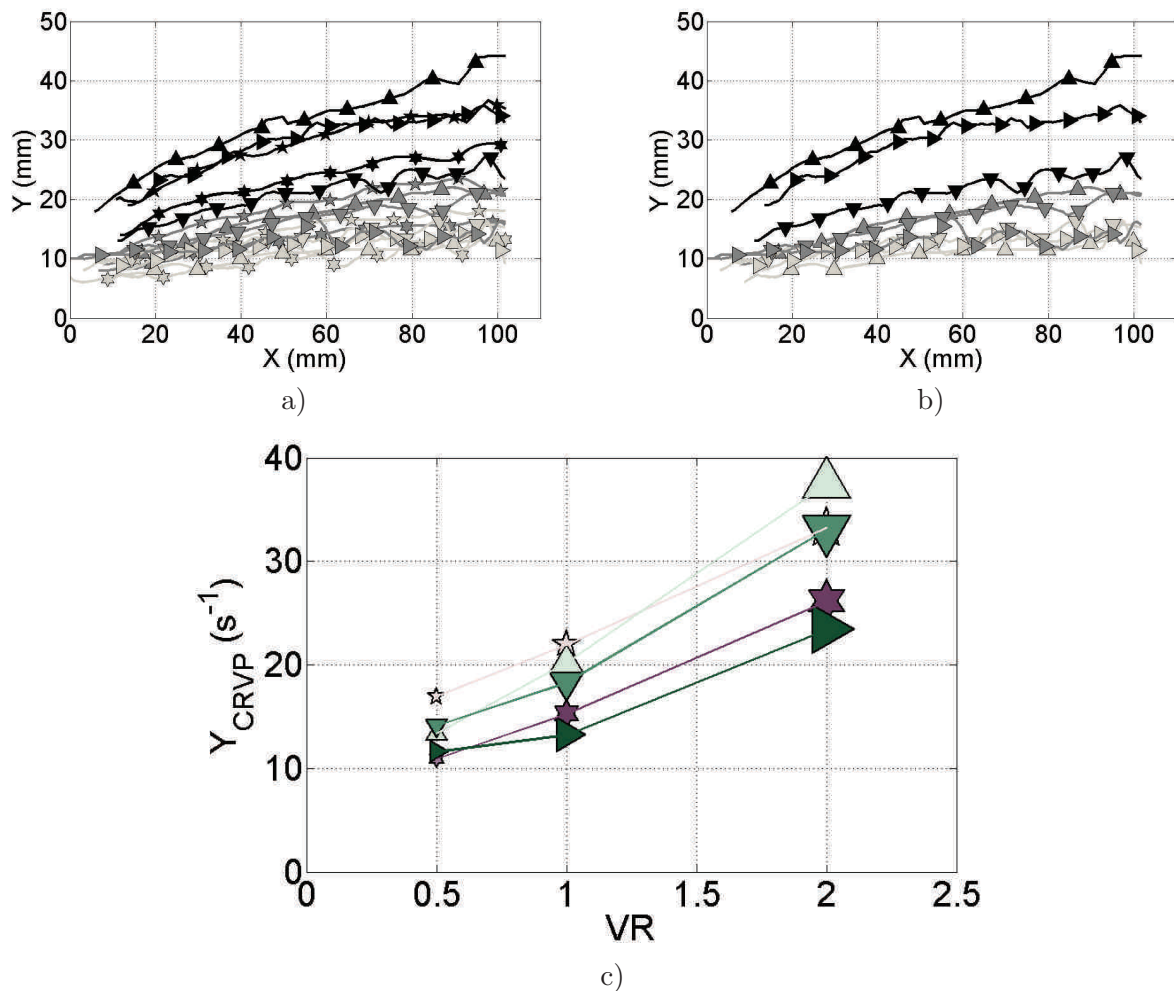


Figure 25.6: a) Ensemble des trajectoires des CRVP. b) Expériences n° 1 à 9 (Table 28.3 page 377). Configurations elliptiques. c) Relation hauteur de trajectoire en fonction du VR pour l'ensemble des expériences. La hauteur de trajectoires est moyennée en fin de domaine sur l'intervalle $X=80$ à 90 mm. Les marqueurs utilisés sont ceux des tables 25.1 page 300

orientée dans la direction longitudinale par le crossflow. Autrement dit, les régions potentielles et de transition³ sont confinées à un très proche voisinage de l'origine. Très rapidement le jet se retrouve dans la région d'auto-similarité, où le déplacement dans la direction verticale n'est plus dû qu'à l'auto-induction du CRVP.

Or comme on l'a montré au paragraphe précédent, l'intensité tourbillonnaire du CRVP à ces faibles ratios de vitesses est principalement issue des bras des TEVs dont l'intensité tourbillonnaire est peu dépendante de la géométrie (figure 25.10 page 314). Une telle variation de hauteur de trajectoire ne s'explique donc pas par une variation d'intensité tourbillonnaire mais par l'influence d'un autre paramètre.

Dans les expériences que nous avons effectuées, nous avons gardé constante l'aire des buses de sortie de manière à conserver une aire équivalente à celle d'un jet rond de 8mm de diamètre. D'une géométrie à une autre, pour conserver le rapport d'aspect, il est nécessaire de faire varier légèrement les longueurs l_x , les largeurs l_z et les diamètres hydrauliques d_H varient légèrement d'une géométrie à une autre. Comme on l'a montré dans les sections 17.6 et 17.8 pages 225 et 229 consacrées au jet rond, le

3. On en a parlé dans la section 11.3 page 111

rapport δ/d a une influence significative sur la trajectoire. La variation du rapport, ou des rapports l_x/d , l_y/d , d_H/d est responsable de cette différence de hauteur de trajectoire à bas VR.

- A plus haut ratio de vitesses, étant donné que les intensités tourbillonnaires des CRVP des deux configurations sont égales⁴, l'explication n'est pas à chercher dans la dynamique du champs lointain auto-similaire, mais dans celle du champ proche. A partir de là, deux phénomènes sont susceptibles d'avoir une influence :

- Comme le montre l'article de New & al (2006) [43], et dans la continuité des réflexions de Yuan et Street (1999) [50] sur l'entraînement, l'intensité tourbillonnaire des LEVs et TEVs joue sur l'entraînement du jet, en favorisant la pénétration du jet par le crossflow et en améliorant ainsi les propriétés de mélange du jet en champ proche. Cette amélioration du mélange en champ proche permet ainsi à la quantité de mouvement transportée par le crossflow d'influer plus efficacement sur la quantité de mouvement du jet. Tout autre paramètre maintenu constant par ailleurs, cela modifie ainsi la trajectoire du jet en champ proche.

Cette hypothèse se trouve confortée par les intensités tourbillonnaires instantanées des LEVs et TEVs présentées dans la figure 25.10 page 314. En moyenne, l'intensité des LVs⁵ de la géométrie rectangulaire vaut $It_{LV} = 0.4 \text{ s}^{-1}$ alors que pour la configuration elliptique $It_{LV} = 0.47 \text{ s}^{-1}$. Le mélange entraîné par les LVs est donc plus important pour la géométrie elliptique ce qui rabaisse la trajectoire.

- L'autre phénomène est directement issu des différences géométriques des sections d'injection, et induit des différences de répartition spatiale de la quantité de mouvement transportée par le jet, le $r_{m,jet}$. Comme on l'a souligné plus haut, la conservation du débit du jet entraîne une variation des longueurs l_x et largeur l_z du jet. De manière à travailler à iso-aire, iso-vitesse moyenne, iso-rapport d'aspect, cela impose non seulement que $l_{xEllipse} > l_{xRectangle}$ et $l_{yEllipse} > l_{yRectangle}$ ⁶ mais également des vitesses maximales de jet en centre de buse telles que $V_{maxRectangle} > V_{maxEllipse}$. Certaines études prennent d'ailleurs comme définition du ratio de vitesses $VR = V_{max}/U_\infty$ au lieu de $VR = \bar{V}/U_\infty$. Dans notre cas, la différence de profils de vitesse et de V_{max} jouent en faveur du jet rectangulaire, qui plus compact, pénètre plus dans l'écoulement.

2. La trajectoire des CRVP est abaissée lorsque le rapport d'aspect AR est augmenté. Ce comportement est issu de la conjonction de deux phénomènes :

- Comme on l'a souligné au paragraphe précédent la répartition en quantité de mouvement qui résulte des profils de vitesse, de la compacité du jet a une influence importante. Un rapport d'aspect élevé expose au crossflow une surface de jet plus grande. La réorientation de la quantité de mouvement transportée par le jet dans la direction de l'écoulement en est donc facilitée. A contrario, un petit rapport d'aspect expose à l'écoulement transverse une surface moindre, ce qui "protège" une partie de la quantité de mouvement du jet et permet au jet de pénétrer plus loin dans l'écoulement en champ proche.
- De plus, un rapport d'aspect plus élevé se traduit par une largeur de jet⁷ l_z plus importante. A intensité tourbillonnaire égale, l'augmentation de la distance entre les

4. comme en témoigne la figure 25.7b page 310

5. Loop Vortices

6. Pour rattraper l'aire présentes dans les coins du rectangle

7. Voir la figure 25.11 page 315.

branches du CRVP diminue alors l'auto-induction entre celles-ci et donc l'élévation du CRVP.

25.5 Intensité tourbillonnaire des CRVP en champs moyen

La figure 25.7a page 310 présente pour l'ensemble des expériences, l'évolution de l'intensité tourbillonnaire des branches positive et négative du CRVP suivant la direction longitudinale .

Sans surprise, on constate que les branches positive et négative du CRVP ont la même intensité tourbillonnaire.

La figure 25.7b présente l'influence du ratio de vitesses et de la géométrie d'injection, pour un même rapport d'aspect $AR=0.5$, tandis que la figure 25.7c présente l'influence du ratio de vitesses et du rapport d'aspect pour une même géométrie d'injection, la géométrie elliptique. Ces figures montrent que, quelque soit le rapport d'aspect et la géométrie de sortie, l'intensité tourbillonnaire croît avec le ratio de vitesses. Comme il a été montré dans le chapitre consacré au jet circulaire, cette croissance est due à l'augmentation de la vitesse de jet. L'intensité tourbillonnaire des CRVP ne dépend pas ou très peu de la vitesse de l'écoulement⁸.

De manière à faciliter la lecture de ces courbes, la figure 25.7d met en relation l'intensité tourbillonnaire et le VR pour l'ensemble des expériences. L'intensité tourbillonnaire est moyennée sur l'intervalle $X=30$ à 90 mm, afin de dégager les tendances globales associées à chaque configuration. Les courbes de même couleur correspondent à un même rapport d'aspect et un même ratio de vitesses.

On constate que la géométrie de sortie n'a pas d'influence significative sur l'intensité tourbillonnaire des CRVP des champs de vitesse moyen.

En revanche, le rapport d'aspect a un impact non négligeable sur l'intensité tourbillonnaire des CRVP. On constate différents comportements en fonction du ratio de vitesses :

- Pour les ratios de vitesses plus bas, les faibles rapports d'aspects produisent des CRVP d'intensité tourbillonnaire plus forte.
- Pour les ratios de vitesses proches de $VR=1$, l'influence du rapport d'aspect s'inverse.
- Pour les ratios de vitesses élevés $VR=2$, les faibles rapports d'aspects produisent à nouveau des CRVP d'intensité tourbillonnaire plus forte.

Ces comportements des intensités tourbillonnaires de CRVP moyens trouvent leurs origines dans la dynamique des structures instantanées. Le CRVP est un produit du balayage de l'espace par les bras des LEVs et TEVs, structures tourbillonnaires instantanées des couches cisailées amont et aval. Comme on l'a déjà souligné avant, les LEVs ne se développent pas et sont absents dans le cas des bas ratios de vitesses. A ces ratios de vitesses, le CRVP est donc issu de la seule contribution des TEVs.

Ainsi, à faible ratio de vitesses, lorsque seuls les TEV contribuent à l'intensité du CRVP, les intensités tourbillonnaires des structures tourbillonnaires longitudinales de la face aval sont plus fortes pour les petits rapports d'aspect. Ce résultat plaide en faveur du mécanisme de renforcement de l'intensité tourbillonnaires des bras et des jambes des LEVs/TEVs proposé dans la figure 19.8 page 267.

Par contre, lorsque le ratio de vitesses est augmenté, l'intensité tourbillonnaire du CRVP est composée des contributions des TEVs et des LEVs.

Dans leur article de 2003 sur les jets elliptiques dans un écoulement transverse, New, Lim et

8. Ce pourquoi le VR a été varié par l'intermédiaire de la vitesse de jet

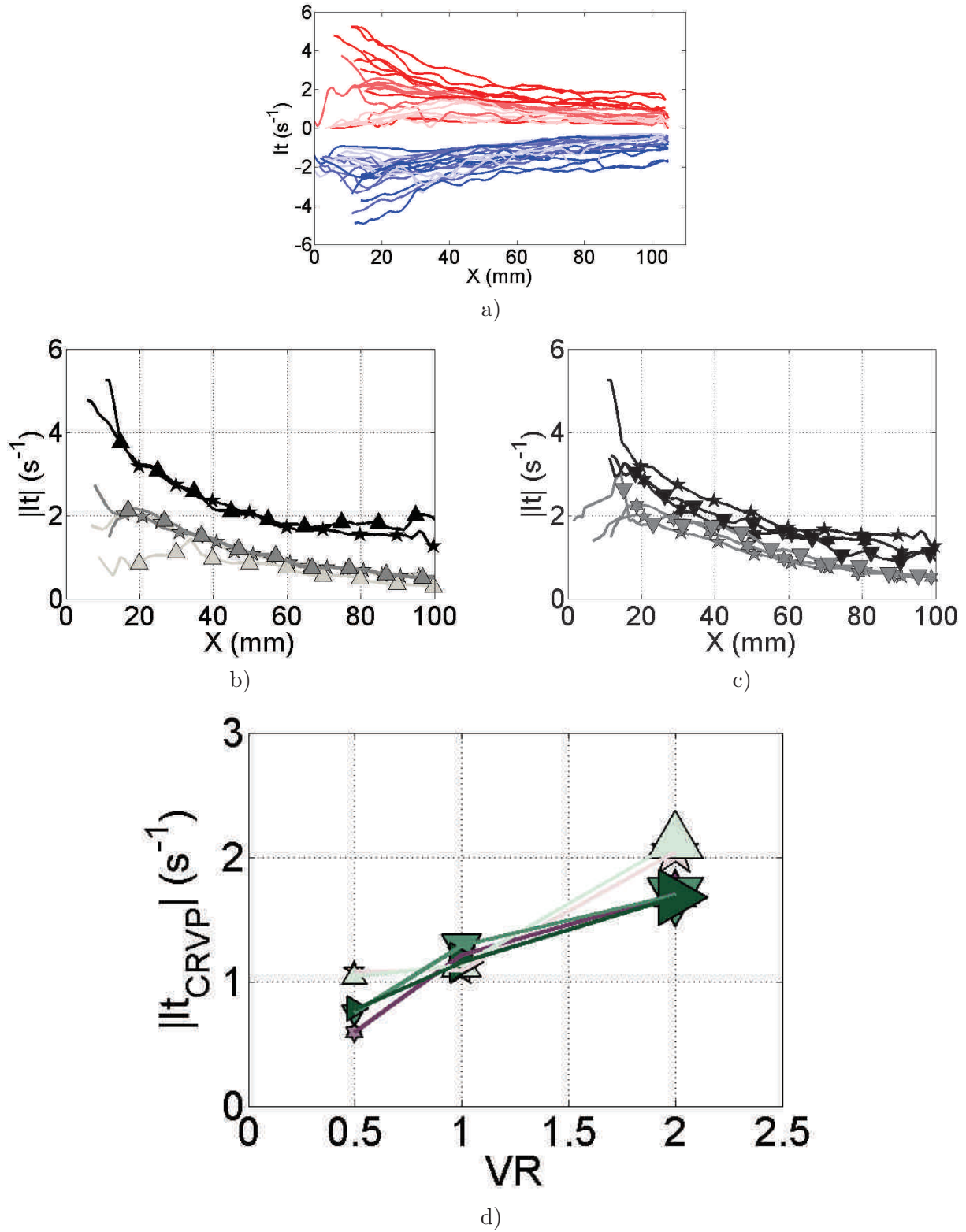


Figure 25.7: a) Ensemble des intensités tourbillonnaires positives et négatives des branches du CRVP. b) Expériences n° 7, 8, 9, 19, 20, 21. $AR = 0.5$ c) Expériences n° 2, 3, 5, 6, 8 et 9. (Table 28.3 page 377). Configurations elliptiques. d) Relation entre l'intensité tourbillonnaire et le VR pour l'ensemble des expériences. L'intensité tourbillonnaire est moyennée sur l'intervalle $X = 30$ à 90 mm. Les marqueurs utilisés sont ceux des tables 25.1 page 300.

Luo [51] présentent des visualisations au colorant de jets elliptiques pour différents rapports d'aspect. Il montrent qu'à la différence de la couche cisailée aval la couche cisailée amont voit se développer des structures instationnaires très différentes en fonction du rapport d'aspect :

- Pour des rapports d'aspects $AR < 1$, la destabilisation de la couche cisailée amont produit d'autres structures tourbillonnaires (issues de repliements supplémentaires de la couche cisailée amont). Ces tourbillons sont structurées comme des LEVs et ils contribuent positivement à l'effet global de rotation des branches du CRVP instantané.
- Au contraire, pour des rapports d'aspects $AR > 1$, les repliements supplémentaires de la couche cisailée amont produisent des tourbillons tournant dans un sens opposé à celui des LEVs. Ils diminuent donc l'intensité du CRVP.

Ainsi dans les deux cas, $VR > 1$ et $VR < 1$, les configurations $AR < 1$ présentent des intensités tourbillonnaires plus fortes que $AR > 1$.

Comment expliquer que ce ne soit plus le cas pour $VR \approx 1$?

Nous pensons que l'explication est à chercher du côté des intensités de cisaillement de la couche cisailée amont, et de la concurrence entre la mise en place des structures tourbillonnaires amont primaires et secondaires.

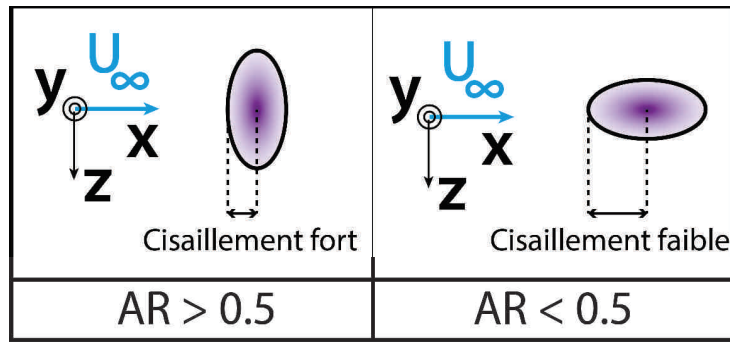


Figure 25.8: Effet du rapport d'aspect sur l'intensité du cisaillement de la couche cisailée amont (représenté à l'aide d'un gradient de couleur).

Comme le montre la figure 25.8, le gradient de vitesses de la couche de cisaillement amont est plus faible dans le cas $AR > 1$ que dans le cas $AR < 1$. Or comme le montre les travaux de New & al [43], une couche de cisaillement plus épaisse et moins intense est plus stable et produit moins de structures, et des structures moins fortes qu'une couche cisailée plus fine et intense. Cette remarque permet de développer le raisonnement suivant :

- Pour les petits rapports d'aspect $AR < 1$:
 - entre $VR=0.5$ et 1, aucune structure amont (ou alors des structures faibles) ne contribue à l'augmentation de l'intensité tourbillonnaire du CRVP.
 - Pour $VR>1$, la couche cisailée amont devient suffisamment intense pour se déstabiliser et générer des structures tourbillonnaires. Les influences des structures tourbillonnaires amont primaire et secondaire se cumulent et résultent en une forte augmentation de l'intensité tourbillonnaire.
- Au contraire, pour les grands rapports d'aspect $AR > 1$ en raison d'une couche de cisaillement amont plus fine et intense, des structures tourbillonnaires amont sont présentes même à bas VR. Nous expliquons alors la différence de croissance de l'intensité tourbillonnaire

entre bas et hauts VR par des seuils d'apparitions différents des structures tourbillonnaires amont primaires et secondaires.

- entre VR=0.5 et 1, les premières structures tourbillonnaires amont à apparaître sont les structures tourbillonnaires amont primaires, les LEVs classiques, dont l'intensité tourbillonnaire contribue de façon positive à l'intensité tourbillonnaire du CRVP.
- Au-delà de VR=1, la couche cisailée amont subit des repliements supplémentaires qui donne naissance aux structures tourbillonnaires amont secondaires, dont l'intensité tourbillonnaire contribue de façon négative à l'intensité tourbillonnaire du CRVP. La coexistence des structures tourbillonnaires amont primaires et secondaires résulte alors en un taux de croissance plus modéré de l'intensité tourbillonnaire du CRVP.

25.6 Vitesse vertical en outflow

La figure 25.9a page 313 présente les vitesses d'inflow (en bleu) et d'outflow (en rouge) générées par le CRVP dans les champs moyens de vitesses. Comme on peut s'y attendre, les vitesses d'inflow⁹ V_{inflow} et d'outflow¹⁰ $V_{outflow}$ augmentent avec l'augmentation du ratio de vitesses. Il n'est alors pas étonnant que ces vitesses verticales qui sont générées par le CRVP présentent une évolution en fonction du ratio de vitesses semblable à celle de l'intensité tourbillonnaire du CRVP. Cette similarité est illustrée par la figure 25.9b qui présente la vitesse moyenne pour chaque configurations des zones d'inflow et d'outflow. On observe les mêmes évolutions des courbes avec le ratio de vitesse et le rapport d'aspect. Cette dynamique d'évolution est juste moins marquée sur les zones d'inflow que sur les zones d'outflow qui sont amplifiées par l'interaction des branches positive et négatives du CRVP.

La figure 25.9c présente justement l'évolution du rapport de la vitesse d'inflow par l'intensité tourbillonnaire du CRVP avec la direction longitudinale. Le bruit expérimental mis à part, ces deux grandeurs sont effectivement corrélées en tout point de la trajectoire du CRVP.

La figure 25.9d présente l'évolution du rapport de la vitesse d'outflow par la vitesse d'inflow avec la direction longitudinale. Là également, le rapport de ces deux grandeurs est constant sur l'ensemble de la trajectoire du CRVP. Lorsque le ratio de vitesses est diminué, ces courbes tendent vers une valeur de $V_{outflow}/V_{inflow} = 2$. Ce cas de figure, $V_{outflow} = 2 \cdot V_{inflow}$, correspond à la situation où, en l'absence d'auto-induction, la vitesse d'outflow située entre les deux bras du CRVP correspond uniquement à la somme algébrique des vitesses générées par chacun des bras.

Ce rapport de vitesses est important d'un point de vue contrôle : le déséquilibre des vitesses verticales positives et négatives permettra un transport de quantité de mouvement dans une direction.

L'intégration de ces courbes sur l'intervalle $X=[20, 70]$ mm permet d'obtenir une valeur moyenne sur l'espace de ce ratio pour l'ensemble des courbes.

La 25.9e présente l'évolution de ces valeurs moyenne de $V_{outflow}/V_{inflow}$ en fonction du ratio de vitesses. On constate également une vitesse d'outflow plus forte à bas et hauts VR pour les cas $AR = 0.5$, et un comportement indépendant du rapport d'aspect vers $VR \approx 1$

9. à l'extérieur du CRVP

10. à l'intérieur du CRVP

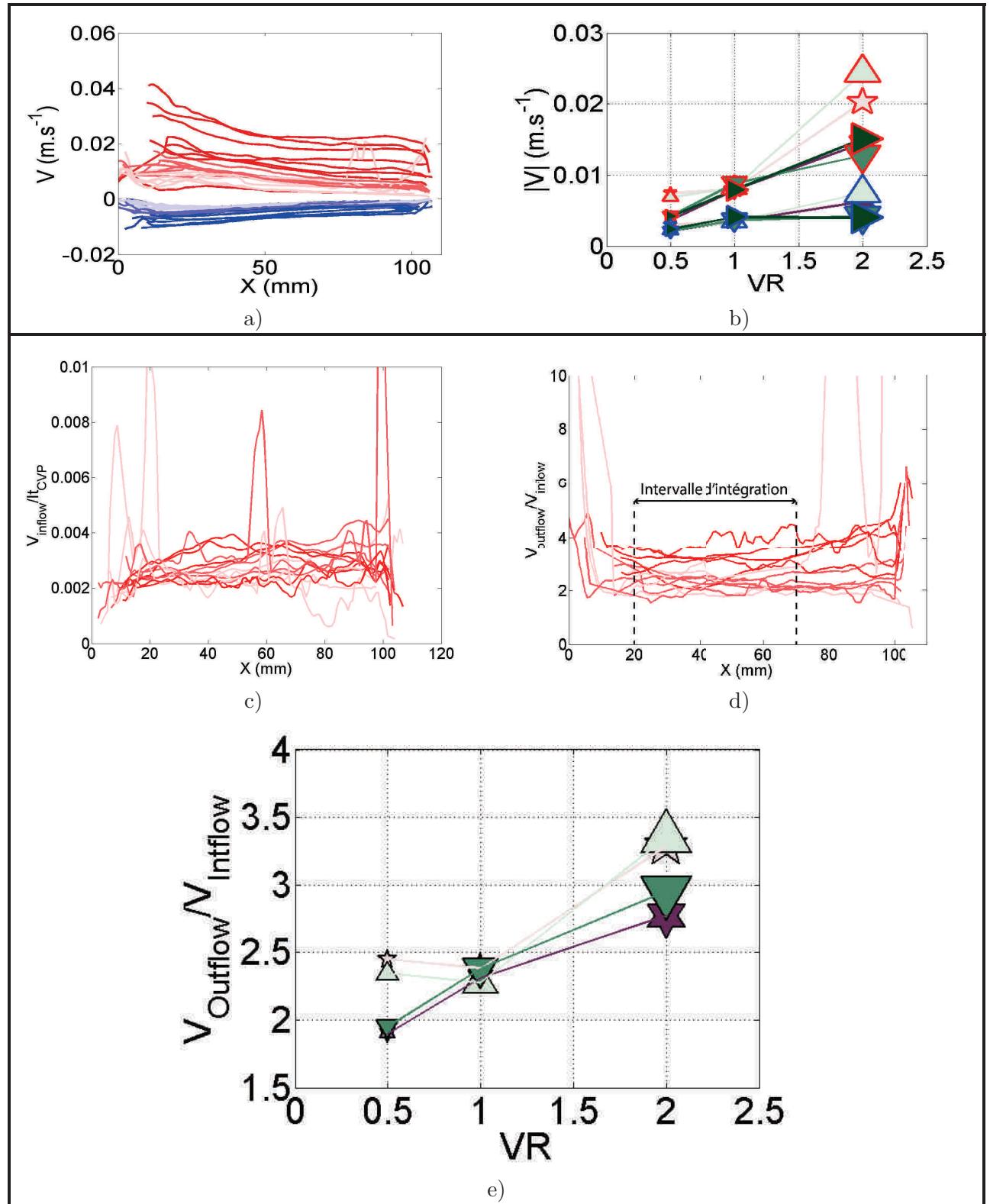


Figure 25.9: a) Ensemble des vitesses d'inflow et d'outflow. b) Relation entre les vitesses verticales et le VR pour l'ensemble des expériences. Les vitesses sont moyennées sur l'intervalle $X=30$ à 90 mm. c) Évolution du ratio de la vitesse d'inflow sur l'intensité tourbillonnaire moyenne des branches du CRVP, en fonction de X . d) Évolution du ratio de la vitesse d'outflow sur la vitesse d'inflow, et intervalle d'intégration. e) Relation entre le ratio de vitesses outflow sur inflow et le VR pour l'ensemble des expériences. Les marqueurs utilisés sont ceux des tables 25.1 page 300. c) Expériences n° 1 à 9 (Table 28.3 page 377). Configurations elliptiques.

25.7 Intensité tourbillonnaire des structures instantanées et intensité de cisaillement des couches cisillées amont et aval

Cette section présente les caractéristiques en intensité des structures tourbillonnaires des champs instantanés et des couches cisillées des champs moyens. Comme dans les chapitres précédents, la couleur rouge et des marqueurs ronds sont associés au côté amont alors que la couleur bleue et des marqueurs carrés sont utilisés pour le côté aval.

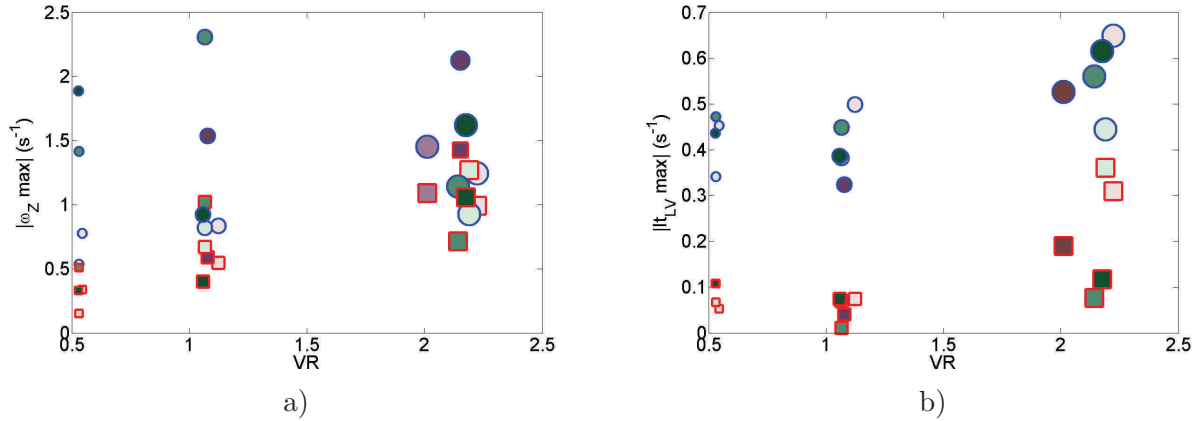


Figure 25.10: Côté amont : \square , côté aval : \circ . Géométrie rectangulaire : $AR=\{0.5, 2 \text{ et } 3\}$. Géométrie Elliptique : $AR=\{0.5, 2 \text{ et } 3\}$. a) $|\omega_z \max|$ des couches cisillées amont et aval des champs moyens de vitesse. b) $|It_{LV} \max|$ des LV des champs instantanés de vitesse.

La figure 25.10a page 314 présente pour chaque champ moyen de vitesses, la valeur absolue du maximum de vorticité transversale des couches cisillées amont et aval $|\omega_z \max|$.

La figure 25.10b page 314 présente en valeur absolue l'intensité tourbillonnaire des LV amont et aval $|It_{LV}|$ en fonction du ratio de vitesses du jet.

La figure 25.10a présente un cisaillement plus fort côté aval que amont qui s'explique par la présence de la zone de basse vitesse dans la zone de couverture côté aval.

Lorsque le ratio de vitesses VR est augmenté, les cisaillements des couches amont et aval tendent vers une même valeur.

La croissance du cisaillement avec le ratio de vitesse est donc plus importante du côté amont que du côté aval où cette augmentation est beaucoup moins marquée.

On observe également une augmentation du cisaillement $|\omega_z|$ avec le rapport d'aspect AR. Ce résultat correspond au fait que le profil de vitesse de jet présente un cisaillement plus intense dans le sens de la largeur que dans la longueur de la buse, entre les bords de l'injection où la vitesse est nulle et le centre où la vitesse est maximale (figure 25.8 page 311).

En ce qui concerne les champs instantanés, on retrouve dans la figure 25.10b une intensité tourbillonnaire plus forte du côté aval que du côté amont. Cela n'est pas étonnant vu que l'intensité tourbillonnaire des LEVs/TEVs est directement fonction de l'intensité du cisaillement des couches cisillées qui les produisent.

Du côté aval, l'intensité $|It_{LV}|$ (Loop Lortices) est déjà forte. Une variation quasi nulle de $|It_{LV}|$ entre VR=0.5 et VR=1 est observée, suivi entre VR=1 et 2 d'une légère augmentation. Cette décorrélation entr $|It_{LV}|$ et le ratio de vitesses à bas VR plaide pour un scénario de formation des TEVS qui n'est pas assujéti à l'intensité de cisaillement de la CC aval et donc pas basé sur l'instabilité de Kelvin-Helmoltz.

Sur l'ensemble des ratios de vitesses, on observe une dispersion modérée de $|It_{LV}|$ en fonction du rapport d'aspect qui semble peu influencée par la variation de ratio de vitesses. Le rapport d'aspect et le ratio de vitesses ont donc une influence faible sur l'intensité tourbillonnaire des structures formées sur la couche cisailée aval.

Du côté amont, les structures tourbillonnaires sont très faibles voire inexistantes pour les bas ratio de vitesses $VR=0.5$ et $VR=1$. Pour $VR=2$, une augmentation importante de $|It_{LV}|$ est constatée. Cette augmentation est fortement liée au rapport d'aspect, et est plus forte pour les bas rapports d'aspect.

Que nous apprend la mise en relation des dynamiques moyennes et instantanées ?

Tout d'abord, il s'agit d'effectuer une distinction entre les grandeurs comparées. $|It_{LVmax}|$ est une grandeur qui caractérise une intensité de tourbillonnement. En revanche, $|\omega_zmax|$ est une vorticité. $|\omega_zmax|$ inclue donc à la fois le tourbillonnement et le cisaillement.

Cela explique que le maximum de $|\omega_zmax|$ se situe vers 2.3 s^{-1} alors que le maximum de $|It_{LVmax}|$ soit plus vers 0.6 s^{-1} . $|\omega_zmax|$ intègre donc également la composante de cisaillement des couches cisillées instantanées qui sont donc responsables de 80 à 90 % de la vorticité $|\omega_z|$ des champs moyens.

Cette différence s'illustre d'ailleurs très bien dans le comportement du côté amont du jet. Pour $VR=0.5$ et $VR=1$, les LEVs ont une intensité tourbillonnaire faible $|It_{LV}| \approx 0.1$ sans influence notable du ratio de vitesses. A contrario, pour les champs moyens, le maximum de vorticité transversale ω_z bien que faible n'est pas négligeable et croît avec l'augmentation de ratio de vitesses. Ce comportement ne s'explique donc pas par une augmentation de l'intensité des LEVs, mais par le renforcement du cisaillement de la couche cisillée amont instantanée.

25.8 Conclusion

Dans ce chapitre, des expériences effectuées sur des jets rectangulaires et elliptiques d'aire de sortie égale à celle d'un jet rond de 8 mm de diamètre sont présentées. Alors que pour une géométrie de sortie de jet circulaire les dimensions longitudinale l_x , transverse l_z et le diamètre hydraulique D_h sont égales, ce n'est plus le cas lorsque le rapport d'aspect est différent de 1.

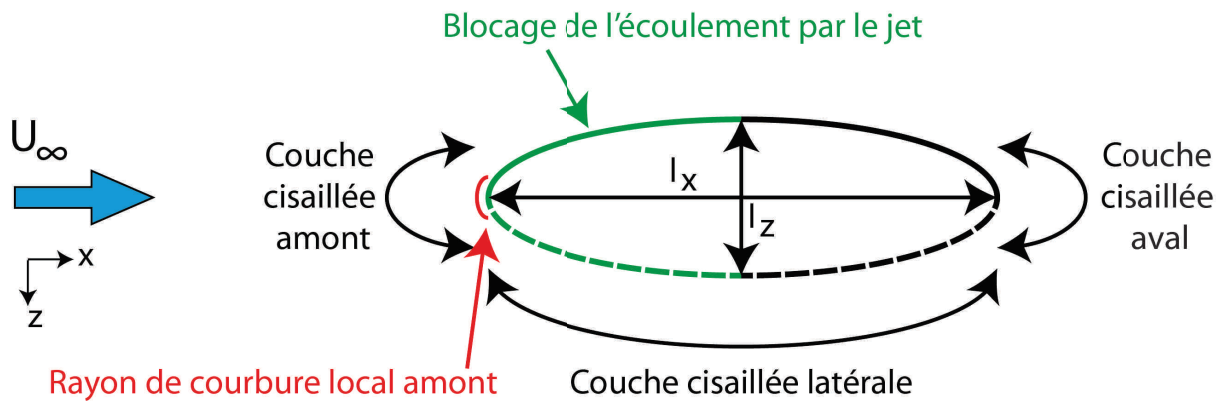


Figure 25.11: Schéma d'un jet elliptique de rapport d'aspect $AR < 1$.

25.8.1 Influence de la géométrie d'injection

La différence principale entre géométrie elliptique et rectangulaire réside dans le rayon de courbure local le long du périmètre de sortie du jet. Une buse elliptique présente une variation

continue du rayon de courbure le long du périmètre entre des minima dans la direction du petit axe et des maxima dans la direction du grand axe de l'ellipse. En revanche, la courbure associée à la géométrie rectangulaire présente des discontinuité aux coins du rectangle. Les articles déjà publiés sur le sujet évoquent la présence de tourbillons de coin. Leur taille caractéristique est malheureusement trop petite pour que l'on puisse les observer à l'aide de la V3V.

Dans nos mesures, nous observons en revanche la formation d'un second CRVP (déjà reporté dans la littérature [81, 51]), qui témoigne de l'existence de repliements supplémentaires de la couche de cisaillement amont. La présence de ces structures va avoir une influence sur l'intensité du CRVP et donc sur la trajectoire du jet à travers l'auto-induction des branches du CRVP.

En plus des différences de vitesses induites, les différences de hauteur de trajectoires s'expliquent également en partie par des variations de longueur longitudinale l_x et transversale l_z entre les géométries elliptiques et rectangulaires. Ces variations sont nécessaires pour simultanément conserver constant l'aire de sortie et le rapport d'aspect du jet, et s'exercent donc à la fois sur le profil de vitesse en sortie de jet et sur les dimensions relatives du jet par rapport à l'épaisseur de couche limite. Il n'est donc pas aisé de faire la part des choses entre les modifications attribuables purement aux variations géométriques, de celles attribuables aux structures tourbillonnaires différentes développées par ces géométries.

25.8.2 Influence du rapport d'aspect

L'effet du rapport d'aspect est quant à lui plus aisé à mesurer, mais se révèle tout aussi délicat à interpréter physiquement. En effet, ses effets se manifeste sur plusieurs points différents :

- l'intensité tourbillonnaire des structures instantanées (Loop vortices) et moyennes (CRVP),
- la hauteur de trajectoire du jet et du CRVP,
- le blocage de l'écoulement par le jet,
- l'orientation du profil de vitesse de jet et la répartition de la quantité de mouvement vis à vis de l'écoulement,

à travers différentes grandeurs géométriques que sont :

- la dimension transversale du jet l_z ,
- la dimension longitudinale du jet l_x ,
- le rayon de courbure locale en amont du jet.

La dimension transversale l_z conditionne la distance entre les bras des LEVs/TEVs en champ instantané et entre les branches positive et négative du CRVP en champ moyen. Pour une même intensité de tourbillonnement des structures tourbillonnaires, un $AR < 1$ réduit la distance λ_{CRVP} entre les coeurs des bras de LV et branches du CRVP.

Ce rapprochement favorise l'auto-induction, augmente la vitesse verticale d'outflow comparativement aux vitesses d'inflow et entraîne un relèvement de la trajectoire de CRVP, de jet, et plus globalement de l'ensemble des structures instantanées et moyennes composant le jet.

La dimension longitudinale du jet l_x conditionne la longueur sur laquelle les bras des LEV sont étirés et voient leur vortacité longitudinale alimentée par le cisaillement des couche cisailées latérales présentes de part et d'autre du jet (voir figure 19.8 page 267).

Pour des $AR < 1$, l'intensité de tourbillonnement des bras est ainsi amplifiée, ce qui se traduit également en champ moyen par des intensités tourbillonnaires de CRVP plus intenses que dans les cas $AR > 1$.

Cette augmentation d'intensité tourbillonnaire augmente la taille des cœurs des structures tourbillonnaires et favorise l'auto-induction. Le rapport des vitesses verticales d'outflow comparativement aux vitesses d'inflow est alors augmenté, ce qui entraîne un relèvement de la trajectoire de CRVP (et donc aussi du jet), et plus globalement de la position de l'ensemble des structures instantanées et moyennes composant le jet.

Le rayon de courbure local en amont du jet influe sur la dynamique d'étirement local des LV sur la couche cisailée amont. Nous n'avons pas eu le temps d'effectuer les expériences permettant de justifier cette assertion. Cependant nous pensons que dans un voisinage proche du plan de symétrie en amont, la dynamique d'étirement des bras des LEV autour de l'obstacle que constitue le jet est similaire à la dynamique d'étirement des bras d'un tourbillon en fer à cheval devant un obstacle solide. En plus de ça, il a été montré par Haven et Kurosaka [81] puis par New & al [51] que le rayon de courbure locale influence le repliement de la couche cisailée amont et conduit à la formation de structures tourbillonnaires secondaires très variées.

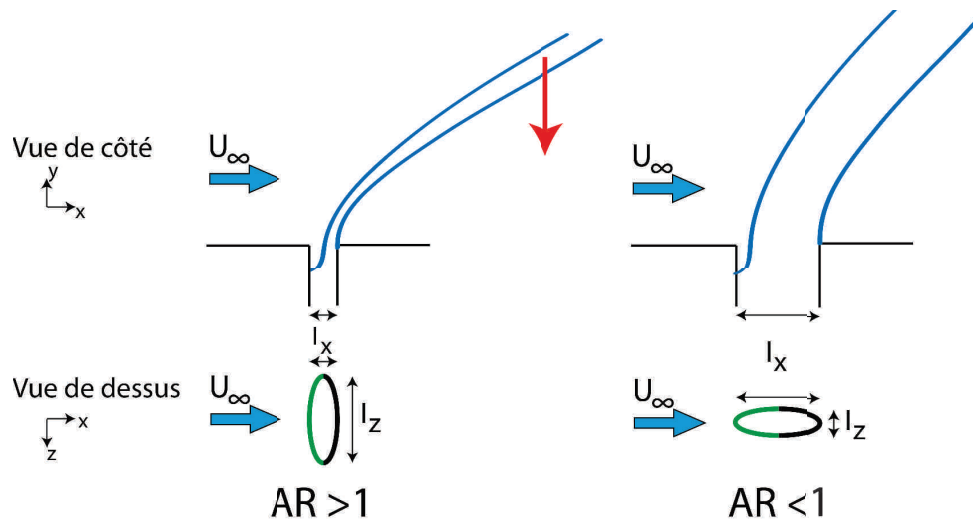


Figure 25.12: Schéma présentant le rabaissement de la trajectoire du jet en fonction du rapport d'aspect.

Dans le cas des géométries retenues pour nos mesures, le rapport d'aspect est en lui même un bon indicateur pour quantifier le blocage de l'écoulement par le jet, ou la prise et l'influence que l'écoulement a sur le jet. Les $AR > 1$ exposent à l'écoulement une surface plus importante du jet. La quantité de mouvement du jet est alors plus efficacement réorientée dans la direction du crossflow.

Cela modifie directement la hauteur de la trajectoire de jet, illustrée dans la figure 25.12 page 317.

Considérées en terme de blocage transversal, les géométries $AR > 1$ offre une meilleure couverture aussi bien latérale¹¹ que verticale¹² et ont ainsi des bulles de recirculation plus intenses [53]

Considérées en terme de blocage longitudinal, il est de notre avis que dans le cas $AR > 1$, la transition de soufflage du jet s'effectue pour des valeurs critiques plus hautes que celle obtenue pour le jet rond¹³. Cette hypothèse reste cependant à vérifier expérimentalement.

11. l_z est plus grand, le contournement du jet par le crossflow est plus important.

12. étant donné que les trajectoires de jet sont alors plus rabattues

13. et à l'inverse pour des VR plus bas dans le cas $AR < 1$

Un effet plus subtil du rapport d'aspect se situe dans le fait de positionner en amont des couches cisailées plus ou moins épaisses et intenses¹⁴. Comme nous l'avons montré et similairement aux travaux réalisés par New & al, cela change les propriétés de stabilité des couches cisailées. Une couche cisailée plus fine et intense se déstabilise plus facilement, produisant plus régulièrement des structures plus fortes.

Cet effet permet de nuancer les remarques précédentes portant sur l'intensité tourbillonnaire des LEVs : si le rayon de courbure locale en amont et la longueur l_x favorisent la formation de bras de LEVs de forte intensité tourbillonnaires dans le cas $AR < 1$, la formation du repliement local de la CC amont qui constitue la tête des LEVs à *partir* desquels se développent ces bras est facilitée quand $AR > 1$ et entravée quand $AR < 1$.

Cet effet est présent aussi bien sur la couches cisailées amont qu'aval et offre une hypothèse intéressante pour expliquer la dynamique des intensités tourbillonnaires des bas VR et hauts VR.

En définitive, de la même manière que le ratio de vitesses VR est une simplification bien pratique du ratio de moment MR et lui est comparable sous certaines conditions¹⁵, le rapport d'aspect AR est lui même une simplification essayant de rendre compte de l'orientation de la quantité de mouvement du jet par rapport celle l'écoulement transverse. Il convient d'en préciser les limites et les conditions de validité.

C'est un paramètre pertinent dans le cadre de la comparaison de géométries simples disposant de deux axes de symétrie suivant les directions longitudinales et transversale : cercle, ellipse, carré, rectangle et plus généralement tout polygone régulier doté d'un nombre de face multiple de 4 (figure 25.13a,b,c page 319).

Sous de telles conditions, le rapport d'aspect rend compte grossièrement¹⁶ de l'orientation de la quantité de mouvement du jet.

On comprend aisément que cette condition de symétrie suivant un axe longitudinale est nécessaire afin de conserver la symétrie du problème.

La symétrie suivant l'axe transversale s'avère également indispensable comme on peut le déduire en regardant les expériences réalisées par Gutmark & al [53] avec des géométries triangulaires similaires aux figures 25.13d,e. Dans ce cas là, la différence de surface de contact entre la face amont du jet et le crossflow rabaisse la trajectoire du jet dans le cas où la pointe du triangle est dirigée vers l'amont. Dans un tel cas, le rapport d'aspect ne renseigne plus sur la répartition de la quantité de mouvement et ne permet pas de distinguer la configuration triangle pointe vers l'amont de celle pointe vers l'aval.

Cette remarque est d'autant plus vraie lorsqu'aucun axe particulier de symétrie ne peut être défini comme aligné avec les directions longitudinale et transversale de l'écoulement. (voir en exemple la figure 25.13f)

25.8.3 Conséquences en terme d'actionneur

Dans la perspective du design d'un actionneur fluide continu, ces résultats permettent de constater les avantages et inconvénients du choix d'une géométrie elliptique ou rectangulaire par rapport à une géométrie circulaire.

L'intérêt d'une géométrie circulaire résiderait dans la simplicité d'implémentation dans une optique industrielle. Cependant, dans le cadre d'applications réelles, la vitesse d'écoulement U_∞ n'est plus une variable que l'on contrôle mais est imposée par l'extérieur. Le seul contrôle possible s'effectue alors par l'intermédiaire de V_j (bien sûr, si on parle d'application industrielle, il faut alors privilégier un actionneur pulsé ou synthétique qui possède plus de degrés de liberté),

14. Plus épaisses et moins intenses dans le cas $AR < 1$, moins épaisses et plus intenses dans le cas $AR > 1$

15. Pour un haut VR et un profil de vitesse top-hat, $VR \approx MR$

16. A l'ordre zéro. L'ordre 1 commence lorsqu'il s'agit de prendre en compte la différence d'épaisseur des couches de cisaillement entre les directions longitudinales et transversales. Considérer le cas d'une ellipse avec une forte ellipticité en cas de doute.

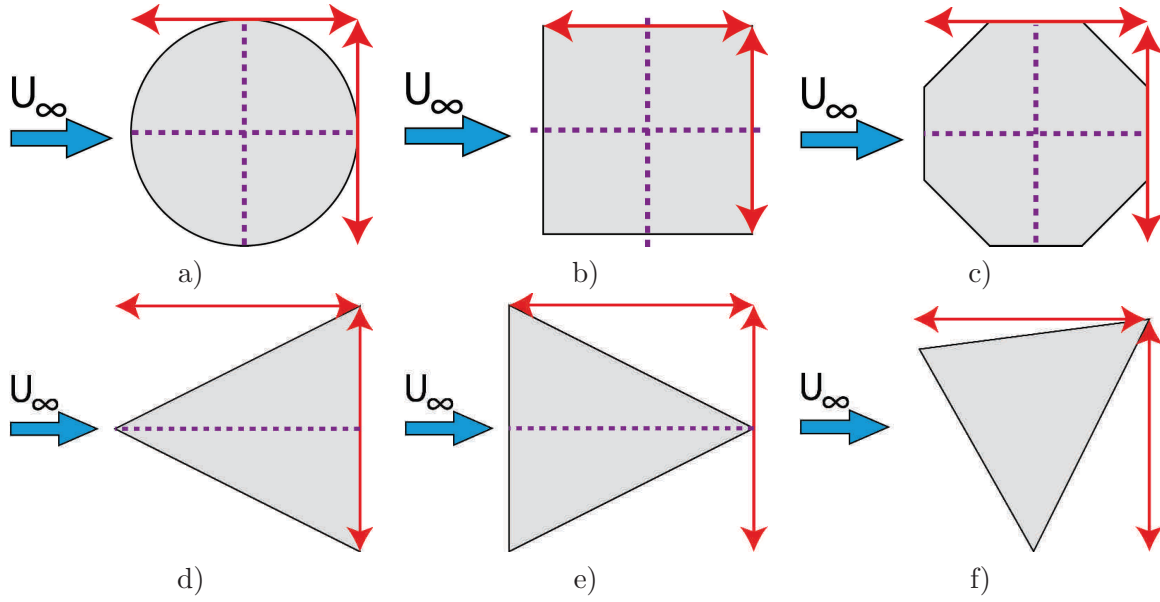


Figure 25.13: Différentes géométries de sortie d'aspect ratio $AR=1$. L'aire est conservée et les axes de symétrie sont représentés en violet pointillé. a), b) & c) géométries ronde, carré et octogonale dotées de deux axes de symétrie suivant les directions longitudinale et transverse. d) & e) Géométries triangulaires, un axe de symétrie suivant la direction longitudinale. f) Géométrie triangulaire sans symétrie particulière.

ce qui couple alors la trajectoire et l'intensité de la perturbation. Un tel actionneur présente donc peu d'intérêt pratique car n'étant pas assez souple dans son fonctionnement : si on veut augmenter l'intensité de la perturbation, cela relève la trajectoire et éloigne la perturbation de la couche limite.

Passer à des géométries non circulaires de rapport d'aspect AR différent de 1 permet d'ajouter un degré de liberté au problème, et représente une tentative de découpler la trajectoire et l'intensité tourbillonnaire des perturbations, en rendant la trajectoire moins dépendante du VR en général et de V_j en particulier.

Avec les géométries elliptiques et rectangulaires, on voit qu'il devient possible en privilégiant des rapports d'aspect $AR < 1$ de rabaisser la trajectoire du jet. Malheureusement, ce rabaissement de trajectoire se couple également avec une baisse de l'intensité tourbillonnaire en champ moyen des CRVP.

Autrement dit, avec les géométries étudiées, il n'est pas possible de générer conjointement des perturbations fortes et qui conservent une trajectoire basse et proche de la zone à contrôler : la couche limite en proche paroi.

Comme la philosophie du contrôle d'écoulement consiste à utiliser une perturbation adaptée, bien située et faible en intensité devant son effet sur l'écoulement, il est plus important de mettre l'accent dans un premier temps sur les solutions de faible hauteur de trajectoire.

La variation de hauteur de trajectoire intervient à plusieurs niveaux.

En champ proche, dans les zones potentielles et intermédiaires, la hauteur de trajectoire est modifiée par le blocage issu du rapport d'aspect et par le mélange des quantités de mouvement du jet et du crossflow par l'intermédiaire de l'action des structures tourbillonnaires instantanées. Cela étant, ces zones dans lesquelles le jet se courbe ont une extension spatiale limitée. Le jet est généralement considéré comme étant dans sa zone auto-similaire à partir de $5 < X/(VR \cdot d) < 10$. Comme on veut que la trajectoire reste près de la paroi, cela impose un ratio de vitesses bas $0 < VR \approx 1 < 2$. Pour ces faibles ratios de vitesses, l'extension longitudinale des zones potentielle

et intermédiaire du jet est donc très petite et le jet peut être très rapidement considéré comme étant dans sa zone auto-similaire (voir le paragraphe 11.3.2 consacré au champ lointain page 111).

Autrement dit, aux ratios de vitesses intéressants pour une optique de "*contrôle de couche limite*", le champ proche définit une hauteur de base de notre perturbation¹⁷ à partir de laquelle la trajectoire évolue et s'élève sous la principale action du phénomène d'auto-induction ayant lieu entre les branches contra-rotatives du CRVP.

La marche à suivre devient alors clair.

Il s'agit de conserver dans la région d'auto-similarité du jet une trajectoire qui s'élève le moins rapidement possible, et de rester ainsi le plus longtemps proche de la paroi tout en ayant une action non négligeable sur la couche limite.

Il s'agit de trouver un moyen pour limiter l'auto-induction du jet, tout en conservant la génération d'une ou plusieurs structures d'intensité tourbillonnaire importante.

Briser la symétrie du problème permet de limiter l'auto-induction en générant des branches d'intensité tourbillonnaire très différentes : idéalement une branche très faible et une très forte. Les prochains chapitres étudient deux solutions envisagées pour briser la symétrie du problème :

- Tout d'abord abandonner une injection droite — perpendiculaire à la paroi —, et introduire un angle de sortie qui privilégie un des côtés. Cette solution est abordée au prochain chapitre avec une géométrie rectangulaire penchée de rapport d'aspect $AR=0.5$.
- Ensuite, adopter une géométrie ne possédant plus de symétrie par rapport au plan médian. Cette solution est étudiée à travers l'étude d'une géométrie rectangulaire de rapport d'aspect $AR=0.5$ tournée d'un angle de skew $\psi = 45^\circ$ par rapport à l'écoulement, que nous appelons *demi-chevron*.

17. On parle des tourbillons que l'on désire garder dans la couche limite, ici encore le CRVP

Chapitre 26

Jets rectangulaires à conduit d'injection penché.

26.1 Introduction

Toutes les expériences examinées dans les chapitres précédents, ont été réalisées dans des configurations droites, sans inclinaison particulière du jet. Dans ce chapitre, les effets d'un ou plusieurs angles d'injections sur un jet rectangulaire sont étudiés dans ce chapitre.

Deux nouvelles configurations géométriques sont introduites dans ce chapitre :

- A partir de la configuration droite qui sert de référence et correspond à une géométrie d'éjection respectant la symétrie du problème, un angle de *pitch* est introduit. Cette brisure de symétrie du problème conduit à la formation en champ moyen de branches tourbillonnaires d'intensités différentes. Nous appelons branche principale ou primaire la branche d'intensité tourbillonnaire la plus élevée, et située du côté opposé à l'injection, tandis que la seconde branche, d'intensité tourbillonnaire moindre, est appelée branche secondaire (figure 26.1 page 322).

Afin de ne pas complexifier inutilement cette étude et de ne se limiter qu'à l'effet introduit par une injection penchée, l'influence de cet angle de *pitch* seul le cas d'une géométrie rectangulaire à $AR=0.5$ est étudié.

Le rapport d'aspect $AR=0.5$ a été choisi car c'est celui qui produit les intensités tourbillonnaires les plus importantes. Il est attendu que la brisure de symétrie introduite par l'injection penchée suffira déjà à limiter l'auto-induction des branches du CRVP et à conserver une trajectoire basse.

La figure 26.1 page 322 présente pour ce chapitre les différents paramètres géométriques, l'orientation spatiale et la position de la branche primaire.

- La seconde géométrie particulière étudiée joue également sur l'asymétrie de l'écoulement afin de générer une branche tourbillonnaire forte et une branche tourbillonnaire faible. Tandis que la configuration précédente introduit un angle de *pitch* qui incline le jet dans la direction transversale, un angle de *skew* $\psi = \pm 45^\circ$ est introduit dans ce cas là. Cet angle de *skew* tourne la géométrie rectangulaire d' $AR=0.5$, par rapport à la direction normal à la paroi. Cette configuration géométrique simple à injection normale par rapport à la paroi est nommée *configuration droite* dans la figure 26.2 page 322. Cet angle de *skew* brise déjà la symétrie du problème en associant à chaque côté du jet une longueur de cisaillement du jet correspondant aux longueur et largeur de la configuration rectangulaire.

Afin de voir s'il est possible de combiner efficacement à la brisure de symétrie introduite par ce *skew* les bénéfices exhibés au chapitre précédent d'un angle de *pitch*, différents angles de *pitch* sont envisagés : des configurations co-courant dans le cas $\varphi > 0$ et des

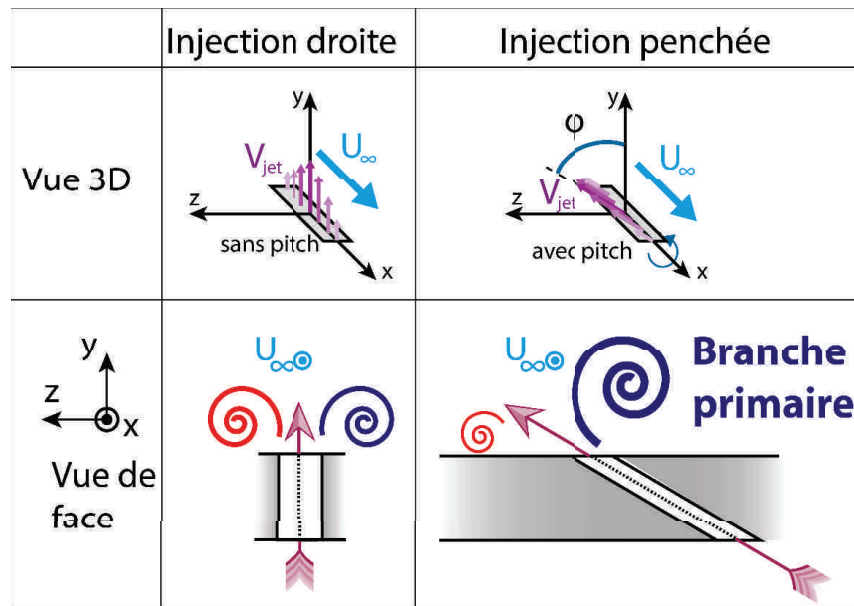


Figure 26.1: Orientation dans l'espace de la géométrie de jet rectangulaire avec un angle de pitch. Définition des branches primaire et secondaire.

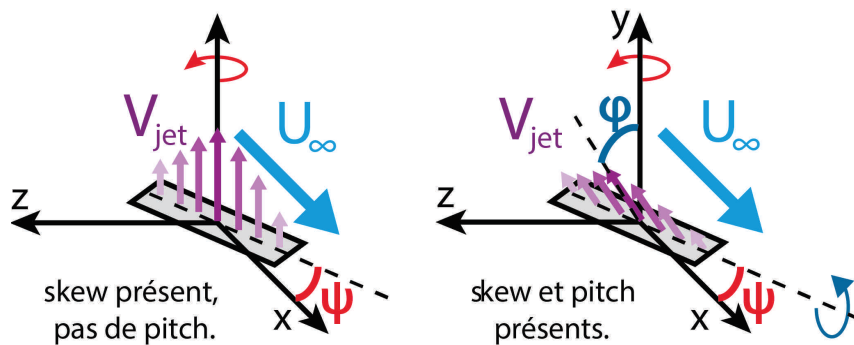


Figure 26.2: Orientation dans l'espace de la géométrie de jet rectangulaire avec un angle de pitch. Définition des branches primaire et secondaire.

configurations contre-courant dans le cas $\varphi < 0$ pour des angles de pitch plus ou moins prononcés. Ces géométries sont appelées *demi-chevrons* en référence à la géométrie étudiée dans le prochain chapitre, intitulée *chevron*.

26.2 État de l'art

26.2.1 Des années 50 aux années 90

L'équipe australienne de Wallis dans les années 50 (1952, 1958, 1960) est une des premières à envisager l'utilisation de vortex générés par des jets inclinés par rapport à l'écoulement pour contrôler les phénomènes de décrochage de la couche limite sur une aile. Suite aux premiers essais de Wallis & al, l'idée d'un contrôle de la séparation d'une couche limite turbulente à l'aide de structures tourbillonnaires longitudinales n'est pas réexaminée jusqu'en 1985, année où Freestone [106] publie des mesures de pression pariétale générée par des tourbillons longitudinaux. La fin

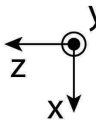

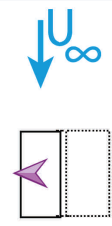
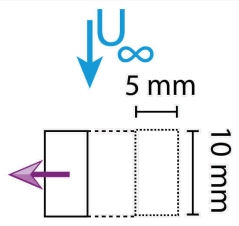
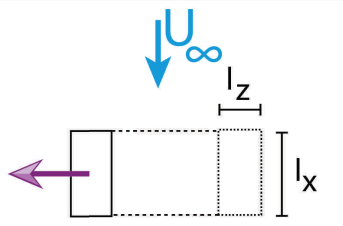
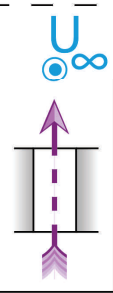
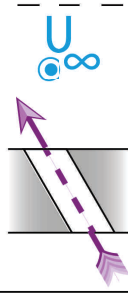
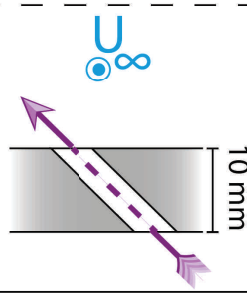
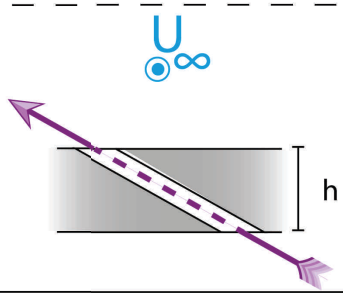
 Vue de dessus				
				
Pitch ϕ :	0°	30°	45°	60°

Figure 26.3: Représentation de la variation d'angle de pitch associée à la géométrie de la géométrie de jet rectangulaire avec un angle de pitch.

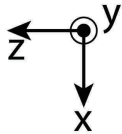
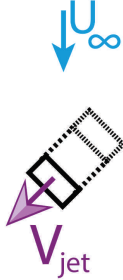



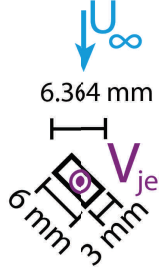
 Vue de dessus					
skew ψ	45°	-45°	45°	-45°	45°
pitch ϕ	45°	45°	30°	30°	0
Configuration	Co-Courant	Contre-Courant	Co-Courant	Contre-Courant	Droite

Figure 26.4: Représentation des variations d'angle de pitch et de skew associées à la géométrie demi-chevron.

des années 80 voit l'apparition du terme *Vortex generators* et le développement de la thématique après que plusieurs équipes aient redécouvertes et soulignées le potentiel des générateurs de vortex fluidiques, ainsi que leur souplesse par rapport à leurs analogues solides. Font date sur le sujet : les travaux de Mehta et Bradshaw [107] en 1988 qui parmi les premiers étudient le *lift-up* d'une paire de tourbillons contra-rotatifs, les travaux de Pauley et Easton [108] la même année qui étudient une rangée de VG et soulignent les effets de voisinages sur la circulation des tourbillons, les travaux de Nishi et Jonhston en 1990 qui effectuent un bilan du domaine et des potentialités de la génération de vortex dans la perspective du contrôle de la séparation d'écoulements. A partir des années 90, de nombreuses études font varier les différents paramètres angulaires du jet afin de trouver la configuration optimale. Ces études se sont poursuivies tout

du long des années 2000 avec le développement de cette thématique dans la direction de la pulsation du jet, synthétique ou non [109, 110, 111]. Un gros travail est effectué par Godard et Stanislas puis Cathalifaud & al sur une couche limite décélérée, comparant les actionneurs solides [112], fluidiques continus [111] et fluidiques pulsés [113, 114]. Pour les équipes ayant travaillées dans cette perspective, on ne retrouve donc pas la séparation¹ que nous avons effectué entre le jet penché étudié dans ce chapitre et la configuration tournée de 45° que nous appelons demi-chevron. Bien souvent les études mélangent les deux, et les équipes travaillant dessus appartiennent à la même communauté.

26.2.2 Configuration demi-chevron solitaire

Une attention particulière a été accordée à l'étude de la configuration demi-chevron. Cette configuration a été étudiée pendant une dizaine d'année par Zhang & al tout d'abord en solitaire avec une géométrie rectangulaire [115, 116] (voir figure 26.5a page 324) puis à l'aide d'une rangée dotée d'une géométrie de sortie elliptique en configuration contra-rotative [117] (voir figure 26.5b), puis co-rotative [118] (voir figure 26.5c).

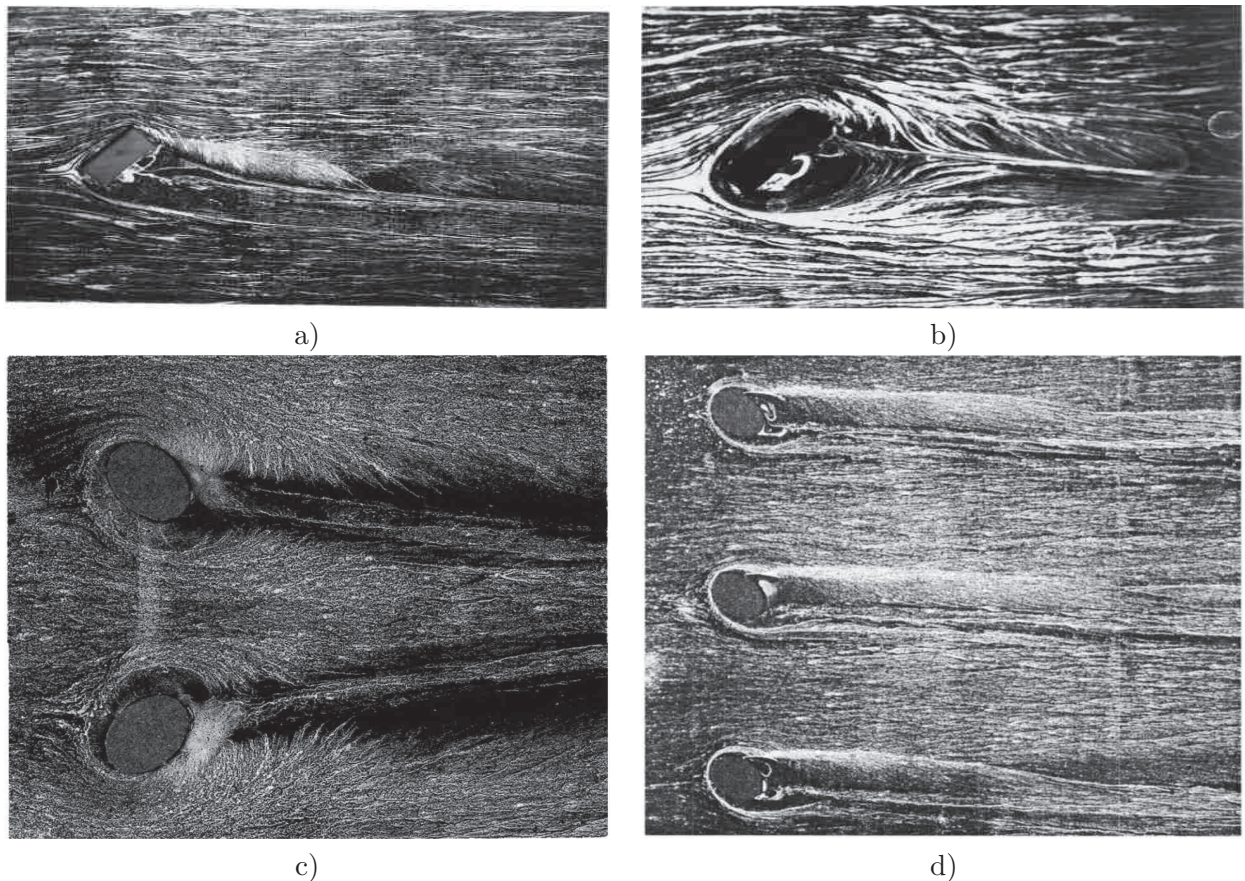


Figure 26.5: a)&b) Photos tirées de Zhang et Collins (1997) [116], c) Photo tirée de Zhang (1999) [117], d) Photo tirée de Zhang (2003) [118].

Les visualisations qu'ils réalisent permettent de proposer une topologie d'écoulement reprise dans la figure 26.6 page 325. Celle-ci se compose d'un front de séparation de l'écoulement incident en amont du jet, d'une zone de recirculation asymétrique juste en aval de la sortie du jet, et de

1. Uniquement nécessaire au plan de thèse

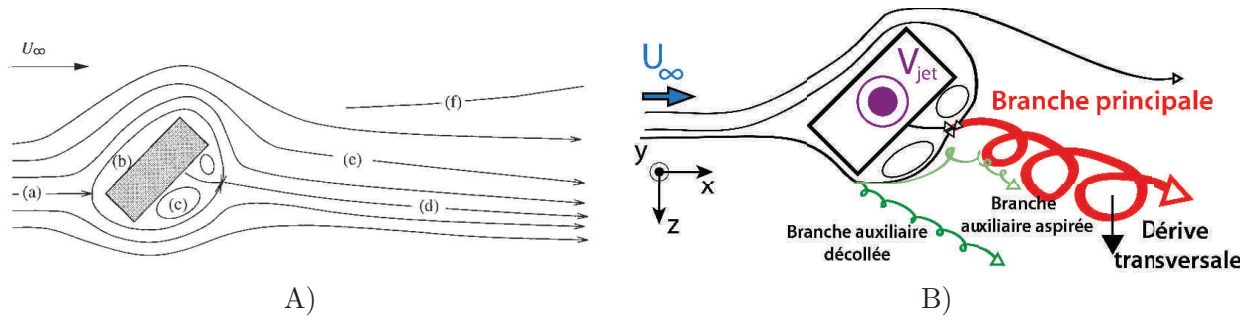


Figure 26.6: A) Topologie d'écoulement pour le jet penché tirée de Zhang et Collins 1997 [116] obtenue à partir des visualisations de la figure 26.5a. a) Écoulement incident, b) séparation de l'écoulement en amont, c) région de recirculation, c) ligne tourbillonnaire de séparation entre écoulement issu de la droite et de la gauche du jet, e) écoulement induit, f) ligne de rattachement.

deux lignes tourbillonnaires d'intensité différentes. La plus faible branche tourbillonnaire se situe du côté court de la géométrie rectangulaire, et se dissipe plus ou moins rapidement. La plus forte est située du côté long de la géométrie et induit un fort écoulement transverse. La figure 26.6a présente une configuration où la branche tourbillonnaire faible a une trajectoire distincte de celle de la branche forte. En revanche, la figure 26.6b présente une situation à vitesse d'écoulement plus faible où le tourbillon de la branche faible n'est pas visible : sa trajectoire ne "décolle" pas, épouse le contour de la bulle de recirculation, et finit par se faire absorber par la branche principale. Zhang & al mettent ainsi en évidence une des caractéristiques les plus intéressantes d'un jet où *skew* et *pitch* sont présents : la possibilité dans certaines configurations de générer une unique branche tourbillonnaire forte. Celle-ci épouse la courbure de la zone de recirculation et a une trajectoire dérivant transversalement dans la direction du *pitch* du jet. Nous ne gardons pas la terminologie *branche forte/branche faible* et employons préférentiellement le couple *branche principale ou primaire/branche auxiliaire*. Gardons en tête que la branche principale est située du côté long de la géométrie et est systématiquement présente ce qui n'est pas le cas de la branche tourbillonnaire auxiliaire. Cette terminologie peut induire en erreur en laissant penser que cette branche découle de la branche principale. Ce n'est pas le cas. Nous verrons que cette terminologie reste discutable et peu satisfaisante étant donné que la branche principale peut être d'intensité tourbillonnaire moindre que la branche auxiliaire.

Durant cette étude, ont été observés 3 angles différents ($\varphi = \{30, 45, 60^\circ\}$) et 3 ratio de vitesses ($VR = \{0.5, 1, 2\}$). Ils aboutissent aux conclusions qu'un trop haut VR éloigne trop le tourbillon de la paroi et qu'un angle de 45° est optimal pour l'endroit mesuré. Cette question de l'angle "optimal" est délicate à considérer. En effet l'optimal dépend du critère d'optimalité, et de l'endroit où est effectué la mesure. Il en ressort que Selby & al préconise un fort pitch angle optimal compris entre 60 et 90° , Compton et Johnston suggèrent $45 < \varphi_{opt} < 90$ tandis que Zhang et Collins plaident pour $30 < \varphi_{opt} < 60$.

26.3 Reconstruction des champs centré et décalé, et problèmes expérimentaux

26.3.1 Doublement du volume expérimental

L'introduction d'un angle d'éjection modifie la trajectoire de l'ensemble de la structure. Le bon sens et les travaux déjà réalisés dans la littérature nous ont permis de conclure à la nécessité d'agrandir notre domaine expérimental de mesure pour prendre en compte la présence de cet angle de pitch. Comme nous l'avons précisé dans la partie **Optimisation des mesures V3V**,

l'optimisation de la méthode expérimentale implique un équilibre entre taille du volume illuminé, concentration en particules et résolution attendue des champs de vecteurs. Bien qu'il eut été possible d'agrandir le volume de mesure pour effectuer en une seule fois chaque configuration expérimentale, cela nous aurait obligé à réduire la concentration, à travailler avec une résolution finale des champs de vecteurs beaucoup moins fine, et à diminuer l'intensité lumineuse d'éclairage à cause de l'agrandissement du volume d'éclairage (et à rendre ainsi la détection des particules beaucoup plus délicate). Nous avons donc fait le choix d'acquérir pour chaque configurations deux champs appelés *champ centré* et *champ décalé*, chacun mesurant $140 \times 60 \times 40 \text{ mm}^3$, décalés l'un par rapport à l'autre dans la direction transversale. Le premier, de façon similaire à ceux des champs présentés jusqu'à présent, est approximativement centré sur l'origine entre $Z=-19.7 \text{ mm}$ et $Z=20.3 \text{ mm}$ tandis que le second se situe entre $Z=20 \text{ mm}$ et $Z=60 \text{ mm}$.

26.3.2 Problèmes expérimentaux et conséquences

Première conséquence, la reconstruction des champs globaux n'a de sens qu'en champ moyen. En ce qui concerne les champs instantanés, ayant été pris à des temps différents le suivi des structures instantanées ne peut pas s'effectuer sur l'ensemble de la trajectoire.

Seconde conséquence, en raison des effets de perspective, le champ décalé est plus petit que le champs centré. La reconstruction en elle même n'est donc pas triviale et de légers décalages sont perceptibles sur certaines visualisations et sur certaines courbes. Toujours pour des raisons de perspective, la zone surexposée présente dans le champ décalé est plus grande en aire de capteur que celle du champs centré.

Il en découle que les branches positives à bas VR ont été globalement moins bien détectées et traquées que les autres. Les trajectoires très basses et l'intensité tourbillonnaire faible de ces branches rendent difficile leur distinction du bruit expérimentale à l'aide de nos algorithmes de traitement. Quant aux ratios de vitesses les plus élevées, quelques erreurs expérimentales sur les champs décalés ont également eu pour conséquence d'empêcher la reconstruction globale des champs n° 24 et 27. Dans ces configurations, les branches positives qui ont la dérive transversale la plus importante, sortent rapidement du champ centré et ne sont pas traquées dans le champ décalé. Les branches négatives, dont la dérive transversale est moindre, restent dans le champs centré. Cela explique l'absence de ces courbes dans certaines figures de ce chapitre.

Néanmoins ces absences ne sont pas problématique. Déjà, le comportement des courbes absentes peut être inféré de celui des courbes présentes. De plus, la branche tourbillonnaire qui nous intéresse est la branche négative. Ainsi, la discussion portera-t-elle en premier lieu sur les caractéristiques de la branche primaire.

26.4 Conventions graphiques

Dans l'ensemble du chapitre, un dégradé croissant de rouge proportionnel au VR est associé à la branche positive, tandis qu'un dégradé croissant de bleu est associé à la branche négative. La table 26.1 page 327 synthétise l'ensemble des marqueurs représentant chacune des configurations de cette section.

26.4.1 Demi chevron : jet rectangulaires avec angle de skew et de pitch

Pour cette configuration, le skew a été adapté de manière à conserver une éjection du jet dans la direction des $Z > 0$. Cela implique deux orientations géométriques différentes $\varphi = \pm 45$. La branche principale est donc la branche positive lorsque $\varphi = 45$ et la branche négative lorsque $\varphi = -45$. Pour garder trace de cela, la branche principale est toujours représentée à l'aide de ligne continue tandis que la branche auxiliaire l'est à l'aide de lignes pointillées. La table 26.1

page 327 synthétise l'ensemble des marqueurs représentant chacune des configurations de cette section.

26.4.2 Comparaison des deux géométries

Afin de facilement les distinguer l'une de l'autre, les configurations de *jet avec angle de pitch* sont représentées à l'aide de lignes continues tandis que les configurations *Demi-chevron* le sont à l'aide de lignes pointillées. La table 26.1 page 327 synthétise l'ensemble des marqueurs représentant chacune des configurations de cette section. Les étoiles correspondent aux injections droites et les triangles aux configurations penchées.

n°	1	2	3	82	83	84	4	5	6	7	8	9			
skew ψ	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0			
pitch φ	0	0	0	30	30	30	45	45	45	60	60	60			
VR	0.5	1	2	0.5	1	2	0.5	1	2	0.5	1	2			
Marqueur employé	★	★	★	○	○	○	□	□	□	◇	◇	◇			
n°	52	53	54	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51
skew ψ	45	45	45	45	45	45	-45	-45	-45	45	45	45	-45	-45	-45
pitch φ	0	0	0	45	45	45	45	45	45	30	30	30	30	30	30
VR	0.5	1	2	0.5	1	2	0.5	1	2	0.5	1	2	0.5	1	2
Marqueur employé	☆	☆	☆	△	△	△	▽	▽	▽	▷	▷	▷	◁	◁	◁

Table 26.1: Conventions graphiques associées aux expériences utilisées dans le chapitre “Jets rectangulaires à conduit d’injection penché”. La partie supérieure du tableau correspond à la géométrie jet rectangulaire avec un angle de pitch, tandis que la partie inférieure correspond à la géométrie demi-chevron.

26.5 Champ moyen : considérations topologiques

26.5.1 Jet rectangulaire avec angle de pitch

La figure 26.7 page 328 présente une configuration penchée où l’angle d’injection est fort $\varphi = 60^\circ$. Le CRVP est visualisé à l’aide d’isosurfaces de λ_{Ci} colorées en λ_{CiYZ} de pour différents ratios de vitesses $VR = \{0.5, 1, 2\}$. Un plan de coupe verticale, situé en fin du domaine de mesure², est coloré en vitesse verticale V et offre un élément de perspective afin de mieux apprécier la hauteur du CRVP en champ lointain par rapport à la paroi.

Pour $VR=0.5$, seule la branche tourbillonnaire primaire est visible. Elle reste proche de la paroi et ne montre pas de dérive transversale importante.

Pour $VR=1$, les branches primaires et secondaires sont visibles. Malgré que les isosurfaces soient de mêmes tailles, le plan de V en champ lointain montre que la zone de vitesse négative générée par la branche primaire est beaucoup plus intense que celle générée par la branche secondaire. Cette différence d’intensité se traduit par une rotation de la branche secondaire initialement générée au dessous de la branche primaire³, autour de cette dernière.

Ce phénomène est d’autant plus visible pour $VR=2$. La branche secondaire va jusqu’à passer au dessus de la branche primaire, ce qui se traduit dans le champs de vitesse lointain par un basculement de l’orientation des champs de vitesse.

La figure 26.8 page 328 montre plus en détail ce basculement pour la configuration $\varphi = 60^\circ$, $VR=2$. Les champs de vitesses longitudinales et verticales sont présentées à différentes abscisses $X=\{10, 20, 40, 70\}$ mm. Des isolignes de λ_{CiYZ} continues et pointillées marquent les positions respectives des branches positives et négatives. Un dégradé de gris permet d’apprécier leur

2. $X/d \approx 10$

3. cf schéma 26.1 page 322

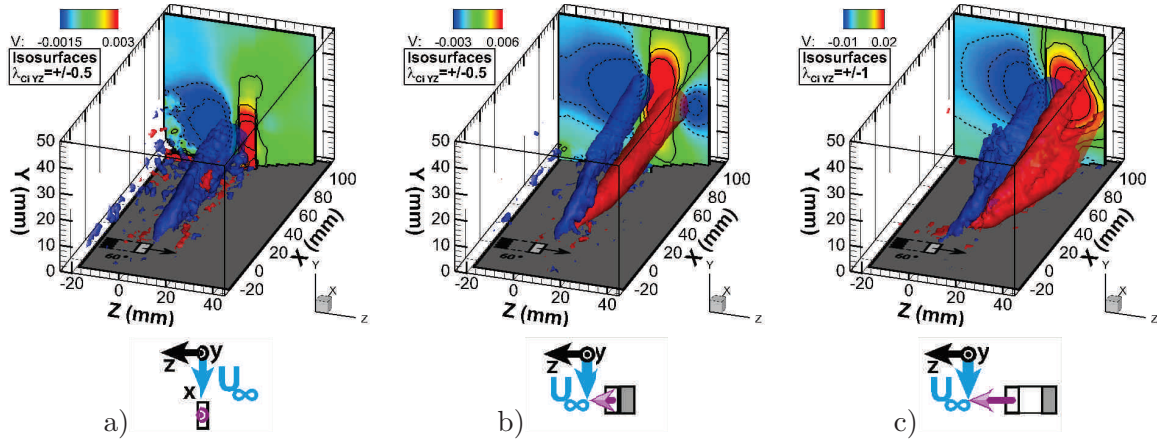


Figure 26.7: Jet rectangulaire avec angle de pitch $\varphi = 60^\circ$, expériences n° 28 à 30. Isosurfaces de λ_{Ci} colorées en λ_{CiYZ} , et plans de vitesses verticales situés en $X=100\text{mm}$. a) $VR=0.5$, b) $VR=1$, c) $VR=2$.

intensité de tourbillonnement.

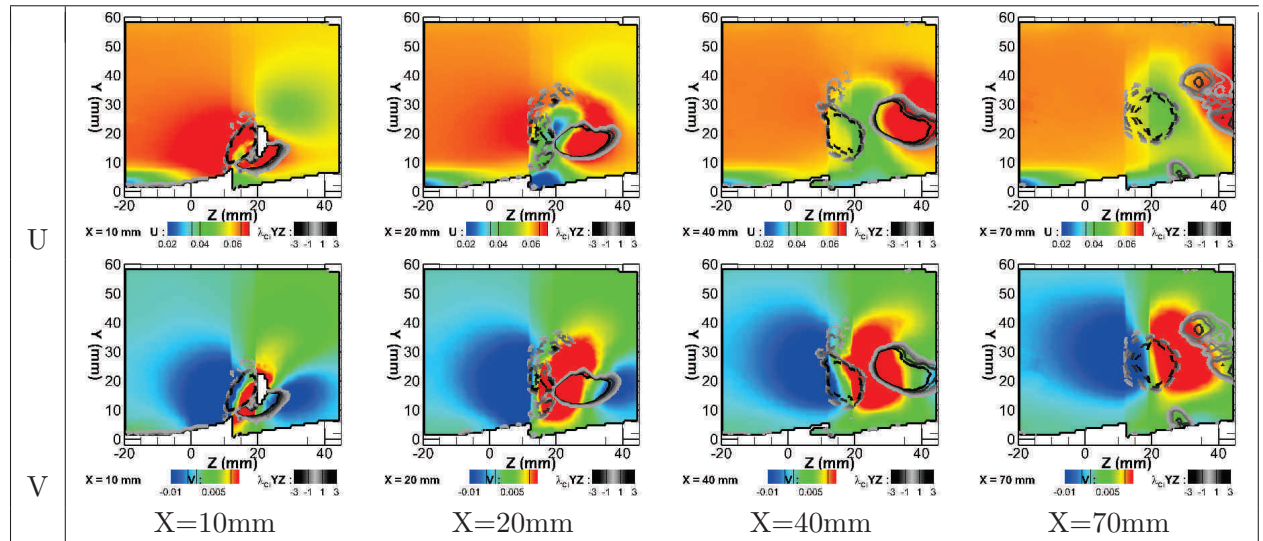


Figure 26.8: Jet rectangulaire avec angle de pitch. Expérience n°30, $VR=2$, $\varphi = 60^\circ$. Champs de vitesses longitudinales et verticales à $X=\{10, 20, 40, 70\}\text{mm}$. Isolignes de λ_{CiYZ} continues ($\lambda_{CiYZ}>0$) et pointillées ($\lambda_{CiYZ}<0$).

Jusqu'à $X=20\text{ mm}$, les champs de vitesse conservent une orientation traduisant l'influence initiale de l'angle d'injection dans la direction de $Z>0$. La branche secondaire positive globalement située à une hauteur inférieure à celle de la branche primaire est progressivement ramenée au niveau de cette dernière.

Les vitesses verticales négatives générées par les branches tourbillonnaires montrent que la branche primaire est bien plus intense que la branche secondaire ce qui explique la composante de rotation de la branche secondaire autour de la branche primaire.

A partir de $X=40\text{ mm}$, la branche secondaire passe au dessus de la primaire. La forte vitesse verticale positive est alors orientée dans la direction des $Z<0$, l'ovale des branches tourbillonnaires suit cette tendance et se réaligne dans cette direction.

Dans la figure 26.9 page 329 le CRVP est visualisé à l'aide d'isosurfaces de λ_{Ci} colorées en

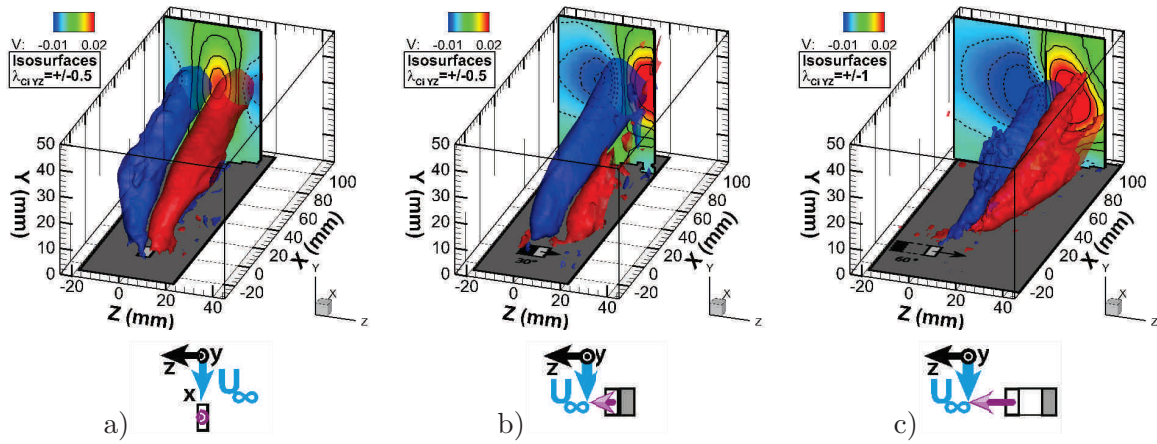


Figure 26.9: Jet rectangulaire avec angle de pitch. Isosurfaces de λ_{Ci} colorées en λ_{CiYZ} , et plans de vitesses verticales situés en $X=100\text{mm}$. Le ratio de vitesses est fixé à $VR=2$ et l'angle de pitch : a) Exp. n° 21, $\varphi = 0^\circ$, b) Exp. n° 24, $\varphi = 30^\circ$, c) Exp. n° 30, $\varphi = 60^\circ$.

λ_{CiYZ} pour différents angles d'injection $\varphi = \{0^\circ, 30^\circ, 45^\circ\}$ et à un ratio de vitesses $VR=2$. Un plan de coupe verticale, situé en fin du domaine de mesure⁴, est coloré en vitesse verticale V et offre un élément de perspective afin de mieux apprécier la hauteur du CRVP en champ lointain par rapport à la paroi.

Partant d'une injection droite où $\varphi = 0^\circ$, l'écoulement se dissymétrise progressivement avec l'augmentation de φ .

26.5.2 Demi chevron : jet rectangulaire avec angles de skew et de pitch

La figure 26.10 page 330 présente l'ensemble des configurations à $VR = 2$. Le CRVP est visualisé à l'aide d'isosurfaces de λ_{Ci} colorées en λ_{CiYZ} de pour différents ratios de vitesses $VR = \{0.5, 1, 2\}$. Un plan de coupe verticale, situé en fin du domaine de mesure⁵, est coloré en vitesse verticale V et offre un élément de perspective afin de mieux apprécier la hauteur du CRVP en champ lointain par rapport à la paroi.

Malgré que le ratio de vitesses soit le même qu'au chapitre précédent sur le jet rectangulaire avec angle de *pitch*, on observe que les configurations Demi-chevron présentent des isosurfaces de branches positive et négative du CRVP plus basses (figure 26.9 page 329).

La comparaison des figures 26.10b,c avec les figures 26.10d,e permet de constater des comportements très différents entre les configurations co-courant et contre-courant.

Dans le cas co-courant (figures 26.10b,c), le CRVP se décale dans la direction $Z > 0$ sous l'influence manifeste de l'injection penchée du jet, et va même jusqu'à sortir rapidement du volume de mesure dans le cas de la figure 26.10c. La hauteur de la branche positive est également clairement située en dessous de la branche négative.

Alors que les configurations rectangle pitché montraient à haut VR un enroulement de la branche tourbillonnaire secondaire autour de la branche tourbillonnaire primaire (allant même jusqu'à se traduire par un basculement de l'orientation des champs de vitesse), les isosurfaces des figures 26.10b,c ne semblent pas présenter la marque d'un tel phénomène.

Dans le cas contre-courant (figures 26.10d,e), la dérive du CRVP vers la droite est beaucoup moins prononcée, voire apparemment nulle dans le cas de la figure 26.10d.

En ce qui concerne la hauteur des branches positives et négatives, c'est également moins clair.

4. $X=95\text{mm}$

5. $X=95\text{mm}$

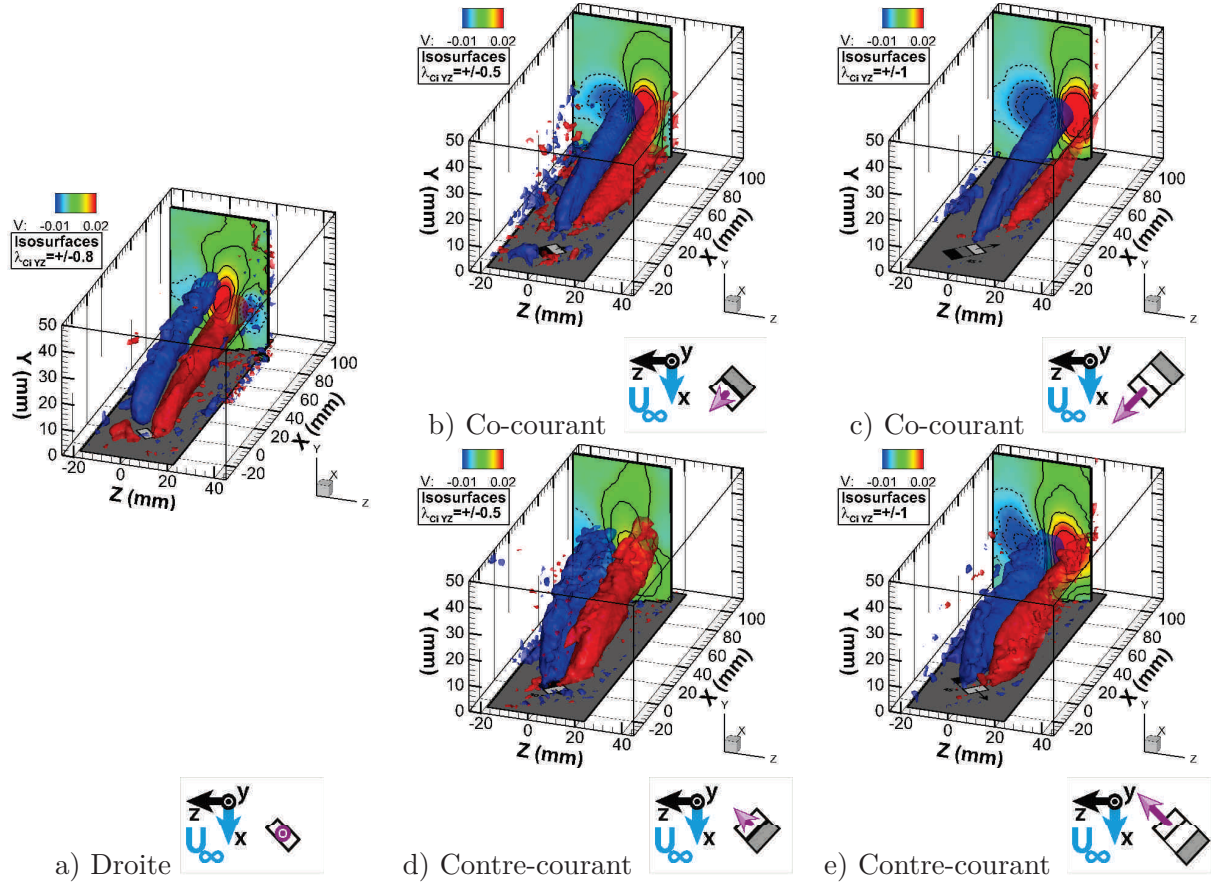


Figure 26.10: Demi-chevron, $VR=2$, expériences. n° 33, 36, 39, 42, 45. a) Configuration droite $\varphi = 0^\circ$. b)&c) Configurations co-courant. d)&e) Configurations contre-courant. b)&d) $\varphi = 30^\circ$. c)&e) $\varphi = 45^\circ$.

Assurément en champ lointain la branche positive est positionnée en hauteur au dessus de la branche négative mais il est difficile de dire à l'aide des seules isosurfaces si la branche positive est initialement située en dessous de la négative.

La figure 26.11 page 331 permet de trancher ces questions. Les champs de vitesses longitudinales et verticales sont présentés à différentes abscisses $X=\{10, 20, 40, 70\}$ mm. Des isolignes de λ_{C1YZ} continues et pointillées marquent les positions respectives des branches positives et négatives. Un dégradé de gris permet d'apprécier leur intensité de tourbillonnement.

Le bloc a présente les champs de vitesses de la configuration n° 33 d'injection droite $\varphi = 0^\circ$.

Le bloc b présente les champs de vitesses de la configuration n° 36 en injection co-courant.

Le bloc c présente les champs de vitesses de la configuration n° 39 en injection contre-courant

On retrouve quelque soit l'injection, même à contre courant, une dérive du CRVP dans la direction des $Z > 0$

Alors qu'un basculement très net de l'orientation des champs de vitesse était observé pour le rectangle penché (figure 26.8 page 328), on ne retrouve pas de trace de ce phénomène ici, quelque soit la configuration.

En revanche, on observe des orientations des champs de vitesses verticaux qui diffèrent entre les figures 26.11a et b et la figure 26.11c. La zone de vitesse verticale positive est penchée dans le sens de l'injection $\varphi > 0$ – vers les $Z > 0$ – pour les figures 26.11a et b et dans l'autre sens pour la figure 26.11c. Plutôt qu'attribuer cela à une injection en co ou à contre courant, nous

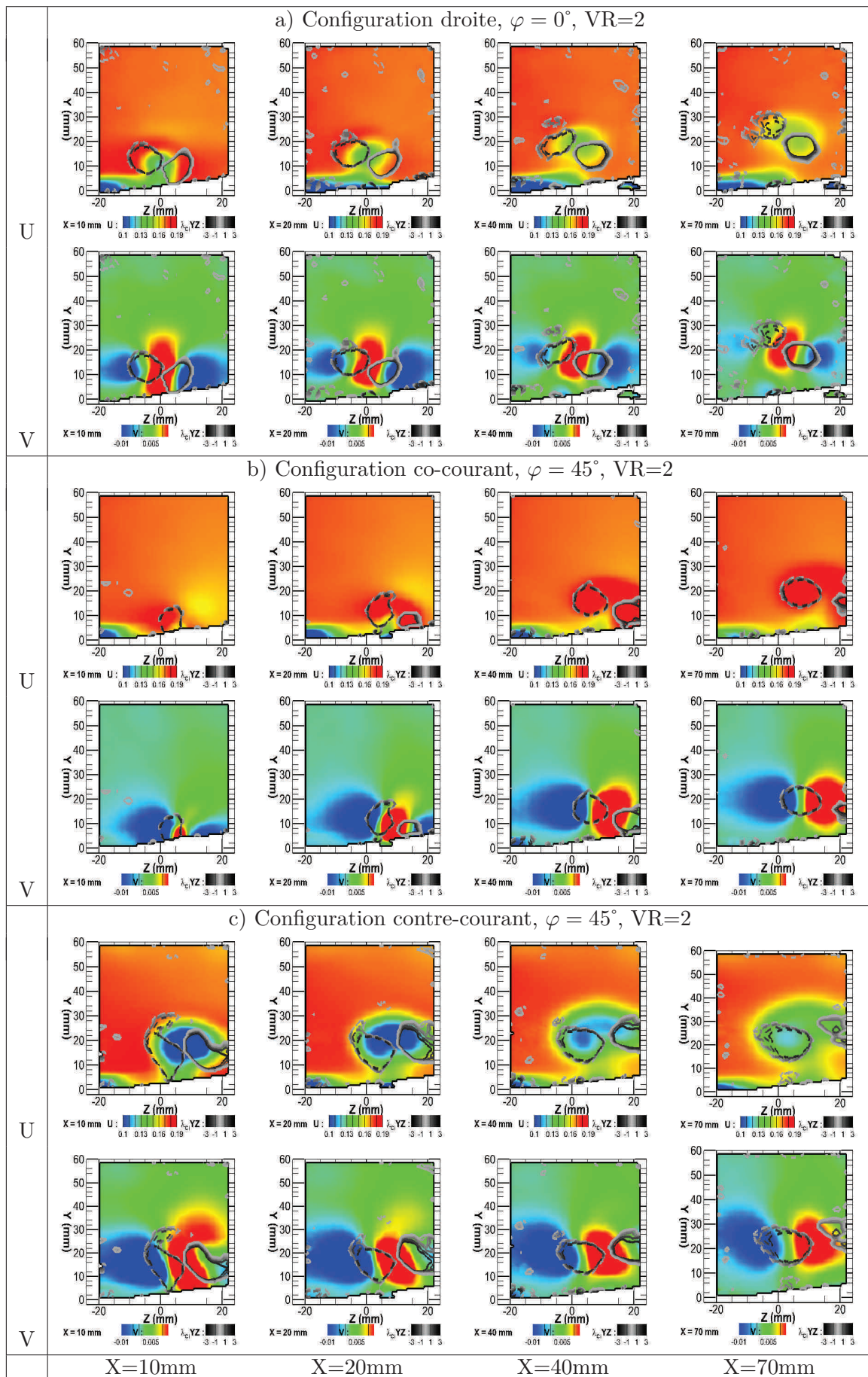


Figure 26.11: Géométrie demi-chevron. Plans longitudinaux situés en $X=\{10, 20, 40, 70\}$ colorés en vitesses longitudinales et verticales, et isolignes de λ_{CiYZ} continues ($\lambda_{CiYZ}>0$) et pointillées ($\lambda_{CiYZ}<0$). a) Configuration droite, expérience n° 33, $\varphi = 0^\circ$, VR=2. b) Configuration co-courant, expérience n° 36, $\varphi = 45^\circ$, VR=2. c) Configuration contre-courant, expérience n° 39, $\varphi = 45^\circ$, VR=2.

associons cette caractéristique à l'orientation spatiale de la géométrie de sortie. Dans le cas des figures 26.11a et b, $\psi > 0$ implique que la branche principale est la branche négative tandis que pour la figure 26.11c où $\psi < 0$, c'est l'inverse.

Ainsi malgré la dérive transversale observée dans la direction des $Z > 0$, les configurations contre-courant conservent une caractéristique intrinsèque à leur orientation spatiale initiale.

26.6 Trajectoire des CRVP

26.6.1 Jet rectangulaire avec angle de pitch

La figure 26.12a page 333 présente les positions dans les plans XZ et YZ des branches positive et négative du CRVP, pour l'ensemble des configurations étudiées. La figure 26.12b ne présente que les positions des configurations extrêmes $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi = 60^\circ$ tandis que la figure 26.12c ne présente que les positions des configurations à VR=1. Enfin, la figure 26.12d présente pour l'ensemble des expériences la position dans le plan YZ de la trajectoire du CRVP, moyennée en fin de domaine sur l'intervalle X=80 à 90 mm.

Plan XZ : A la différence des configurations à injection droite qui quelque soit le VR ne présentent aucune dérive transversale, les configurations penchées montrent toutes une dérive dans la direction d'injection. (figure 26.12a).

A l'exception des injections droites $\varphi = 0^\circ$, l'augmentation du ratio de vitesses se traduit par une augmentation de la dérive transversale (visible pour $\varphi = 60^\circ$ dans la figure 26.12b).

Enfin, on remarque que l'augmentation de l'angle de d'injection se traduit par une augmentation de la dérive transversale (visible pour VR=1 dans la figure 26.12c).

Plan YZ : On retrouve dans le plan YZ la dérive transversale observée dans le plan XZ. En terme d'évolution verticale la branche faible positive s'élève plus haut que la branche forte.

Dans la figure 26.12b page 333 tandis que la configuration à injection droite $\varphi = 0^\circ$ présente quelque soit le ratio de vitesses une symétrie des trajectoires des branches positives et négatives par rapport à l'origine, on observe dans le cas de la configuration penché $\varphi = 60^\circ$ une dissymétrie qui s'accroît alors que le ratio de vitesses VR est augmenté de 1 à 2

Alors que pour VR=1 les branches positive et négative montent à peu près jusqu'à la même hauteur, entre 20 et 25 mm, la branche positive s'élève nettement plus haut que la négative pour VR=2, ce qui traduit l'enroulement de la branche secondaire autour de la primaire que l'on avait noté dans la figure 26.8 page 328.

Enfin, la figure 26.12c page 333 permet d'apprécier l'influence de l'angle d'injection sur les hauteurs de trajectoires à iso-VR=1. Lorsque φ est augmenté, la trajectoire de la branche positive croît régulièrement en hauteur. A contrario, pour la branche négative, seule la configuration fortement penchée à $\varphi = 60^\circ$ présente une augmentation significative de hauteur de trajectoire.

26.6.2 Demi chevron : jet rectangulaire avec angles de skew et de pitch

Les figures 26.13a,b,c,d et e page 334 présentent indépendamment la variation en ratio de vitesses de chaque configurations. La figure 26.13f synthétise tous les comportements en une même figure où sont présentés la position des branches en fin de domaine. Chaque marqueur est obtenu en moyennant les trajectoires entre X= 80 et 90 mm, à l'endroit où les dérives sont les plus marquées.

La figure 26.13a présente dans les plans XZ et YZ, les trajectoires des branches positives et négatives de la configuration *demi-chevron* droite (où $\varphi = 0^\circ$) qui sert de configuration de référence pour analyser l'influence de l'angle d'injection.

Concernant l'injection droite (figure 26.13a), elle présente une dérive faible dans la direction transversale. Cette dérive est quasiment absente sur les branches négatives, et à peine plus marquée sur les branches positives. L'influence du ratio de vitesses se voit uniquement dans le plan YZ : les trajectoires pénètrent plus loin dans l'écoulement.

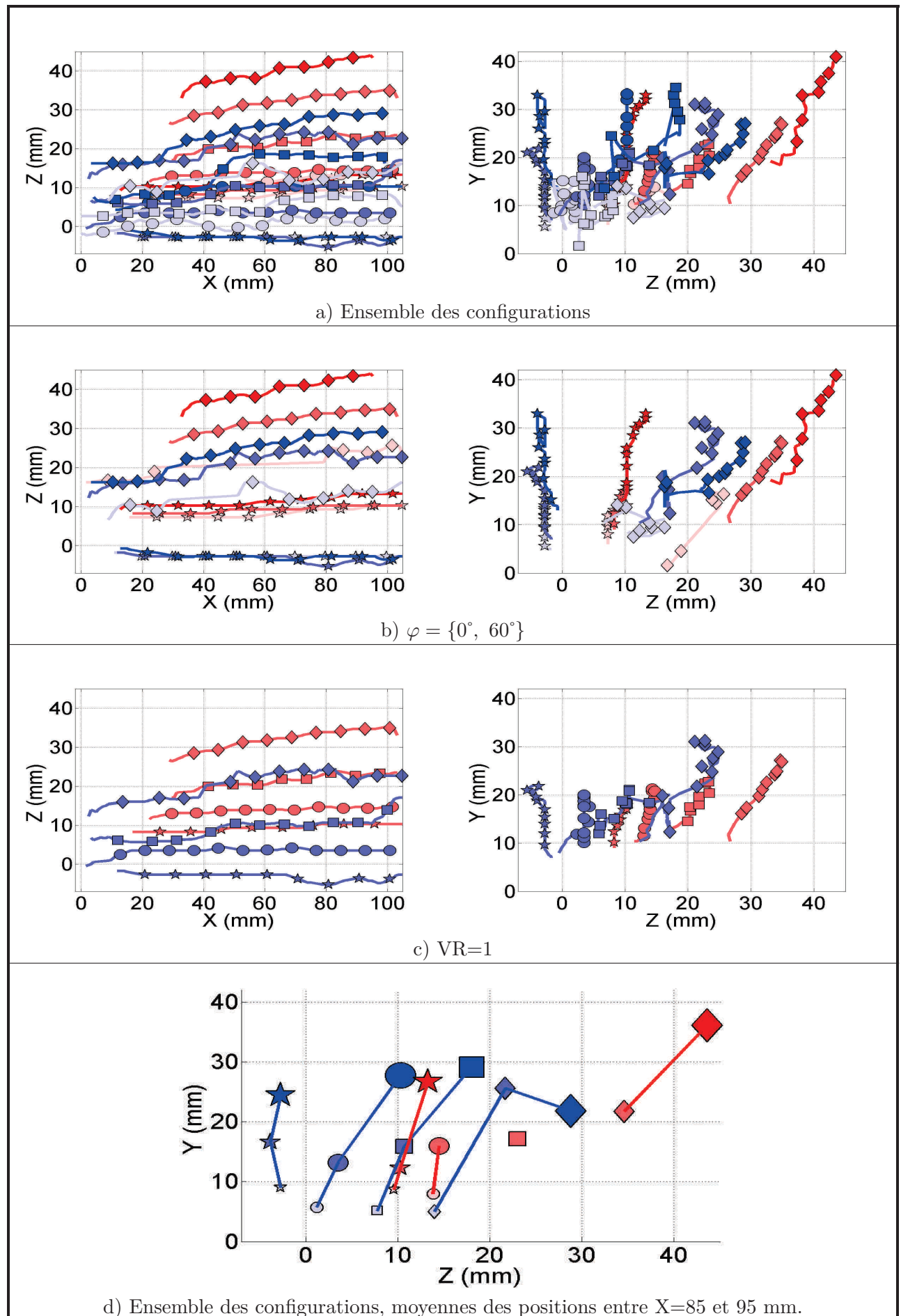


Figure 26.12: Jet rectangulaire avec angle de pitch. a) Positions dans le plan XZ des branches positive et négative du CRVP. b) Seules les configurations $\varphi = \{0^\circ, 60^\circ\}$ sont représentées. c) Seules les configurations VR=1 sont représentées. d) Ensemble des configurations, moyennes des positions entre X=80 et 90 mm. Les marqueurs utilisés sont ceux de la table 26.1 page 327.

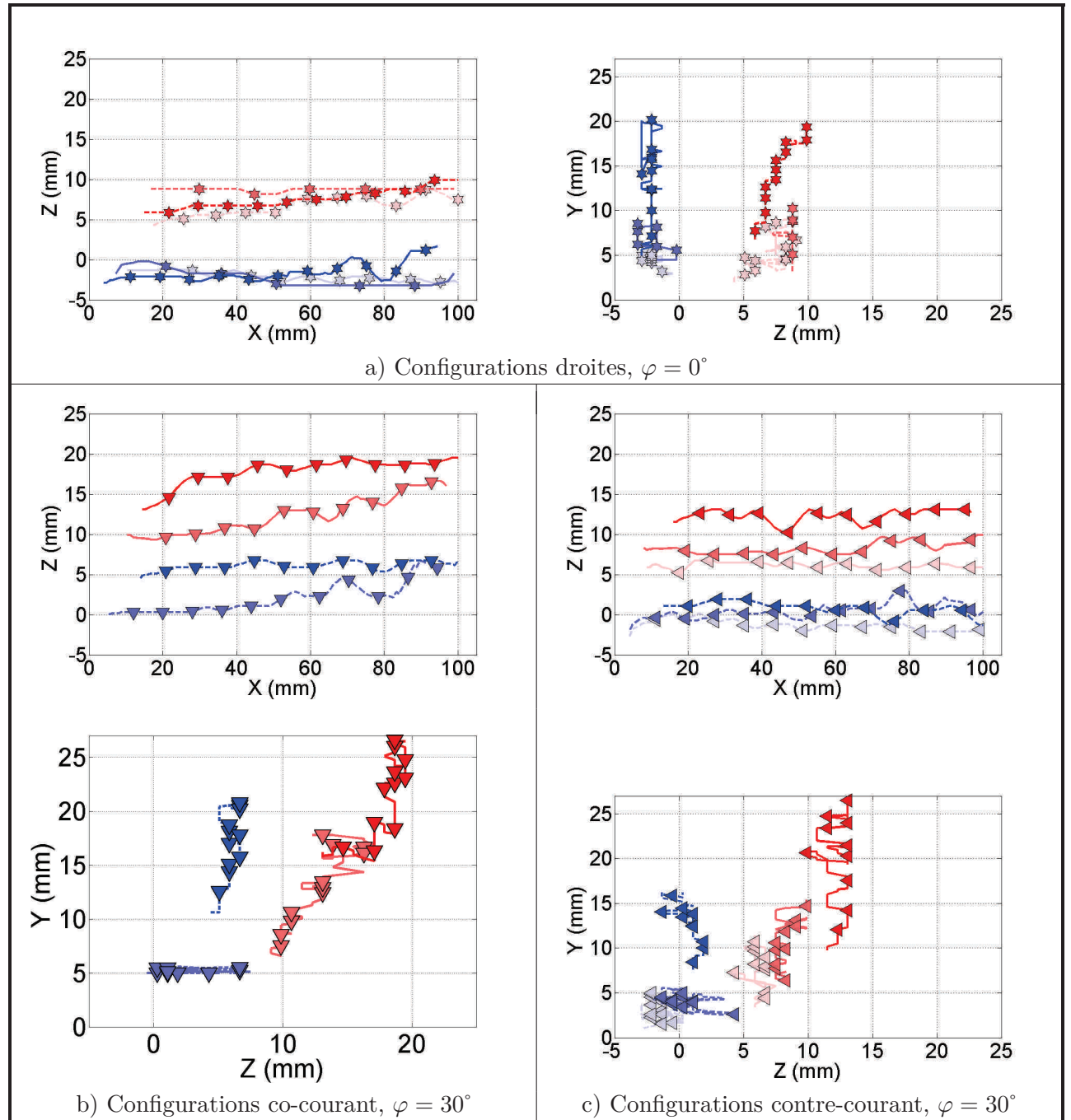


Figure 26.13: Géométrie demi-chevron. Positions dans le plan XZ des branches positive et négative du CRVP. a) Configurations droites, $\varphi = 0^\circ$, b) Configurations co-courant, $\varphi = 30^\circ$, c) Configurations contre-courant, $\varphi = 30^\circ$. Les marqueurs utilisés sont ceux de la table 26.1 page 327.

Alors que l'origine du repère est située au centre de la géométrie d'injection et malgré l'absence de dérive transversale, on constate un décalage des courbes dans la direction des $Z > 0$. Les branches négatives sont situées vers $Z \approx -2$ tandis que les branches positives sont localisées vers $Z \approx 6$. On retrouve le comportement décrit dans les photos 26.6 page 325 et le schéma 26.4 page 323 à savoir que la branche principale—ici la branche négative—est située légèrement derrière l'injection du demi-chevron tandis que la branche secondaire décolle et se positionne en

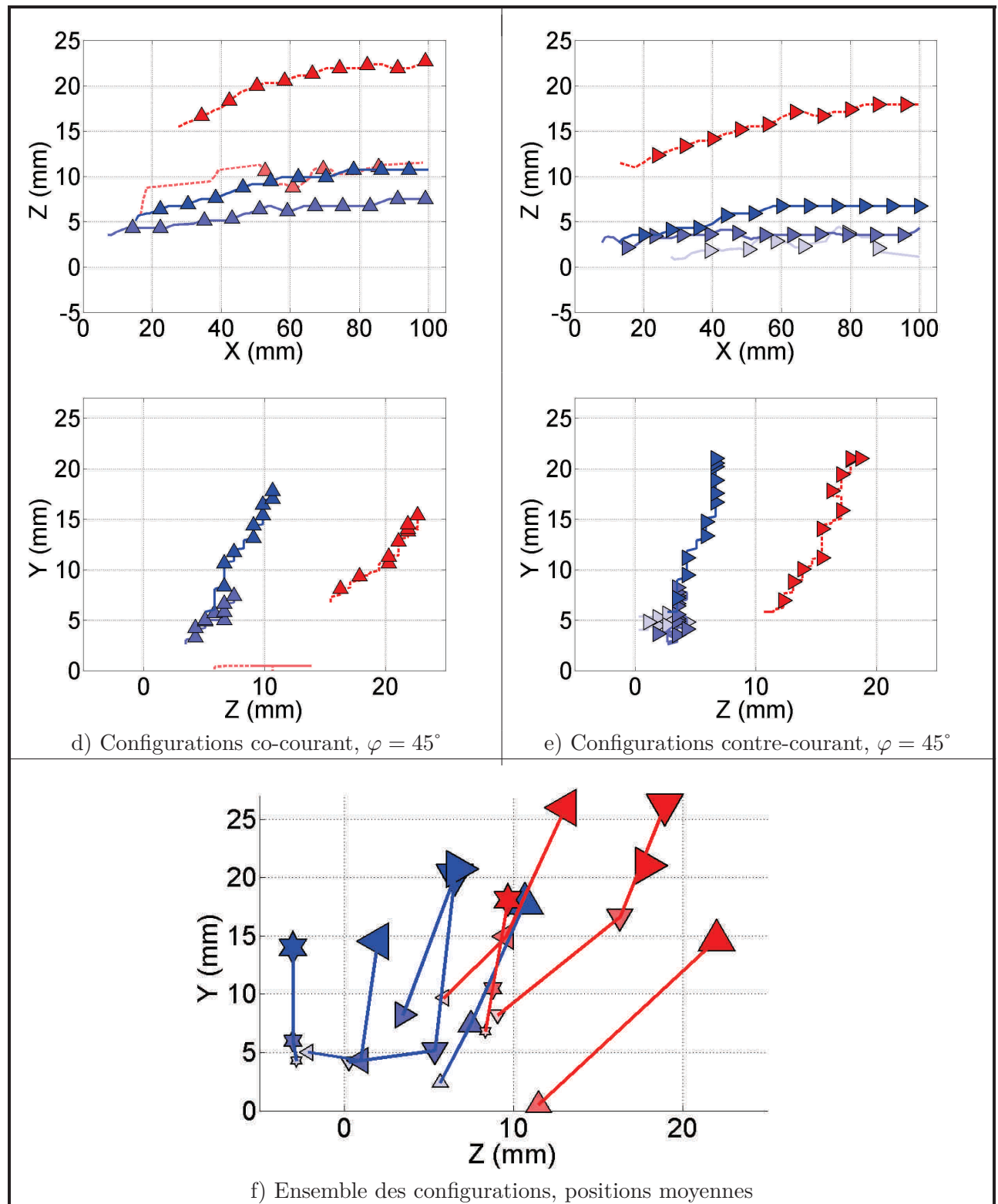


Figure 26.13: Suite. Géométrie demi-chevron. Positions dans le plan XZ des branches positive et négative du CRVP. d) Configurations co-courant, $\varphi = 45^\circ$. e) Configurations contre-courant, $\varphi = 45^\circ$. f) Ensemble des configurations, positions moyennées en fin de domaine, sur l'intervalle $X=80$ à 90 mm. Les marqueurs utilisés sont ceux de la table 26.1 page 327.

décalage par rapport à la géométrie d'injection.

Dans les figures 26.13*b* et *d* (resp. *c* et *e*) sont présentées les injections co-courant où $\varphi > 0$ (resp. contre-courant).

Dans les figures 26.13*b* et *c* (resp. *d* et *e*) sont présentés les faibles angles d'injection $\varphi = 30^\circ$ (resp. $\varphi = 45^\circ$). Plusieurs remarques importantes sont à faire sur ces courbes.

Globalement, on observe une dérive de l'ensemble des configurations dans la direction des $Z > 0$.

Tout d'abord, quelque soit la configuration co-courant ou contre-courant⁶, le ratio de vitesses accroît la dérive transversale du CRVP (figures 26.13*b,c,d* et *e*). Plus le VR augmente, plus les trajectoires des branches positives et négatives sont décalées dans la direction des $Z > 0$.

Ensuite, au sein d'une même configuration, la dispersion transversale des trajectoires entre bas et hauts ratios de vitesses augmente avec l'angle de pitch φ . Partant d'une injection droite $\varphi = 0^\circ$ où les trajectoires dans la direction transverse ne diffèrent que de peu entre VR=0.5, 1 et 2, l'inclinaison de l'injection entre $\varphi = \pm 30^\circ$ et $\varphi = \pm 45^\circ$ augmente la dispersion des trajectoires due au VR (figures 26.13*b,c*). Cette inclinaison progressive se voit particulièrement bien sur les branches positives VR=2 de la figure 26.13*d* présentant les configurations co-courants.

Quelque soit la branche du CRVP, positive comme négative, la dérive transversale ainsi que la dispersion des trajectoires est plus important dans les configurations co-courant que contre-courant. Cet effet traduit le fait que la dérive des configurations co-courant se fait naturellement dans la direction des $Z > 0$ (branche principale négative) et se trouve donc renforcée par l'angle d'injection $\varphi > 0$ qui privilégie la direction $Z > 0$.

Au contraire la dérive naturelle dans le cas contre-courant devrait se faire dans la direction des $Z < 0$ et se voit donc contre-balançait par la direction d'injection $\varphi > 0$. La figure 26.13*c* où les trajectoires ne présentent pas de dérive et sont droites. On peut supposer que dans ce cas là où $\varphi = 30^\circ$ reste faible les deux dérives transversales opposées se compensent.

26.6.3 Comparaison des deux géométries

La figure 26.14*a* présente la trajectoire des branches positive et négative du CRVP dans les plans XZ et YZ des configurations droites.

La figure 26.14*b* présente la trajectoire des branches positive et négative du CRVP dans les plans XZ et YZ, des configurations à faible angles d'injection $\varphi = 30^\circ$.

La figure 26.14*c* présente l'intensité la trajectoire des branches positive et négative du CRVP dans les plans XZ et YZ, des configurations à faible angles d'injection $\varphi \geq 45^\circ$.

Enfin, la figure 26.12*d* présente pour l'ensemble des expériences la position dans le plan YZ de la trajectoire du CRVP, moyennée en fin de domaine sur l'intervalle X=80 à 90 mm.

Les figures 26.14*a, b, c* et *d* permettent de constater que lorsqu'un angle d'injection est présent, la dérive transversale des branches positives et négatives du CRVP des configurations Rectangle penché est plus grande que celle des configurations Demi-chevron.

Bien que la quantité de mouvement injectée pour chaque configuration est égale, son orientation initiale diffère. Dans le cas de la géométrie rectangulaire avec seulement un angle de pitch, cette quantité de mouvement est comprise complètement dans le plan YZ. Ce n'est pas le cas pour la géométrie *demi-chevron* dont la projection de la quantité de mouvement initiale suivant la direction transversale est plus faible.

Cependant cette différence de projection ne suffit pas à elle seule à expliquer la différence de dérive transversale. Si c'était le cas, nous devrions retrouver un rapport $\sqrt{2}/2$ (figure 26.15), entre la position suivant Z les deux configurations. On peut donc en déduire ces deux géométrie

6. Et donc, à l'exception des configurations droites

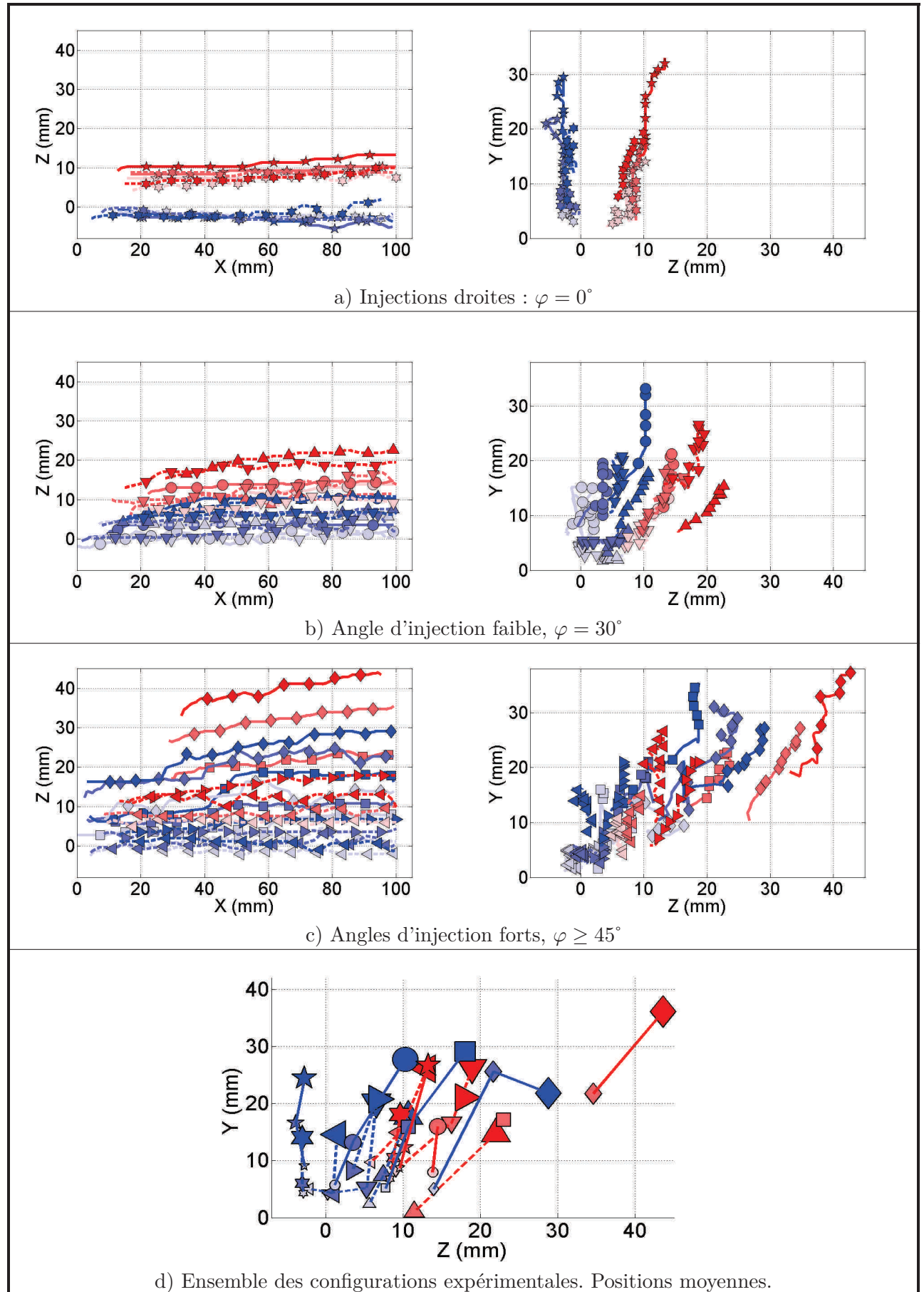


Figure 26.14: Positions dans les plans XZ et YZ des branches positive et négative du CRVP. Géométrie Rectangle penché : (—), géométrie Demi-chevron : (---). Les marqueurs utilisés sont référencés dans la table 26.1 page 327. a) Injections droites $\varphi = 0^\circ$, b) Injections faiblement penchées $\varphi = 30^\circ$, c) Injections fortement penchées $\varphi = \{45^\circ, 60^\circ\}$. d) Positions moyennées sur l'intervalle $X=80$ à 90 mm. Les marqueurs utilisés sont ceux de la table 26.1 page 327.

intéragissent différemment avec le crossflow et produisent des effets différents, dont une dérive transversale des branches du CRVP plus importante pour la configuration rectangle penché.

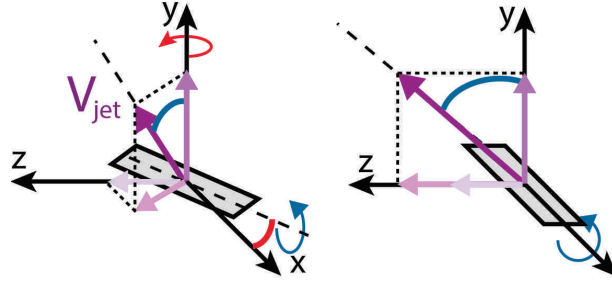


Figure 26.15: Schéma représentant les projections du vecteur vitesse sur les différentes directions de l'écoulement en fonction de la géométrie de sortie : demi-chevron ou rectangle penché.

Les figures 26.14a, b, c et d permettent de constater que l'élévation des branches positives et négatives du CRVP est systématiquement plus importante pour les configurations Rectangle penché.

Ce résultat se retrouve aussi pour les configurations droites (figure 26.14c). Dans ce cas là, la quantité de mouvement projetée sur la direction verticale est la même pour chacune des géométries (figure 26.15).

26.7 Distance entre branches négative et positive λ_{CRVP}

Dans cette section, la distance λ_{CRVP} entre les coeurs des branches positives et négatives est étudiée. λ_{CRVP} est une fonction de X, définie comme étant égale à $\lambda_{CRVP}(x) = \sqrt{(Y_+(x) - Y_-(x))^2 + (Z_+(x) - Z_-(x))^2}$, où $Y_+(x)$ (resp. $Y_-(x)$) et $Z_+(x)$ (resp. $Z_-(x)$) sont les coordonnées dans les directions verticale et transversale du cœur de la branche tourbillonnaire positive (resp. négative) à la position d'abscisse $X=x$ mm. Cette distance est adimensionnée par l'envergure de l'actionneur dans la direction transversale Env_Z .

Pour la géométrie de rectangle penché, Env_Z correspond à la dimension transversale l_z de l'actionneur.

Pour la géométrie rectangulaire avec un angle de pitch, $Env_Z = l_Z = 5.01$ mm.

Pour la géométrie demi-chevron, comme les dimensions du rectangle sont 3×6 mm, et que le rectangle est tournée de 45° par rapport au crossflow, l'envergure transversale fait donc $Env_Z = 3/2 \cdot \sqrt{3^2 + 3^2} = 6.364$ mm (voir figure 26.4 page 323).

26.7.1 Jet rectangulaire avec angle de pitch

En fonction de la position longitudinale X, la figure 26.16a page 339 présente la distance λ_{CRVP} entre les coeurs des branches positives et négatives adimensionnée par l'envergure du rectangle dans la direction transversale Env_Z . Env_Z correspond à l'envergure transversale de l'actionneur, ici $Env_Z = l_Z = 5.01$ mm. La figure 26.16c présente cette distance λ_{CRVP} moyennée sur l'intervalle $X=30$ à 90 mm.

Tout d'abord, on observe que la distance entre branche forte et branche faible augmente avec l'augmentation de VR.

Second constat ; l'ajout des courbes $\varphi = \{30^\circ, 45^\circ\}$ à $VR=2$, permet de constater que lorsque le jet est penché entre $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi = 45^\circ$ cela résulte en un éloignement des branches positives et négatives. A contrario la configuration $\varphi = 60^\circ$ présente une distance entre branche beaucoup

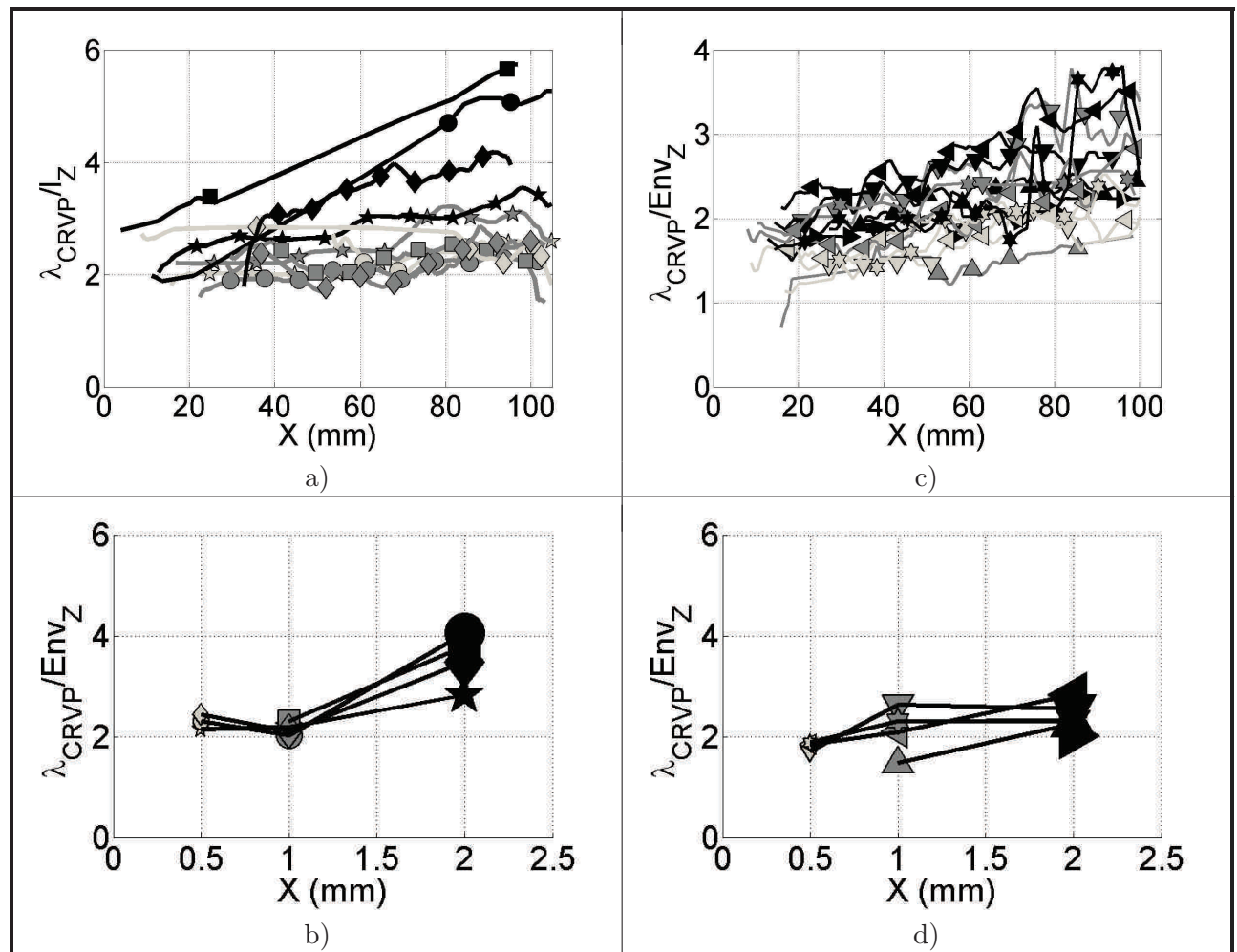


Figure 26.16: Distance λ_{CRVP} entre les coeurs des branches positives et négatives, adimensionnée par l'envergure du rectangle dans la direction transversale $Env_Z = 5.01$ mm, en fonction de la position longitudinale X . Les marqueurs utilisés sont ceux de la table 26.1 page 327. a) Configuration rectangulaire avec angle de pitch. b) Configuration rectangulaire. c) Distance λ_{CRVP} moyennée sur l'intervalle $X=30$ à 90 mm en fonction du ratio de vitesses, pour la configuration rectangulaire avec angle de pitch. d) Distance λ_{CRVP} moyennée sur l'intervalle $X=30$ à 90 mm en fonction du ratio de vitesses, pour la configuration demi-chevron.

plus réduite, et ceci que ce soit pour $VR=1$ comme $VR=2$. Ce résultat plaide également pour des mécanismes d'interaction entre jet et crossflow très différents lors du passage de $\varphi=45^\circ$ à 60° , et contribue à expliquer la trajectoire notablement plus haute de cette configuration. Le rapprochement des branches augmente fortement l'auto-induction (voir les courbes de vitesse d'outflow figure 26.21 page 346)

26.7.2 Demi chevron : jet rectangulaire avec angles de skew et de pitch

En fonction de la position longitudinale X , la figure 26.16b page 339 présente la distance λ_{CRVP} entre les coeurs des branches positives et négatives adimensionnée par l'envergure du rectangle dans la direction transversale Env_Z . Env_Z correspond à l'envergure transversale de l'actionneur, ici $Env_Z=6.34$ mm. La figure 26.16d présente cette distance λ_{CRVP} moyennée sur l'intervalle $X=30$ à 90 mm.

Premier constat ; vers l'origine, vers $X \approx 0$, les courbes commencent toutes aux alentours de

$\lambda_{CRVP}/Envergure_Z \geq 1$ ce qui traduit le fait que l'envergure transversale de la géométrie correspond à la borne inférieure limitant la distance entre les cœurs des branches positives et négatives.

Second constat ; quelque soit la configuration co ou contre-courant à l'exception des configurations droites où λ_{CRVP} bien que croissant, reste à peu près indépendant du VR, le ratio de vitesses accroît la distance entre les cœurs λ_{CRVP} . Cette dépendance de λ_{CRVP} en fonction du VR semble s'exprimer uniquement dans le champ proche du jet, et la variation de λ_{CRVP} en fonction de X n'être que très peu dépendant du ratio de vitesses (figures 26.16a,b).

Troisième constat ; par rapport à la configuration droite, la distance entre cœurs λ_{CRVP} est globalement diminuée dans les configurations co-courant et augmentée dans les configurations contre-courant.

26.7.3 Comparaison des deux

Les figures 26.16a,b,c,d permettent d'établir que la distance λ_{CRVP} dans le plan YZ entre les cœurs de la branche positive et de la branche négative est plus grande pour les configurations Demi-chevron que pour les configurations rectangle penchées. Cet écart λ_{CRVP} augmente avec le VR. Il est fixé initialement en champ proche puis croît avec la direction longitudinale X suivant un taux de croissance qui semble indépendant du ratio de vitesses et la géométrie.

Il semble donc que les trajectoires plus hautes pour la configuration rectangle penché qui sont observées dans les plans YZ dans la figure 26.14 sont dues à des branches de CRVP plus rapprochées.

26.8 Intensité tourbillonnaire des CRVP en champs moyen

26.8.1 Jet rectangulaire avec angle de pitch

La figure 26.17a page 341 présente la valeur absolue de l'intensité tourbillonnaire des branches positive It_{CRVP+} et négative It_{CRVP-} du CRVP des champ moyen de vitesse en fonction de la position longitudinale X, pour les configurations droite $\varphi = 0^\circ$ et très penchée $\varphi = 60^\circ$. La figure 26.17b présente la valeur absolue de l'intensité tourbillonnaire des configurations où le ratio de vitesse VR=1.

Comme pour les jets ronds et de géométries bisymétrique⁷, l'intensité tourbillonnaire du CRVP croît avec le ratio de vitesses (figure 26.17a page 341). Étant donné que la variation en ratio de vitesses est effectuée par l'intermédiaire d'une variation de vitesses de jet, et que l'on a montré que l'intensité tourbillonnaire du CRVP est directement reliée à la vitesse du jet⁸, ce résultat montre que la physique du jet penché ne diffère pas de celle du jet droit en ce qui concerne la dépendance de l'intensité tourbillonnaire avec le VR.

Comme on pouvait s'en douter en regard des isosurfaces présentées dans la section 26.5, les branches primaires ont une intensité tourbillonnaire plus élevée que les branches positives (figure 26.17b page 341).

La forte dispersion des courbes négatives par rapport à celle des courbes positives traduit une plus grande sensibilité de l'intensité tourbillonnaire de la branche primaire à une variation en VR et donc une plus grande importance de l'interaction du jet avec l'écoulement.

Pour VR=1 et VR=2, les configurations penchées génèrent des tourbillons négatifs de plus fortes intensités que la configuration droite, et plus l'angle d'injection φ est élevé, plus l'intensité tourbillonnaire est forte.

Les configurations faiblement à modérément penchée $\varphi = \{30^\circ, 45^\circ\}$ présentent peu de différence

7. Rectangulaires et elliptiques.

8. par l'intermédiaire du cisaillement latéral qui renforce en champs instantané l'intensité des bras des LEVs qui composent le CRVP en champs moyen

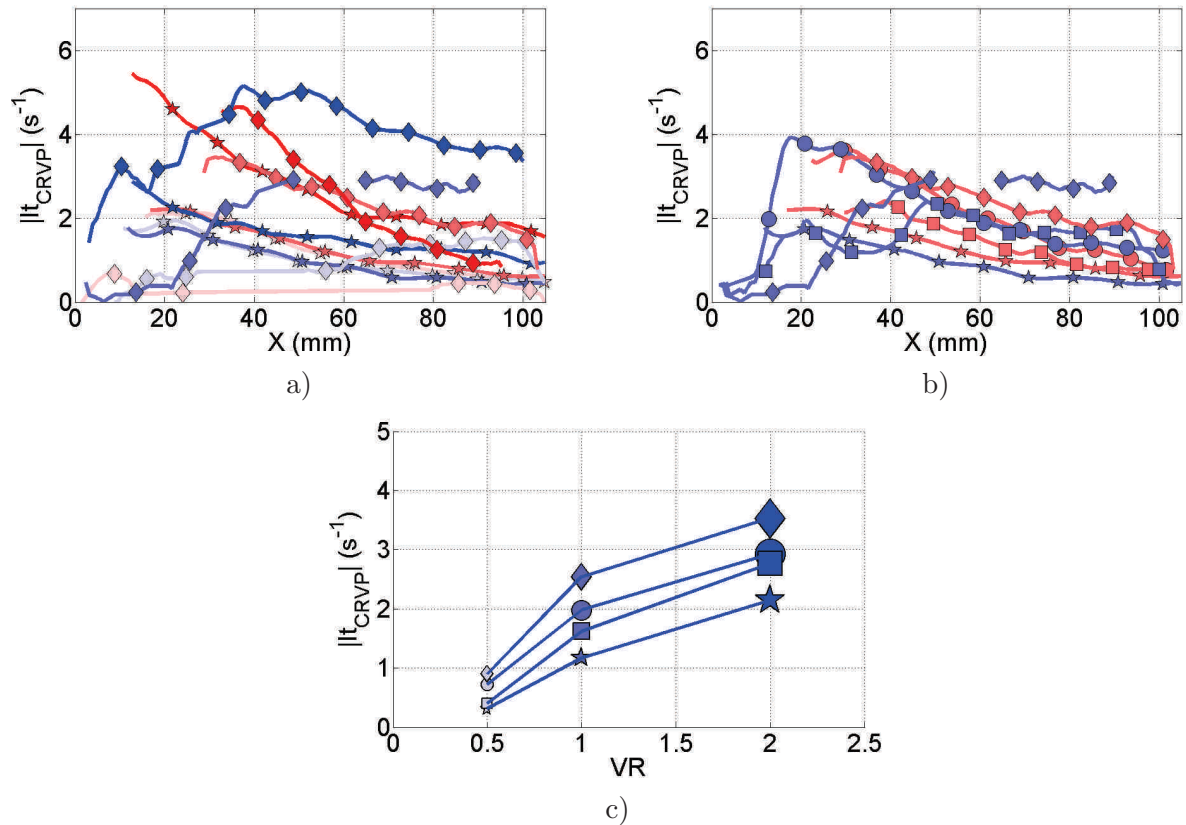


Figure 26.17: Géométrie jet rectangulaire avec angle de pitch. Intensité tourbillonnaire des branches positive It_{CRVP+} et négative It_{CRVP-} du CRVP en fonction de la position longitudinale X . a) Configurations droite $\varphi = 0^\circ$ et très penchée $\varphi = 60^\circ$. b) Configurations à $VR=1$. c) Moyenne de l'intensité tourbillonnaire effectuée sur l'intervalle $X=20$ à 90 mm. Les marqueurs utilisés sont ceux de la table 26.1 page 327.

d'intensité tourbillonnaire aussi bien pour $VR=1$ que $VR=2$. La dépendance du gain d'intensité tourbillonnaire de la branche primaire des configurations penchées par rapport à la configuration droite en fonction de l'angle d'injection est donc faible à bas φ .

La configuration fortement penchée — $\varphi = 60^\circ$ — présente un gain d'intensité tourbillonnaire bien plus fort, presque le double de celle d'une configuration droite (figures 26.17a et c page 341).

La forme même des courbes d'intensité tourbillonnaire pour $X < 40 \text{ mm}$ ⁹ est dépendante de l'angle d'injection. Alors que les configurations $\varphi = \{0^\circ, 30^\circ, 45^\circ\}$ présentent un maximum d'intensité tourbillonnaire en champ proche aux alentours de $X=20 \text{ mm}$ ¹⁰ suivi d'une décroissance en champs plus lointain, la configuration fortement penchée $\varphi = 60^\circ$ présente une croissance graduelle de l'intensité tourbillonnaire jusqu'à atteindre un maximum vers $X \approx 40 \text{ mm}$.

Cette différence de comportement plaide pour un mécanisme différent d'interaction entre jet et crossflow¹¹ qui renforce graduellement l'intensité tourbillonnaire des structures instantanées orientées dans la direction longitudinale.

On l'avait vu dans le cas des jets droits, l'intensité des bras des LEV est renforcée par le cisaillement latéral du jet alors que ces bras s'enroulent autour de la circonférence du jet. Il est probable

9. Étant données que les dimensions du rectangle sont $10 \times 5 \text{ mm}$, cela représente une longueur adimensionnée par la dimension longitudinale de de $X/L < 4$

10. Position similaire pour le jet rond max It vers $X/D=2$

11. ou une topologie d'écoulement différent promouvant un tel mécanisme

qu'une configuration fortement penchée en réorientant une partie de la quantité de mouvement du jet dans la direction du crossflow agrandit et accroît la zone sur laquelle ce renforcement a lieu (voir figure 19.8 page 267).

Passées les différences introduites en champ proche par la géométrie de jet, et une fois que les branches tourbillonnaires sont réorientées dans la direction du crossflow, les décroissances de l'intensité tourbillonnaire en champ lointain suivent les mêmes évolutions comme le montrent les figures 26.17a et b page 341. Cette évolution correspond à la décroissance naturelle de l'intensité tourbillonnaire qui se dissipe petit à petit par dissipation visqueuse.

26.8.2 Demi chevron : jet rectangulaire avec angles de skew et de pitch

La figure 26.18a page 343 présente l'intensité tourbillonnaire des branches positive It_{CRVP+} et négative It_{CRVP-} du CRVP des champ moyen de vitesse en fonction du ratio de vitesses, pour l'ensemble des configurations étudiées. On observe une dissymétrie entre l'intensité des branches positives et négatives, avec des intensités de tourbillonnement négatives plus importantes.

Les prochaines sous-sections analysent la raison de ce résultat, et compare l'ensemble des courbes où sont présent des angles d'injection $\varphi \neq 0$ aux configurations d'injection droite ($\varphi = 0$) de la figure 26.18b.

Cette injection droite présente une dissymétrie entre les intensités des branches positive et négative, dissymétrie qui se manifeste surtout pour $VR=2$. La branche négative est pour cette orientation géométrique $\psi > 0$ la branche principale (voir figures 26.6 et 26.4) ce que marque son intensité tourbillonnaire plus forte.

Rappel : La branche principale est tracée en trait continu tandis que la branche secondaire est tracée en pointillés. Les figures 26.18c,d,e et f page 343 présentent indépendamment la variation en ratio de vitesses de chaque configuration. Dans les figures 26.18c et e (resp. d et f) sont présentées les injections co-courant où $\varphi > 0$ (resp. contre-courant). Dans les figures 26.18c et d (resp. e et f) sont présentés les faibles angles d'injection $\varphi = 30^\circ$ (resp. $\varphi = 45^\circ$).

Plusieurs remarques importantes sont à faire sur ces courbes.

La comparaison des courbes à $\varphi = 30^\circ$ (26.18 c et d) et des courbes à $\varphi = 45^\circ$ montre une dispersion des courbes entre bas et hauts VR qui augmente alors que φ est augmentée. Autrement dit, l'angle d'injection amplifie les écarts dûs à l'influence du ratio de vitesses.

Autre constat important, la branche d'intensité tourbillonnaire négative est systématiquement plus importante que la branche positive. Or si l'on se réfère à leurs orientations spatiales (voir figures 26.6 et 26.4), les configurations à contre-courant ont pour branche principale la branche positive et non négative.

La constante dans toutes ces configurations est l'orientation de l'injection dans la direction des $Z > 0$ ($\Leftrightarrow \varphi > 0$).

L'influence de $\varphi > 0$ inverse donc le rapport normal des intensités tourbillonnaires pour les configurations contre-courant, où la branche positive devrait être prééminente.

Les figures 26.18e et f présentent l'ensemble des configurations co-courant, contre-courant et droite en maintenant constant le ratio de vitesses $VR=2$ et l'angle d'injection φ .

La comparaison des figures 26.18e et f permet de retrouver une amplification des intensités tourbillonnaires avec l'augmentation de φ .

L'effet de $\varphi > 0$ sur l'intensité tourbillonnaire des branches principales et secondaires se manifeste très clairement dans la figure 26.18d.

Dans le cas co-courant, où la branche principale est la branche négative, l'écart entre l'intensité de la branche positive et de la branche négative est très important. A l'inverse pour les configu-

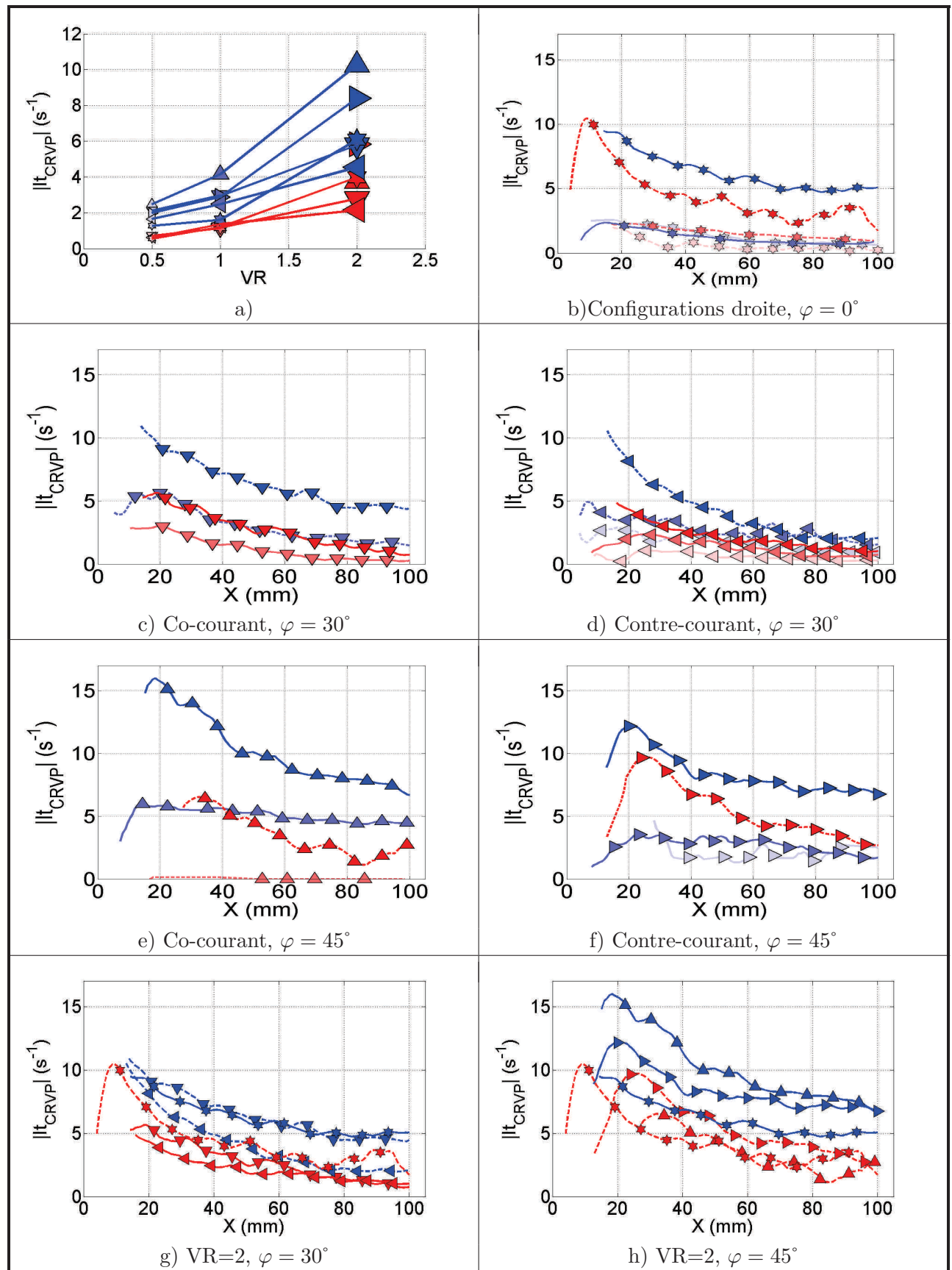


Figure 26.18: Géométrie demi-chevron. Intensité tourbillonnaire des branches positive It_{CRVP+} et négative It_{CRVP-} du CRVP en fonction de la position longitudinale X . a) Moyenne de la vitesse verticale effectuée sur l'intervalle $X=20$ à 90 mm. Les marqueurs utilisés sont ceux de la table 26.1 page 327.

rations contre-courants, l'écart d'intensité tourbillonnaire entre la branche positive et la branche négative est faible, et leurs courbes sont comprises entre les courbes co-courant.

Systématiquement donc, $\varphi > 0$ renforce la branche négative et affaiblit la positive allant même jusqu'à inverser les rapports d'intensité entre branche principale et secondaire pour les configurations contre-courant.

Adimensionnement par la longueur des côtés

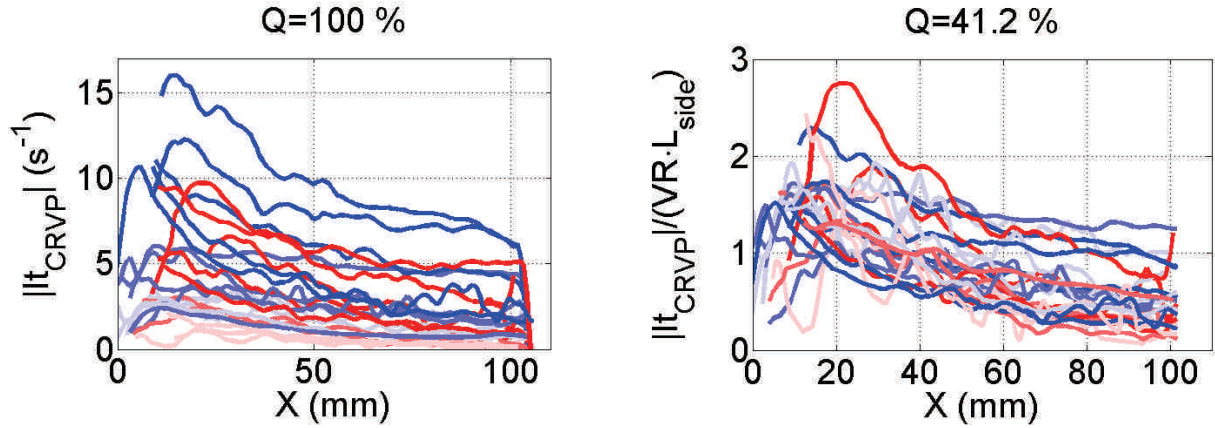


Figure 26.19: a) En fonction de la position longitudinale X , valeur absolue des intensités tourbillonnaires $|It_{CRVP+}|$ et $|It_{CRVP-}|$. b) Valeur absolue des intensités tourbillonnaires adimensionnées par le ratio de vitesse et la longueur des côtés L_{side} du rectangle d'où sont issues les branches tourbillonnaires principales et secondaires.

La figure 26.19a trace en fonction de la direction longitudinale X , la valeur absolue de l'intensité tourbillonnaire. La figure 26.19b présente cette valeur absolue adimensionnée par le produit $VR \cdot L_{side}$ où L_{side} est la longueur du petit côté du rectangle égale à 3 mm pour les branches auxiliaires et la longueur du grand côté du rectangle égale à 6 mm pour les branches primaires.

Loin d'être une tentative d'adimensionnement visant à réduire la dispersion globale des courbes, cet adimensionnement illustre l'influence de la longueur du bord du jet donnant naissance à une branche sur l'intensité tourbillonnaire de cette branche. Effectivement, les bornes de la distribution des courbes positives correspondent avec cette adimensionnement à celles de la distribution des courbes négatives.

Cela ne peut pas être dû à l'effet de l'adimensionnement par le VR qui est le même pour les branches primaire et auxiliaire.

Ce résultat très intéressant offre une possibilité de jouer simplement sur la différence d'intensité tourbillonnaire recherchée entre les branches primaire et auxiliaire.

26.8.3 Comparaison des deux géométries

La figure 26.20a présente l'intensité tourbillonnaire en fonction de la position longitudinale X , pour les configurations droites. La figure 26.20b présente l'intensité tourbillonnaire des configurations à faible angle d'injection $\varphi = 30^\circ$. La figure 26.20c présente l'intensité tourbillonnaire des configurations à forts angles d'injection $\varphi \geq 45^\circ$. La figure 26.20d présente l'intensité tourbillonnaire moyenne de la branche négative, pour l'ensemble des configurations.

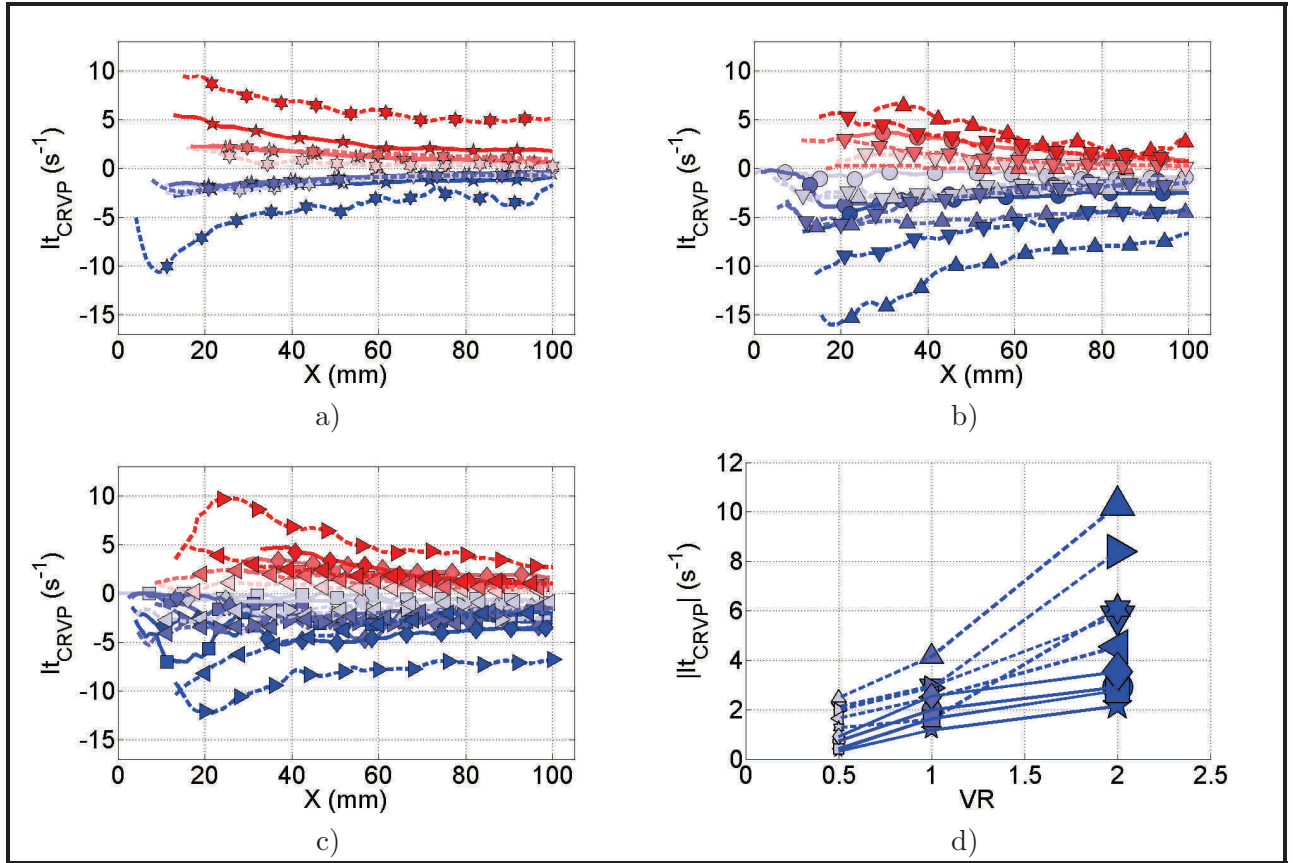


Figure 26.20: Intensités tourbillonnaire des branches positive It_{CRVP+} et négative It_{CRVP-} du CRVP en fonction de la position longitudinale X . a) Configurations droites $\varphi = 0^\circ$. b) Configurations faiblement penchées $\varphi = 30^\circ$. c) Configurations fortement penchées $\varphi = 45, 60^\circ$. d) Intensités de la branche négative, moyennées sur l'intervalle $X = 30$ à 90 mm. Géométrie jet rectangulaire avec angle de pitch : (—), géométrie Demi-chevron : (—). Les marqueurs utilisés sont référencés dans la table 26.1 page 327.

Quelque soit l'angle d'injection et le ratio de vitesses, les figures 26.20a, b, c et d montrent que la configuration Demi-chevron produit des structures tourbillonnaires longitudinales de plus fortes intensités tourbillonnaires que la configuration Rectangle Penché.

Cette différence d'intensité tourbillonnaire s'accroît pour les ratios de vitesses élevées $VR > 1$.

26.9 Vitesse verticale en outflow

26.9.1 Jet rectangulaire avec angle de pitch

Dans la figure 26.21a, les vitesses d'inflow et d'outflow des configurations extrêmes où $\varphi = \{0^\circ, 60^\circ\}$ sont représentées tandis que dans la figure 26.21b, seules les configurations où le ratio de vitesses $VR=1$ sont montrées. La figure 26.20c présente les vitesses d'inflow et d'outflow moyennes en fonction du ratio de vitesse pour l'ensemble des configurations.

Les remarques faites sur les intensités tourbillonnaires restent valables pour les vitesses verticales. Les vitesses verticales d'outflow et d'inflow croissent avec le ratio de vitesses (figure 26.21a page 346), et avec le rapport d'aspect (figure 26.21b page 346).

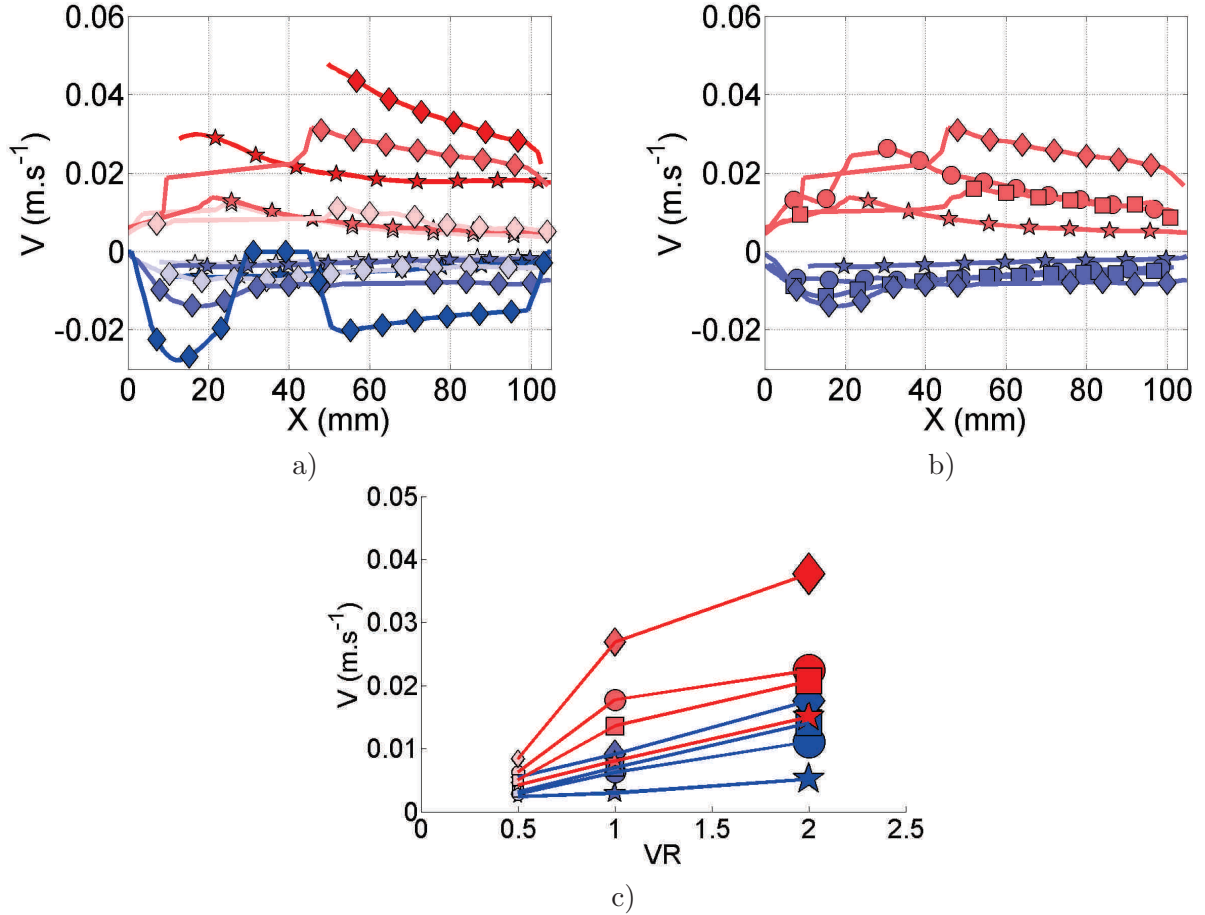


Figure 26.21: Jet rectangulaire avec un angle de pitch. a) Vitesses verticales d'inflow et d'outflow pour les configurations $\varphi = \{0^\circ, 60^\circ\}$ sont représentées. b) Vitesses verticales d'inflow et d'outflow pour les configurations à $VR=1$. c) Moyenne de la vitesse verticale effectuée sur l'intervalle $X=20$ à 90 mm. Les marqueurs utilisés sont ceux de la table 26.1 page 327.

26.9.2 Demi chevron : jet rectangulaire avec angles de skew et de pitch

Les figures 26.22a,b page 347 présentent la valeur absolue des vitesses verticales positive $V_{outflow}$ et négative V_{inflow} en fonction de la position longitudinale X . Dans la figure 26.22a, les injections droites sont comparées aux injections co-courant, où $\varphi > 0$, tandis que dans la figure 26.22b, elles le sont aux injections contre-courant, où $\varphi < 0$.

Là aussi, les remarques faites sur les intensités tourbillonnaires restent valables pour les vitesses verticales.

26.9.3 Comparaison des deux géométries

La figure 26.20a présente les vitesses verticales d'inflow et d'outflow des configurations droites. La figure 26.20b présente les vitesses verticales d'inflow et d'outflow des configurations à faible angles d'injection $\varphi = 30^\circ$. La figure 26.20c présente les vitesses verticales d'inflow et d'outflow des configurations à faible angles d'injection $\varphi \geq 45^\circ$. Les figures 26.23a, b, c et d permet de prendre la mesure des vitesse d'inflow et d'outflow générées par les branches du CRVP. Ces vitesses sont des caractéristiques déterminantes dans la perspective du contrôle d'écoulement car ce sont elles qui permettront un mélange en proche paroi et une modification de la

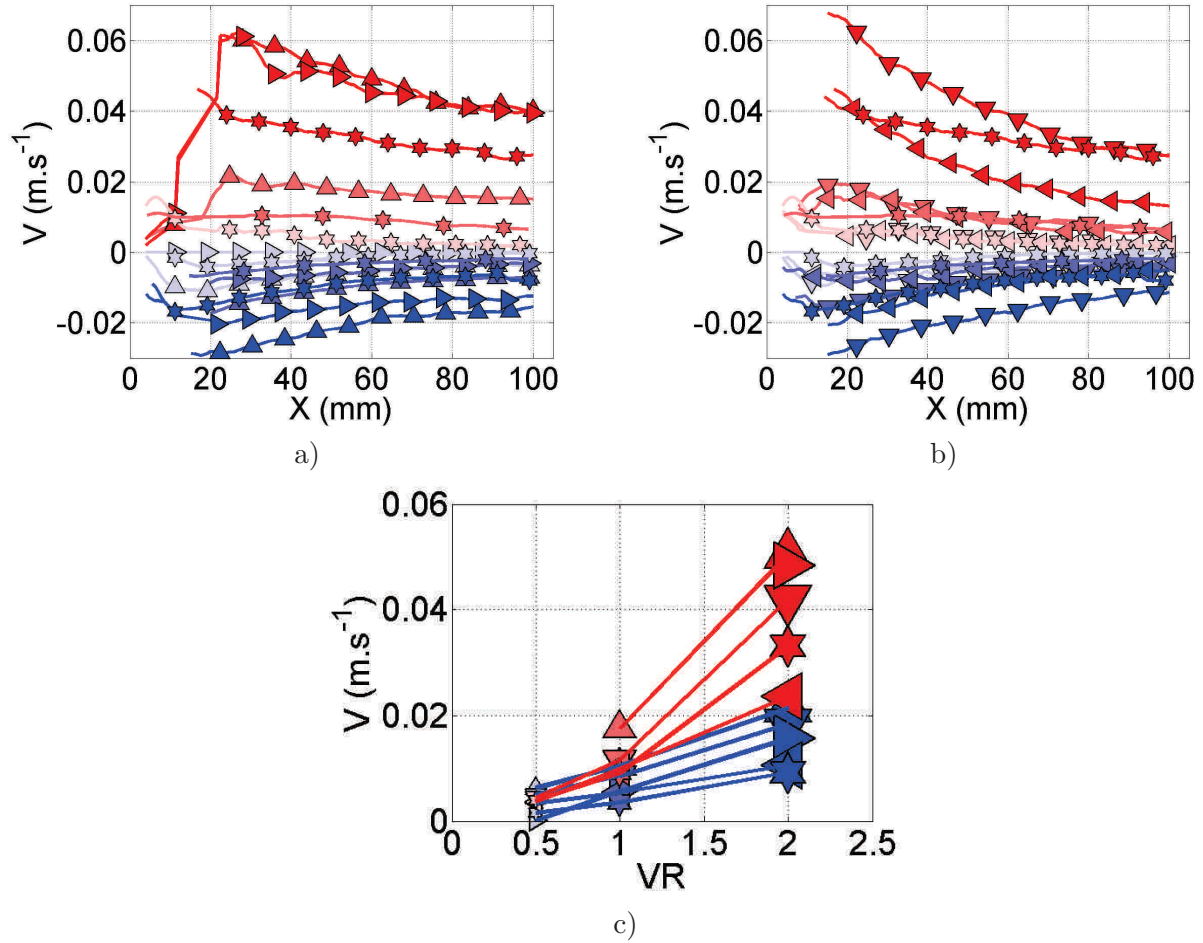


Figure 26.22: Valeur absolue des vitesses verticales d'inflow et d'outflow pour la configuration demi-chevron. a) Configurations co-courant. b) Configurations contre-courant. c) Moyenne de la vitesse verticale sur l'intervalle $X=20$ à 90 mm. Les marqueurs utilisés sont ceux de la table 26.1 page 327.

stratification en quantité de mouvement de la couche limite.

On constate que les vitesses d'inflow et d'outflow continuent à être plus importantes pour les configurations Demi-chevron en co-courant, cependant ce n'est plus le cas pour les configurations à contre-courant. Globalement, les vitesses verticales d'inflow et d'outflow de la configuration rectangle penché sont du même ordre de grandeur que celles produites par la configuration Demi-chevron. Ce résultat, alors que les intensité tourbillonnaires des branches du CRVP sont plus faibles (figure 26.20) est dû à une distance plus faible entre les coeurs des branches qui favorise l'auto-induction augmente la vitesse d'outflow (figure 26.16).

26.10 Conclusion

26.10.1 Jet rectangulaire avec angle de pitch

Influence d'un angle d'injection

Pour cette géométrie, un angle de *pitch* a été introduit afin de briser la symétrie de l'injection est de générer une branche tourbillonnaire plus forte que l'autre.

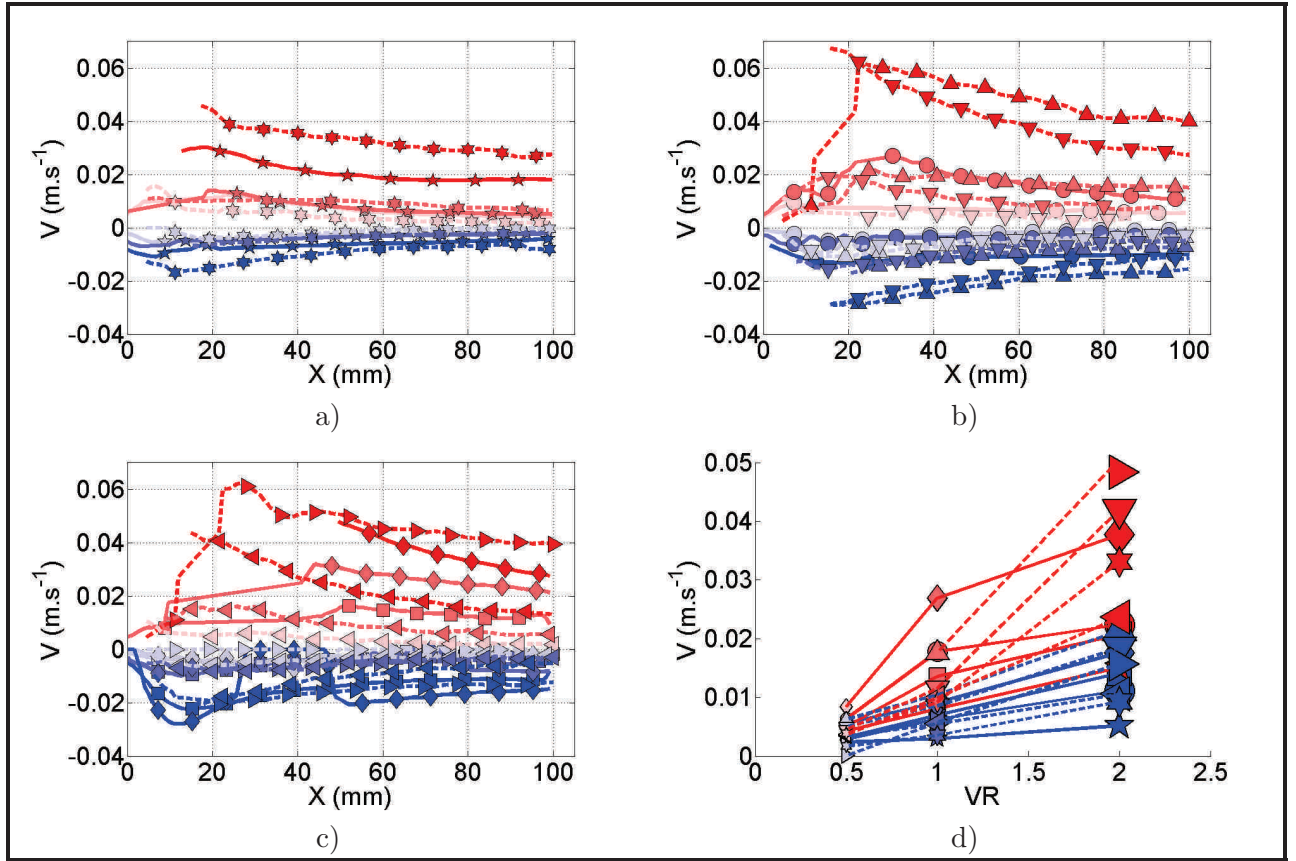


Figure 26.23: Vitesses verticales d'inflow et d'outflow en fonction de la position longitudinale X . Géométrie Rectangle penché : (—), géométrie Demi-chevron : (—). Les marqueurs utilisés sont référencés dans la table 26.1 page 327.

a) Injections droites $\varphi = 0^\circ$, b) Injections faiblement penchées $\varphi = 30^\circ$, c) Injections fortement penchées $\varphi = \{45^\circ, 60^\circ\}$.

Les résultats sont concluants : l'introduction d'un angle de pitch se traduit bien par un renforcement de l'intensité tourbillonnaire de la branche principale.

Conséquence en terme d'actionneur

Cependant un problème reste la proximité des branches du CRVP qui résulte en une auto-induction encore forte qui redresse la trajectoire du CRVP et l'éloigne de la paroi.

Un autre problème se pose au niveau de la trajectoire des branches du CRVP qui présente une dérive assez importante. Il est possible que ce problème puisse être compensé par la présence de voisins.

26.10.2 Demi chevron, et comparaison des deux géométries

Dans une optique de contrôle d'écoulement de couche limite à l'aide de jet, à bien des égards la configuration Demi-chevron est préférable à la configuration Rectangle penché. En effet :

- La configuration Demi-chevron produit des branches tourbillonnaires d'intensité plus forte (figure 26.20).
- Les intensités tourbillonnaires des branches principale et auxiliaire sont déterminées au premier ordre par la longueur des côtés dont elles sont issues. Ce résultat très intéressant

offre la possibilité de fixer simplement la différence d'intensité tourbillonnaire recherchée entre les branches primaire et auxiliaire en ajustant le rapport d'aspect de la géométrie.

- Ses branches sont positionnées plus bas dans la couche limite (figure 26.14) et sont plus espacées entre elles (figure 26.16) ce qui limitent leur auto-induction.
- La dérive transversale observée sur les branches de la configuration Demi-chevron est également moins importante que sur la configuration rectangle penché. Cette dérive en soi n'est pas néfaste, et se trouve même être intéressante. Cette dérive en créant une perturbation transversale permet de couvrir une zone plus large et homogénéise mieux le contrôle effectué sur la couche limite en cassant du même coup une modulation de la couche limite en stries de vitesse longitudinale. Cependant cette dérive n'a pas besoin d'être trop grande. Il suffit qu'elle permette de couvrir transversalement la distance qui l'amènerait derrière un autre actionneur dans le cas d'une rangée transversal d'actionneur régulièrement espacés. Il est possible donc de percevoir une dérive transversale trop importante comme une utilisation inintéressante de la quantité de mouvement transporté et générée par le jet.

La comparaison entre ces deux configurations nous amène donc naturellement à l'étude d'une configuration de jet dite *en chevron*, composée de deux géométries Demi-chevron disposées symétriquement en face à face.

Chapitre 27

VG

27.1 Introduction

Dans ce chapitre nous nous intéressons aux géométries d'injection de type chevron, composées de deux géométries Demi-chevron disposées symétriquement en face à face. Cette étude, prévue de longue date, est trop importante pour avoir pu être traitée avant la fin de la thèse. Le temps nous a manqué pour proposer une analyse vraiment fouillée de la géométrie chevron. Nous ne présenterons donc dans ce chapitre uniquement des visualisations des champs moyens, obtenus pour quelques configurations particulières de la géométrie chevron.

La géométrie chevron a été étudiée par de nombreuses équipes, aussi bien pour des actionneurs solides [119, 120, 121] que fluides [111].

27.2 Géométries présentées

La table 28.6 présente les géométries et les paramètres d'écoulement des configurations présentées dans ce chapitre.

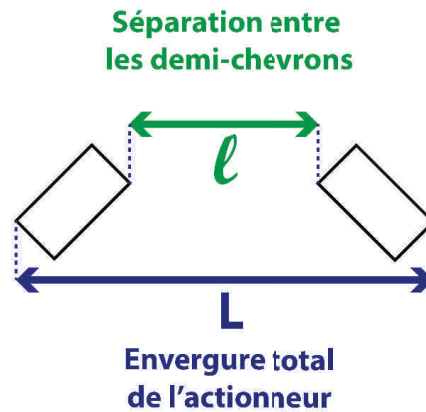


Figure 27.1: Schéma définissant le rapport d'obstruction OR (Obstruction ratio).

Le bloc des expériences 46 à 49 est constitué de rectangles de rapport d'aspect $AR=3$ et de rapport d'obstruction $OR=6$, où OR est le rapport de l'envergure total de la géométrie chevron sur la longueur séparant les demi-chevrons (figure 27.1), $OR = L/\ell$. Ce rapport d'obstruction élevé correspond donc à une configuration compacte. Il a été choisi afin de rapprocher les branches

principales issues des demi-chevrons et de favoriser ainsi leurs interactions. Les configurations 46 et 47 sont des chevrons à injection droite pointés vers l'amont et l'aval. Les configurations 48 et 49 sont des chevrons pointés vers l'amont avec angle de pitch $\varphi = 45^\circ, 60^\circ$.

Le bloc des expériences 46 à 49 est constitué de rectangles de rapport d'aspect $AR=2$ et de rapport d'obstruction $OR=2.2$. Les influences de l'orientation vers l'amont ou l'aval de la pointe du chevron, ainsi que de l'injection à co ou contre-courant sont étudiées dans ces expériences.

Le rapport d'obstruction correspond à une configuration relativement peu compacte finalement. Il a été choisi afin que les ouvertures présentes sur la face interne des plaquettes (la face présente dans la chambre d'injection) ne s'intersectent pas (dans le cas des expériences n° 52 et 53) ou restent comprises dans les dimensions de la chambre d'injection (dans le cas des configurations extrêmes n° 50 et 54).

Ce bloc expérimental a été réalisé bien avant le bloc 46 à 49, alors que l'influence du rapport d'aspect n'avait pas encore été étudiée. Nous ne savions alors pas encore à l'époque que les configurations contre-courant nécessitait plus de champs instantanés pour converger en moyenne ce qui explique leur aspect encore un peu "*bruité*". Réalisé plus tard, le bloc 46 à 49 a bénéficié de l'expérience de la fin de thèse. Tous les champs moyens ont été obtenus à l'aide de 750 champs instantanés (contre 300 pour le bloc n° 50 à 54). La mise en place du dispositif de déplacement de la V3V a également permis d'étendre facilement le domaine de mesure et de travailler avec des champs de 200 mm de long soit environ une longueur de 40 à 50 diamètres hydrauliques de jet.

27.3 Configurations expérimentales n° 46 à 49

Les figures 27.2a,b,c,d présente des isosurfaces de λ_{Ci} colorée en λ_{Ci} / YZ , qui permettent d'apprécier le développement dans l'espace des structures tourbillonnaires générées par le générateur de vortex. Pour chaque configuration, deux vues 3D sont proposées, une venant de l'arrière, et l'autre de l'avant.

Chacune de ces figures sont complétées par les figures 27.3 et 27.4 qui détaillent à l'aide de plans de coupes longitudinaux, l'évolution de ces tourbillons et l'action qu'ils exercent sur les champs de vitesses longitudinales et verticales.

27.3.1 Configuration n° 46

Cette configuration présente le chevron normal, pointé vers l'amont, et à injection droite. Son évolution est détaillée dans les figures 27.2a et 27.3.

Pour chaque demi-chevron, on observe en champ proche le développement des branches principale et auxiliaire.

Les branches auxiliaires, bien qu'intenses, s'atténuent très rapidement sous l'action de leur confinement l'une contre l'autre par les branches principales en proche paroi.

Les branches principales sont suffisamment éloignées l'une de l'autre pour permettre une auto-induction faible. La trajectoire du CRVP reste donc basse, situé encore à $Y \approx 15$ mm en $X=160$ mm.

Son action est donc forte sur la couche limite (qui est fortement relevée) mais en même temps très localisée.

27.3.2 Configuration n° 48

Cette configuration présente le chevron normal, pointé vers l'amont, et avec un angle de pitch $\varphi = 45^\circ$. Son évolution est détaillée dans les figures 27.2b et 27.4.

n°	Direction de la pointe du chevron	Direction d'éjection du jet	V_{jet}	U_{∞}	VR	δ	pitch φ	Schéma
46	Amont	Droite	14.25	19	0.75	12.89	0	
47	Aval	Droite	14.25	19	0.75	12.89	0	
48	Amont	Co-courant	14.25	19	0.75	12.89	45	
49	Amont	Co-courant	14.25	19	0.75	12.89	60	
50	Amont	Droite	4.12	4.12	1	16.32	0	
51	Amont	Co-courant	4.12	4.12	1	16.32	45	
52	Amont	Contre-courant	4.12	4.12	1	16.32	45	
53	Aval	Co-courant	4.12	4.12	1	16.32	45	
54	Aval	Contre-courant	4.12	4.12	1	16.32	45	

Table 27.1: Expériences réalisées sur la configuration chevron solitaire présentées dans cette thèse.

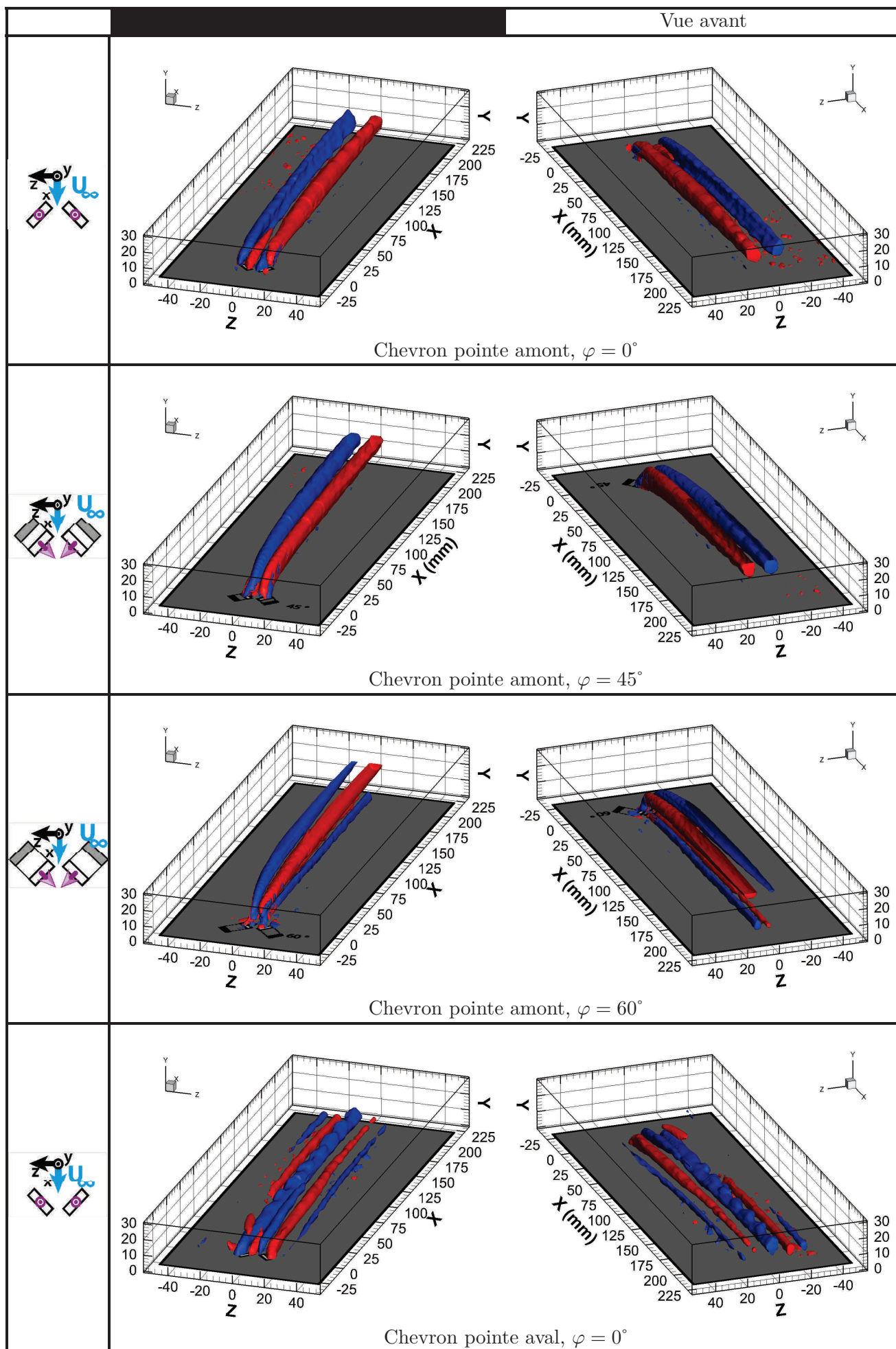


Figure 27.2: Isosurface de λ_{Ci} colorée en λ_{Ci} YZ. Expériences n° 46 à 49.

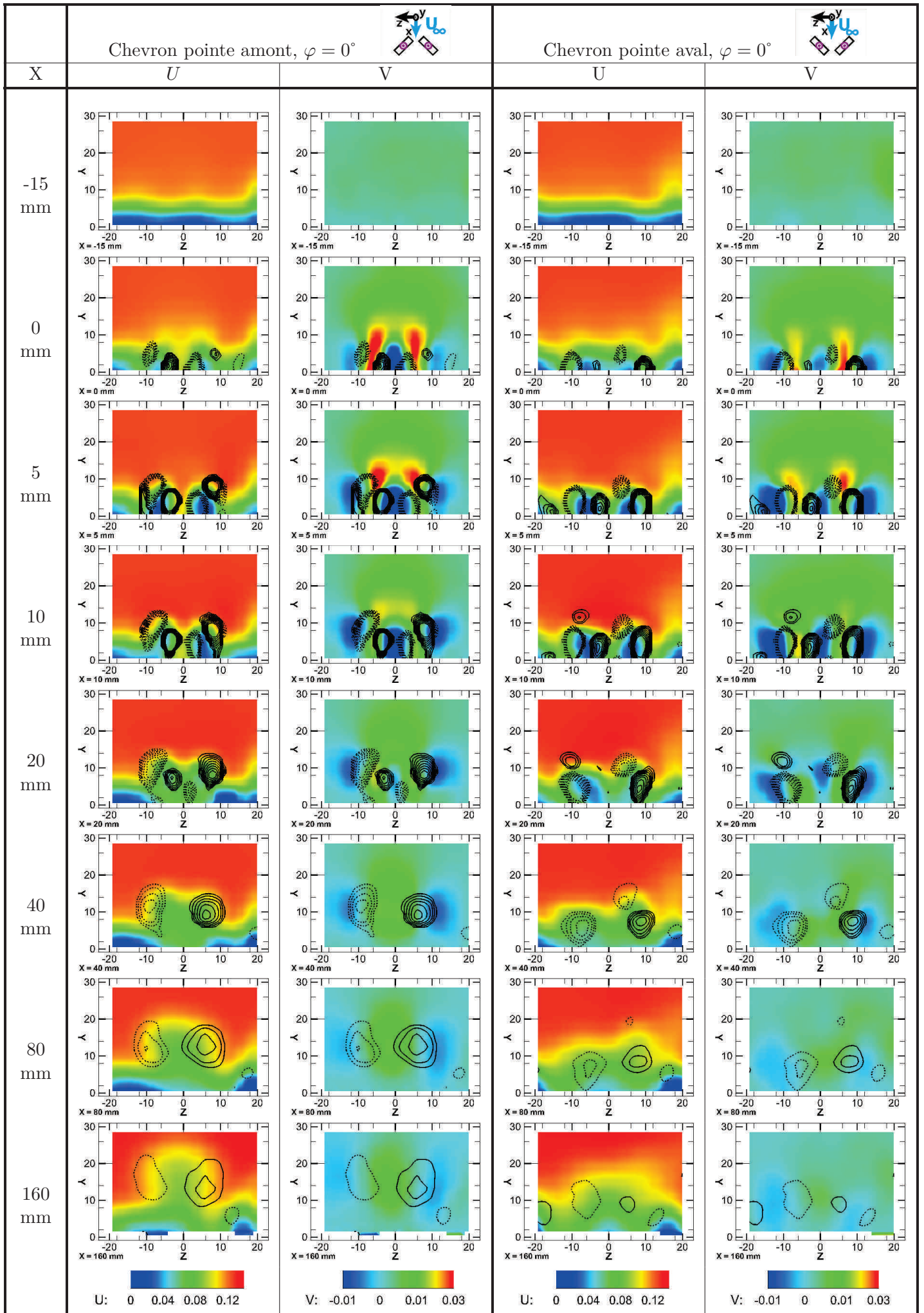


Figure 27.3: Expériences n° 46, 47. Plans longitudinaux colorés en U et V.

Pour chaque demi-chevron, on n'observe quasiment plus en champ proche le développement des branches auxiliaires, uniquement visibles dans les plans d'abscisse $X=5\text{mm}$. Elles sont complètement écrasées contre la paroi et disparaissent donc à peine créées.

Sur le même plan en $X=5\text{mm}$, on observe des tourbillons situés à l'extérieur des branches principales. Ces tourbillons étaient déjà présents dans le cas de l'injection droite ($\varphi = 0^\circ$) mais ils sont ici fortement amplifiés par la présence d'un angle d'injection. Bien qu'ils disparaissent rapidement eux aussi, chacun de ces tourbillons extérieurs a un effet sur la branche principale qu'il côtoie. La branche principale est prise en sandwich entre le tourbillon extérieur la branche auxiliaire, est pincée, puis développe un tourbillon secondaire co-rotatif, bien visible dans les plans $X=20$ et $X=40\text{ mm}$.

L'angle d'injection rapproche fortement les branches principales. La proximité de ces deux dernières, plus la présence du CRVP secondaire situé en dessous, génère une vitesse d'auto-induction verticale forte et étendue.

L'ensemble de la structure du jet s'élève donc rapidement en dehors de la couche limite et s'en est à peu près détaché vers $X=80\text{ mm}$.

27.3.3 Configuration n° 49

Cette configuration présente le chevron normal, pointé vers l'amont, et avec un angle de pitch fort, $\varphi = 60^\circ$. Son évolution est détaillée dans les figures 27.2c et 27.4.

La particularité de cette configuration tient dans le chevauchement des structures tourbillonnaires. Le fort confinement dû à l'injection très penchée positionne les branches principales au-dessus des branches auxiliaires. En parallèle, les tourbillons extérieurs glissent rapidement sous les branches principales et alimentent le tourbillonnement des branches auxiliaires.

Il en résulte une superposition d'un CRVP constitué des branches principales et d'un CRVP tournant en sens inverse constitué des branches auxiliaires. Ce CRVP reste donc lui compris dans la couche limite.

Le CRVP constitué des branches principales s'élève très rapidement en dehors de la couche limite. Son effet sur la couche limite est compensé par la présence du CRVP secondaire.

L'action de cette configuration sur la couche limite est donc réalisée par le CRVP secondaire dont l'intensité tourbillonnaire est moindre. Elle illustre néanmoins l'effet recherché : un CRVP générant une vitesse d'inflow le maintenant contre la paroi et transférant de la quantité de mouvement en direction de la paroi.

27.3.4 Configuration n° 47

Cette configuration présente le chevron pointé vers l'aval en injection droite. Son évolution est détaillée dans les figures 27.2d et 27.3.

Cette configuration, oubliée dans les expériences dont est tiré le bloc expérimental n° 50 à 54, devait montrer un CRVP fort, tournant en sens inverse et donc plaqué contre la paroi. Cela n'est pas le cas.

En effet, en raison du rapport d'obstruction élevé de cette géométrie, les branches principales situées au milieu du chevron n'ont pas la place suffisante pour se développer.

Ainsi, en champ proche en $X=0\text{ mm}$, l'interaction du chevron avec l'écoulement génère des branches principales très petites et faibles encadrées par des branches auxiliaires situées en proche paroi à l'extérieur de la géométrie. En l'absence de structures tourbillonnaires proche, les branches auxiliaires ne s'élèvent pas et restent collées à la paroi. Elles génèrent alors des structures secondaires de part et d'autre.

La création de ces structures secondaires a pour effet une couverture beaucoup plus large de l'action sur la couche limite, action qui est beaucoup plus étendue transversalement.

27.4 Configurations expérimentales n° 50 à 54

Les figures 27.5*a,b,c,d,e* présente des isosurfaces de λ_{Ci} colorée en $\lambda_{Ci} \gamma Z$, qui permettent d'apprécier le développement dans l'espace des structures tourbillonnaires générées par le générateur de vortex. Pour chaque configuration, deux vues 3D sont proposées, une venant de l'arrière, et l'autre de l'avant.

Chacune de ces figures sont complétées par les figures 27.6, 27.7 et 27.8 qui détaillent à l'aide de plans de coupes longitudinaux, l'évolution de ces tourbillons et l'action qu'ils exercent sur les champs de vitesses longitudinales et verticales.

27.4.1 Configuration n° 50

Cette configuration présente le chevron normal, pointé vers l'amont, et à injection droite. Son évolution est détaillée dans les figures 27.5*a* et 27.6.

Pour chaque demi-chevron, on observe en champ proche le développement des branches principale et auxiliaire.

Les branches auxiliaires, s'atténuent très rapidement.

Les branches principales dérivent rapidement en dehors du volume de mesure.

Malgré, cette sortie rapide du volume de mesure, le même comportement global d'outflow est constaté.

Son action est également forte sur la couche limite. Comme les branches sont plus séparées, l'action est moins localisée et le profil *mushroom* développé dans la configuration n° 46 est ici remplacé par un profil plus plat.

27.4.2 Configuration n° 51

Cette configuration présente le chevron pointé vers l'amont, et avec un angle de pitch de $\varphi = 45^\circ$, en injection co-courant. Son évolution est détaillée dans les figures 27.5*a* et 27.7.

Cette configuration similaire à la configuration n° 48 présente la même évolution avec la formation d'un double CRVP co-rotatif qui s'élève rapidement en dehors de la couche limite.

27.4.3 Configuration n° 52

Cette configuration présente le chevron pointé vers l'amont, et avec un angle de pitch de $\varphi = -45^\circ$, en injection contre-courant. Son évolution est détaillée dans les figures 27.5*a* et 27.7.

Comme on l'a montré au chapitre précédent, ce type d'injection va dans le sens de la branche principale, la renforce et la relève.

Dans le même temps, la branche auxiliaire, déjà faible, est amoindrie et n'apparaît donc pas en champ proche. Les tourbillons contra-rotatifs que l'on voit dans les plans $X=0$ à 20 mm sont des structures qui ne sont pas issues de l'injection.

Le renforcement des branches principales génère donc une très forte vitesse d'outflow dont l'action est très forte sur la couche limite.

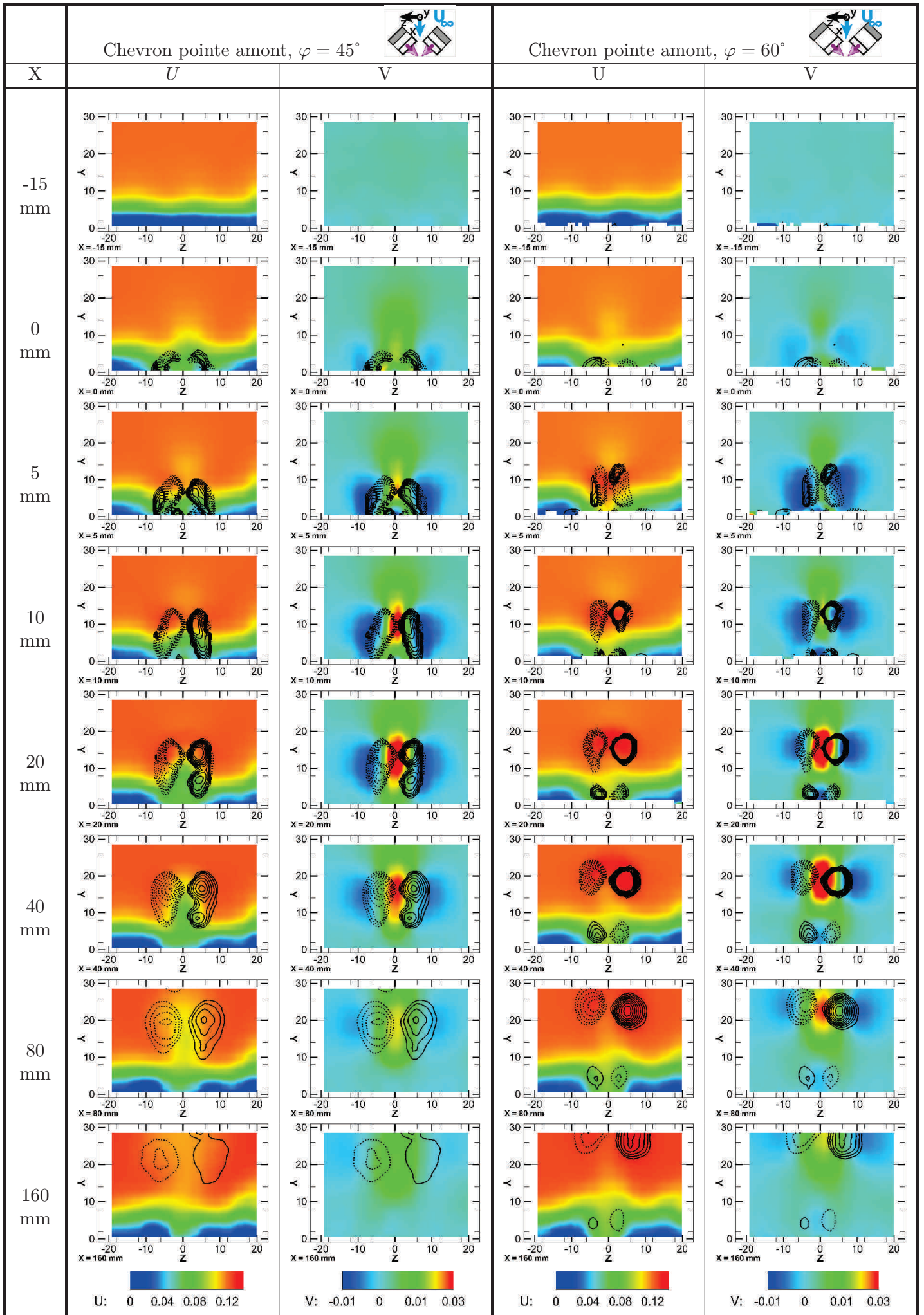


Figure 27.4: Expériences n° 48, 49. Plans longitudinaux colorés en U et V.

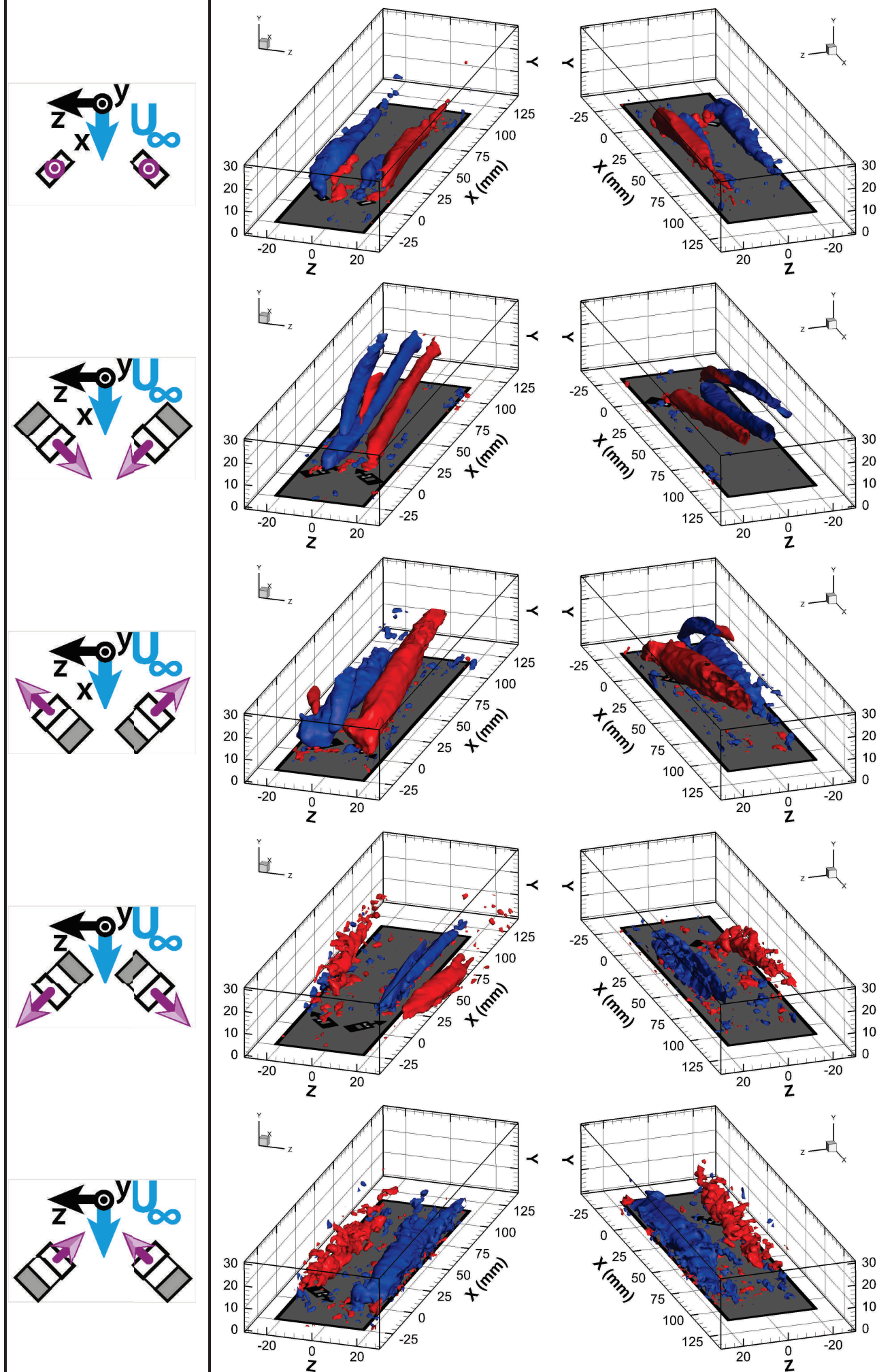


Figure 27.5: Isosurface de λ_{Ci} colorée en $\lambda_{Ci} YZ$. Expériences n° 50 à 54.

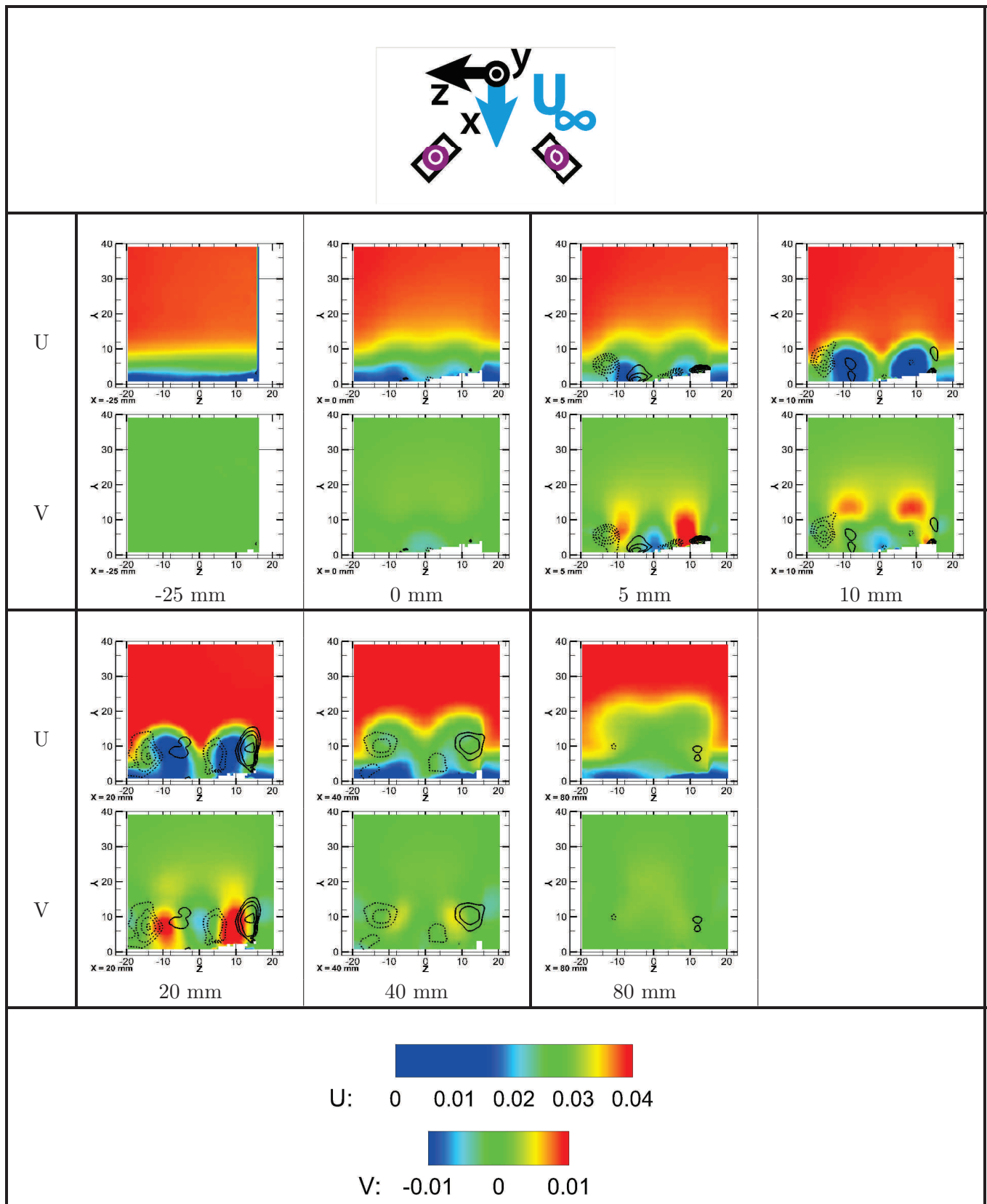
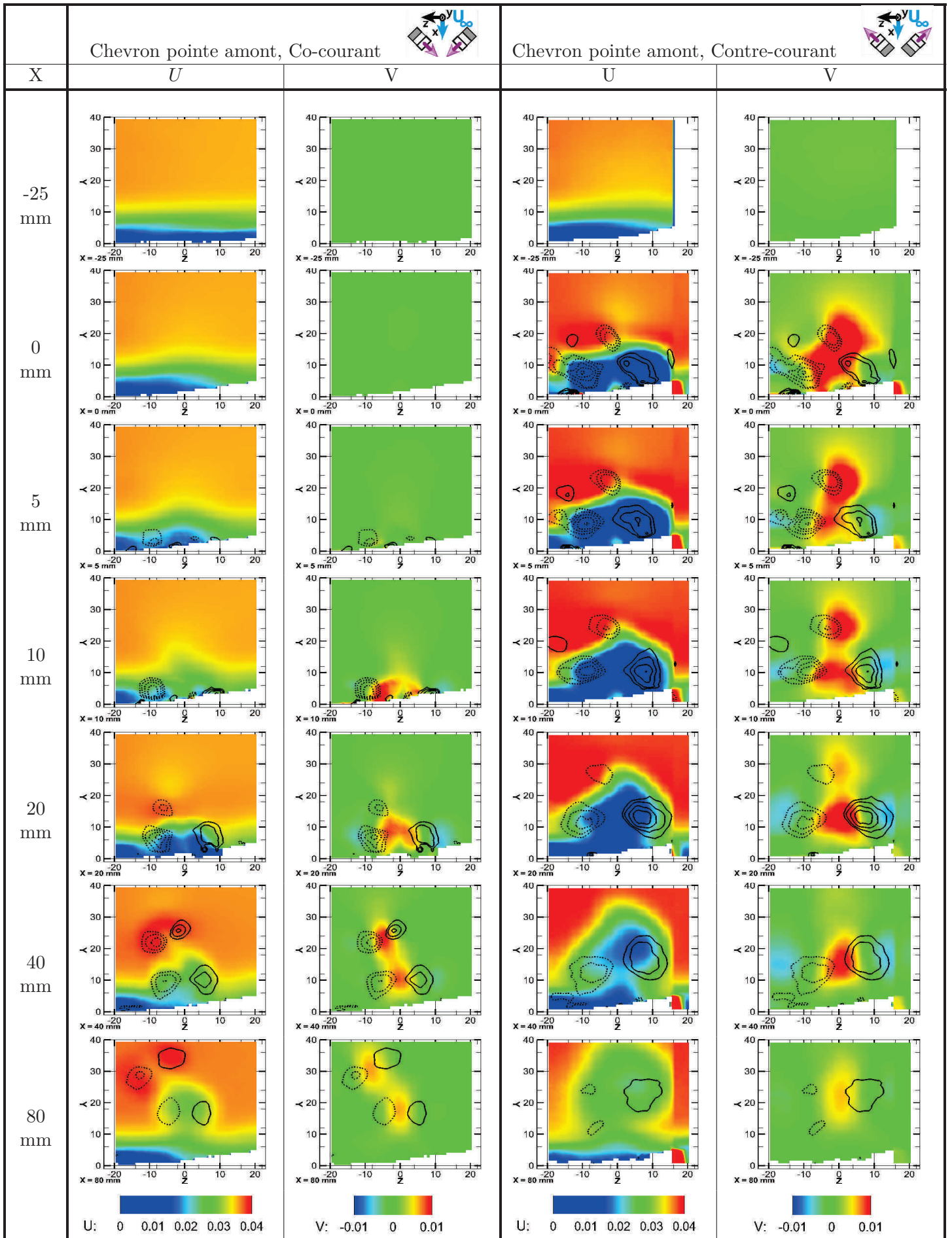
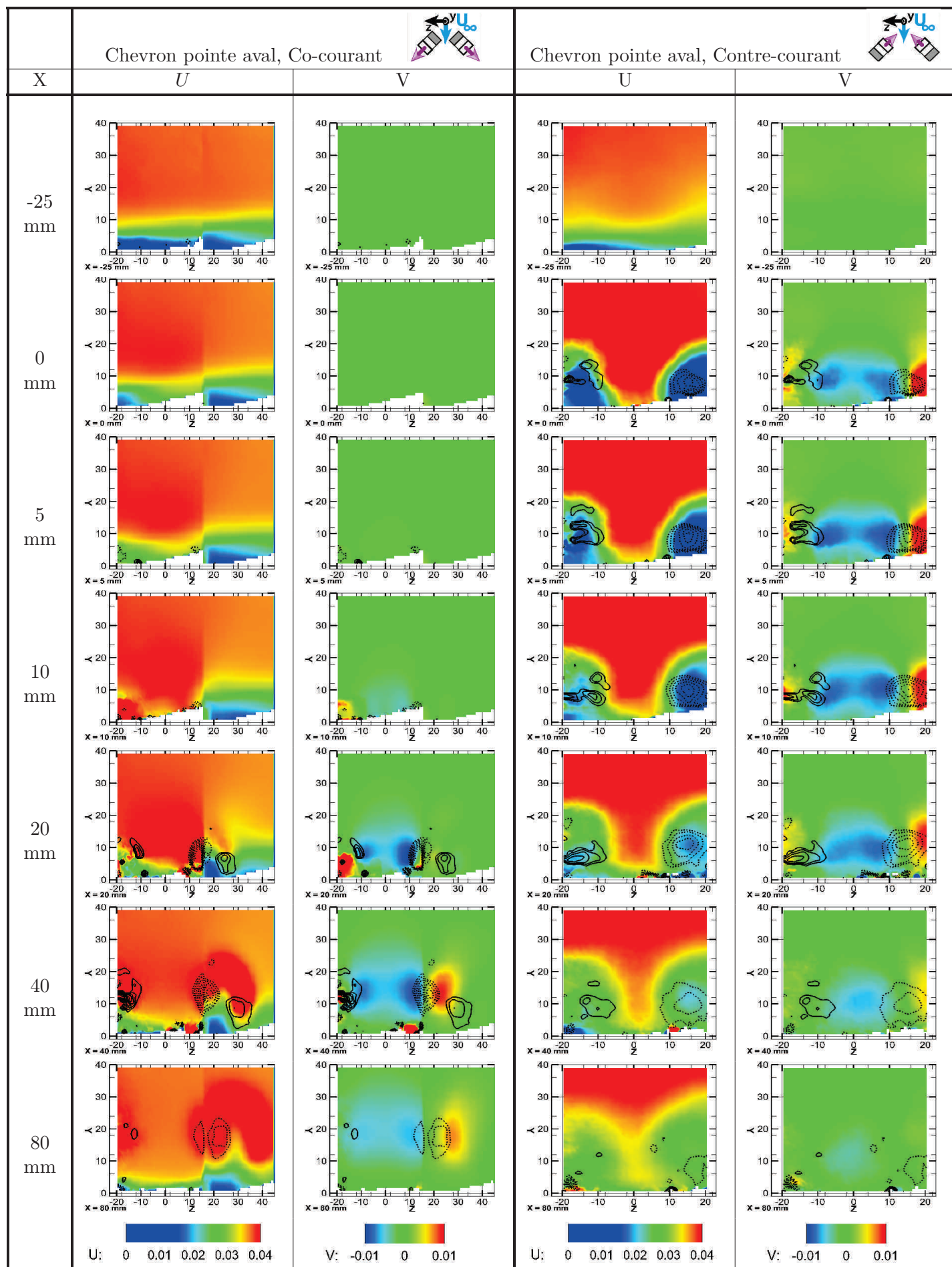


Figure 27.6: Expérience n° 50. Plans longitudinaux colorés en U et V

Figure 27.7: Expériences n° 51, 52. Plans longitudinaux colorés en U et V

Figure 27.8: Expériences n° 53, 54. Plans longitudinaux colorés en U et V .

27.4.4 Configuration n° 53

Cette configuration présente le chevron pointé vers l'aval, et avec un angle de pitch de $\varphi = 45^\circ$, en injection co-courant. Son évolution est détaillée dans les figures 27.5a et 27.8.

Après avoir réalisé que cette configuration sortait du domaine de mesure, nous avons essayé dans un second temps d'étendre le domaine de mesure à l'aide d'un champ décalé (comme dans les expériences réalisées sur les jets ronds transverses avec angle de pitch). Cependant, en raison de conditions expérimentales légèrement différentes, un léger décalage reste perceptible dans le champ global de vitesses, reconstruit en associant les champs centré et décalé.

Cette configuration de chevron éloigne trop les structures de chaque demi-chevron pour qu'il puisse y avoir une réelle interaction. On observe ainsi le même type de développement de branches tourbillonnaires que celui qui a été étudié dans le chapitre demi-chevron.

27.4.5 Configuration n° 54

Cette configuration présente le chevron pointé vers l'aval, et avec un angle de pitch de $\varphi = -45^\circ$, en injection contre-courant. Son évolution est détaillée dans les figures 27.5a et 27.8.

Contrairement à la configuration n° 47, cette configuration de chevron est suffisamment espacée pour permettre aux branches principales (situées à l'intérieur du chevron) de se développer, même si la direction d'injection les rabat vers l'intérieur.

On voit se développer le type d'effet recherché : la génération d'une zone d'inflow forte et étendue, entre les branches de CRVP qui ne s'éloignent pas de la paroi.

27.5 Conclusion

Le travail réalisé sur les jets transverses solitaires à géométries diverses de section de sortie et divers angles d'injection, a ainsi permis d'interpréter les configurations chevrons.

L'orientation de la géométrie chevron, pointée vers l'amont ou l'aval, va ainsi privilégier un comportement global d'inflow ou d'outflow.

Cependant la présence d'un angle de pitch complexifie les scénarios possibles. Elle amplifie ou réduit l'intensité tourbillonnaire des branches principale et auxiliaire et joue ainsi sur le relèvement et l'abaissement des structures par l'intermédiaire de l'auto-induction.

Enfin, la distance entre les géométries demi-chevron se révèle être aussi un paramètre critique. Il éloigne et rapproche les branches tourbillonnaires. Une distance trop proche inhibe même la formation des branches principales dans le cas d'un chevron pointant vers l'aval.

La diversité des comportements observés plaide donc pour une étude plus complète de cette géométrie. Cependant, les résultats déjà présentés ici montrent un fort potentiel de cette géométrie, et une adaptabilité due aux nombreux paramètres géométriques, qui sont autant de degrés de liberté pour ajuster les caractéristiques de ce générateur de vortex au type de perturbation et de contrôle recherché.

Septième partie

Conclusion

Cette thèse est consacrée à l'étude expérimentale de jets dans un écoulement transverse. Les jets étudiés sont affleurant, monophasique, isotherme, à bas ratios de vitesses, et de géométries d'injection diverses : circulaires, elliptiques, rectangulaires, et chevrons.

La vélocimétrie volumique : une nouvelle technique expérimentale

Cette étude expérimentale a été réalisée dans le canal Görtler du PMMH à l'aide d'un dispositif expérimental dédié, qui a été développé, testé et validé durant la première année de la thèse. Un soin particulier a été apporté à la génération d'une couche limite propre et bien maîtrisée, au dispositif d'injection des jets et à la modularité de l'ensemble du dispositif ayant ainsi permis l'étude d'un nombre important de configurations expérimentales.

Cette étude a été effectuée à l'aide d'une méthode de vélocimétrie volumique optique (le système V3V), qui permet la mesure des 3 composantes du champ de vitesse instantané (3D3C).

Un travail important sur l'analyse des champs 3D à 3 composantes a déjà été réalisé par la communauté de la simulation numérique.

Cependant, l'acquisition, le traitement et l'analyse présentent des spécificités et des contraintes propres à l'expérimental. Il a donc été nécessaire d'adapter ces méthodes et ces outils, voire de développer de nouvelles approches.

L'ensemble du processus expérimental a été optimisé, afin d'obtenir des champs de vitesse avec la meilleure résolution possible et des erreurs et incertitudes les plus faibles possibles. Cette optimisation générale passe par l'optimisation de chacune des étapes : Dispositif expérimental, conditions expérimentales, calibration du système V3V, optimisation de l'ensemencement, acquisition et traitement des images (figure 5.13 page 65).

De nombreuses méthodes numériques ont été utilisées et adaptées à nos données. Elles se sont focalisées sur l'extraction des structures tourbillonnaires 3D cohérentes des champs instantanés et moyens (critère λ_{Ci} de détection de tourbillons), et sur la détection et le suivi dans le volume (trajectoires, algorithme de tracking...) de grandeurs physiques d'intérêt jugées pertinentes (intensités tourbillonnaires, zones d'inflow et d'outflow...)

Les visualisations de l'écoulement et le traitement des données ont été réalisés sur :

- Les champs instantanés obtenus directement à l'issue des mesures V3V ;
- Les champs moyens obtenus suite à une moyenne sur l'ensemble des champs instantanés ;
- Les distributions spatiales de l'ensemble des tourbillons des champs instantanés détectés dans le plan de symétrie ou dans les plans longitudinaux. La visualisation directe de ces distributions spatiales instantanées fait ressortir des zones particulières qui permettent des discussions topologiques et une meilleure compréhension des liens entre champs instantanés et moyens. Quantitativement, ces distributions spatiales ont également permis une approche statistique des propriétés des structures tourbillonnaires du champ instantané.
- Ces statistiques nous ont finalement permis d'effectuer des moyennes conditionnelles (moyenne de phase globale, moyenne locale des états tourbillonnaires) dans le but d'obtenir des visualisations mieux résolues de la dynamique des tourbillons du champ instantané.

Le soin apporté à l'optimisation de la mesure, et au développement de méthodes numériques appropriées s'est révélé indispensable à l'étude expérimentale que nous avons menée sur le jet transverse à bas ratios de vitesses.

Résultats de l'étude des jets à section circulaire

Si le comportement du JICF à haut ratios de vitesses commence à être bien compris, c'est en raison du grand nombre d'études dont il a été l'objet. La multitude de conditions expérimentales mesurées a permis, en cartographiant l'espace des paramètres, une bonne compréhension de cet écoulement complexe. Or, la synthèse bibliographique que nous avons réalisé sur le JICF isotherme à injection droite révèle un nombre finalement réduit d'études présentant des configurations à bas ratios de vitesses (colorés en rouge dans les tables 11.1, 11.2, 11.3, 11.4, 11.5, 11.6 à partir de la page 124). Et lorsque c'est le cas, le nombre de configurations étudiées ne dépasse jamais 2. L'absence d'étude systématique du JICF à bas ratios de vitesses, avec un grand nombre de configurations expérimentales et à iso-dispositif expérimental, explique que cet écoulement soit encore mal connu, et justifie l'intérêt de notre étude et les descriptions détaillées réalisées dans la partie **Topologies du jet transverse**.

En gardant à l'esprit que l'ensemble de la physique du jet transverse n'est qu'une question de compétition entre les quantités de mouvement du jet et de l'écoulement transverse — et plus en détail, de la répartition de ces quantités de mouvement, de leur mélange, et de leur interaction — on comprend pourquoi la physique du JICF classique à haut ratio de vitesse est dominée par l'influence du ratio de vitesses (avant tout) et du diamètre du jet (dans un second temps). En effet, dans un régime où le jet s'éloigne rapidement de la paroi (paroi dont l'influence peut donc être considérée comme négligeable), ces paramètres déterminent au premier ordre la quantité de mouvement transportée par le jet et la compétition entre les quantités de mouvement du jet et de l'écoulement transverse.

À bas ratio de vitesses, la quantité de mouvement du jet est beaucoup plus vite réorientée dans la direction longitudinale par le crossflow. Le jet est penché, mis en contact avec la couche limite, puis plongé dans celle-ci.

La présence de la couche limite n'est alors plus négligeable et il devient indispensable de prendre en compte son interaction avec le jet pour comprendre la physique du JICF.

L'interaction du jet avec la couche limite est donc responsable de :

- La création de nouveaux tourbillons et du renforcement de l'intensité tourbillonnaire de nombreux vortex (tourbillons de la bulle de recirculation, tourbillons de sillage de la bulle de recirculation, tourbillons de déstabilisation de la couche limite, tourbillons de proche paroi) ;
- La modification des propriétés de transport des tourbillons évoluant dans la couche limite. En conséquence de quoi, il est nécessaire de prendre en compte l'influence de l'épaisseur de couche limite sur les trajectoires de jet et de la paire de tourbillons contra-rotatifs (CRVP), et de modifier les lois d'échelles habituellement utilisées pour adimensionner ces trajectoires.
- La création à bas ratios de vitesses d'une zone de couverture du jet complètement fermée, issue du contournement du jet par le crossflow. Cette zone est délimitée de chaque côté par de forts cisaillements verticaux, en haut par la couche de cisaillement aval du jet, et en bas par la présence de la paroi. Cette zone de très basse vitesse constitue une zone fortement confinée qui concentrent les structures tourbillonnaires en très proche paroi.

Simultanément à l'abaissement du ratio de vitesse, on observe aussi :

- L'abaissement de l'ensemble de la structure du jet ;
- La diminution progressive du cisaillement de la couche cisailée amont. Cet amoindrissement de la couche cisailée amont va de pair avec la disparition des *Leading-Edge Vortices* (LEV) qui sont générés par la déstabilisation de la couche cisailée amont.

- Une part plus importante du tourbillonnement des *Trailing-Edge Vortices* (TEV) dans le tourbillonnement du CRVP. Comme le cisaillement de la couche cisaillée reste fort même à très bas ratios de vitesses, les TEVs conservent une intensité tourbillonnaire élevée. Cela explique que le CRVP moyen conserve une intensité tourbillonnaire forte à bas ratio de vitesses.
- Le renforcement du tourbillon en fer à cheval (HSV) avec un pic d'intensité tourbillonnaire au voisinage de $VR \approx 1$.

A très bas ratios de vitesses ($VR \cdot d < 0.26$), une dynamique périodique en deux temps se met en place. Durant la phase de blocage, l'injection du jet est complètement obstruée par l'écoulement transverse. Sous l'effet de la surpression qui se met en place dans le conduit en raison de l'obstruction, la quantité de mouvement du jet est ensuite éjectée durant la phase de libération. Le JICF cesse donc d'être un obstacle stationnaire et ne permet plus le maintien d'un écoulement de jonction ce qui se traduit par la disparition du tourbillon en fer à cheval, du hovering vortex et de la zone de recirculation en aval du jet. En champ instantané, le JICF prend la forme d'une allée de hairpins vortices dont les jambes continuent cependant à former une paire de tourbillons contra-rotatifs en champ moyen. Cette transition brutale de l'écoulement, que nous appelons *transition de soufflage du jet*, a été localisée et peut être caractérisée par un nombre sans dimension.

Résultats de l'étude des jets non circulaires

L'ensemble de ce travail permet donc une meilleure compréhension de la physique du jet rond transverse à bas ratios de vitesses, et des paramètres qui gouvernent la position du jet par rapport à la paroi, l'intensité tourbillonnaire des branches du CRVP et l'intensité des zones de vitesses verticales d'*inflow* et d'*outflow*.

Cette compréhension fine s'est révélée essentielle pour aborder des géométries de jet plus complexes :

- Géométries de section de sortie non circulaire (elliptique et rectangulaire) avec différents rapports d'aspect ;
- Injection du jet non verticale avec l'introduction d'un ou deux angles d'injection (skew et pitch) plus ou moins penchés.

Ces paramètres modifient la répartition de la quantité de mouvement du jet, brisent la symétrie du problème, et modifient la formation des structures tourbillonnaires, leur trajectoire, et leur intensité tourbillonnaire.

La géométrie *Demi-Chevron* permet ainsi de créer une branche tourbillonnaire principale forte, localisée près de la paroi. Cette propriété est très intéressante pour le dimensionnement de générateurs de vortex efficaces. A l'aide de deux configurations *Demi-Chevron* d'orientation contraire, il devient possible de créer un actionneur créant une paire de tourbillons contra-rotatifs. La grande force d'une telle géométrie est sa souplesse :

- Le sens de rotation de la paire de tourbillons contra-rotatifs peut être choisi.
Si la pointe du chevron est dirigée vers l'aval, on obtient une paire de tourbillons contra-rotatifs dont l'auto-induction crée une zone d'inflow (contrairement au CRVP du JICF qui crée une zone d'outflow). L'avantage est double :

1. Cette configuration ré-énergise la couche limite en très proche paroi en amenant des particules fluides issues des zones hautes de la couche limite (et chargées d'une forte quantité de mouvement longitudinale) vers la très proche paroi. Cette caractéristique est très importante pour le contrôle de la séparation de la couche limite
 2. L'auto-induction de la paire de tourbillons contra-rotatifs les dirige contre la paroi. La perturbation utile au contrôle est donc maintenue dans la zone à contrôler.
- Les nombreux paramètres géométriques permettent de facilement adapter l'écart entre les branches de la paire de tourbillons contra-rotatifs, leur intensité tourbillonnaire etc...

Perspectives : action collective de générateurs de vortex

Le plan initial de la thèse prévoyait une étude en fin de thèse de l'action sur la couche limite d'une rangée de générateurs de vortex (GV).

Cette étude, comme celle des générateurs de vortex, a été réalisée, mais n'a pas pu être analysée avant la date du rendu de ce manuscrit.

La figure 27.9 présente ainsi les champs moyens de deux des configurations mesurées pour des espacements d'actionneurs respectivement de 2 à 3 envergures d'un chevron solitaire.

Contrairement aux configurations solitaires, la présence des voisins modifie les caractéristiques individuelles des générateurs de vortex en permettant la mise en place de phénomènes d'auto-induction entre branches tourbillonnaires voisines de deux actionneurs différents. Cela contribue à maintenir les CRVP en proche paroi.

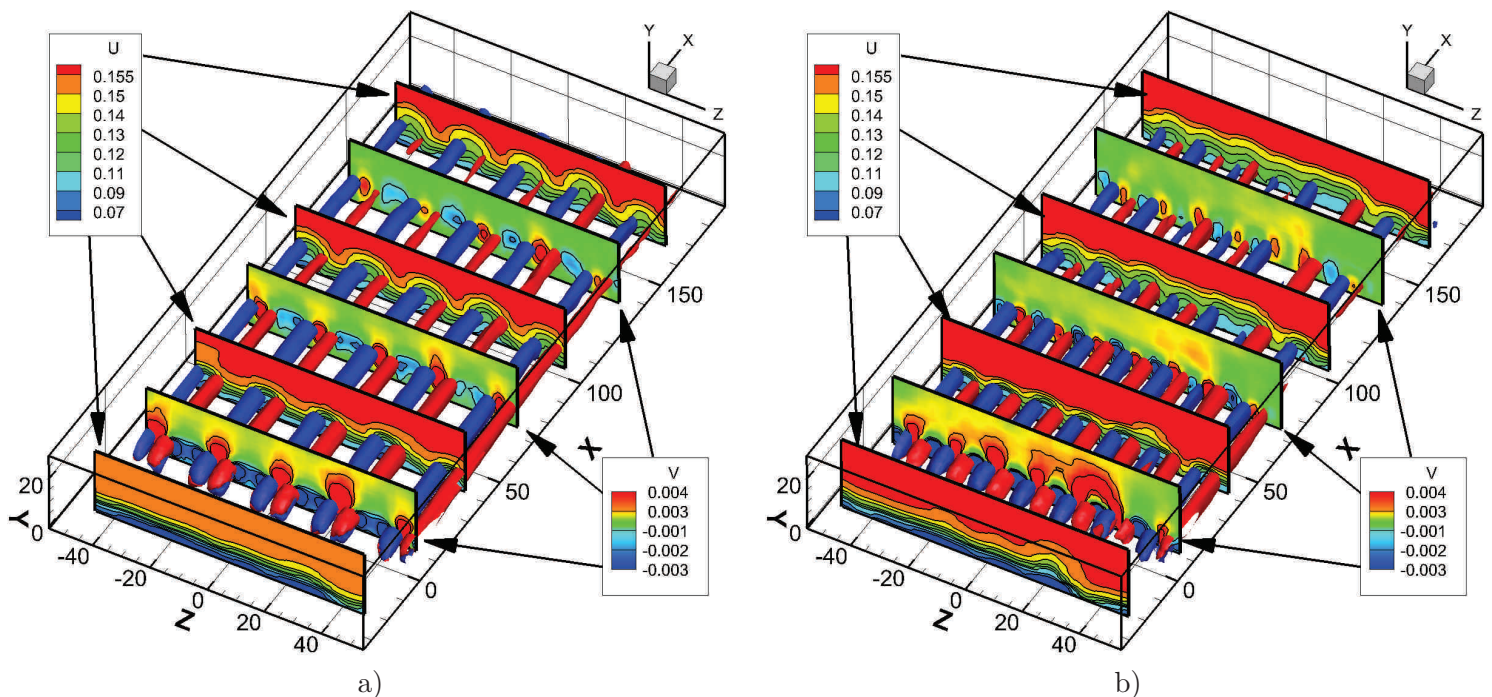


Figure 27.9: Rangée de chevrons pointés vers l'amont, de rapport d'aspect $AR=3$, de rapport d'obstruction $OR=6$. L'espacement entre deux chevrons voisins est de : a) 3 envergures transversales de chevron, b) 2 envergures transversales de chevron.

L'espacement entre les actionneurs va influencer sur les performances du contrôle en modulant plus ou moins efficacement la couche limite et en favorisant les transferts de quantité de mou-

vement vers la proche paroi.

Cette étude s'inscrit dans la continuité des nombreux travaux effectués par l'équipe *Instabilité Contrôle et Turbulence* du PMMH sur les générateurs de vortex solides cylindriques. Ces travaux sur les GV solides ont montré une sensibilité de la couche limite à une longueur d'onde transversale de perturbation de $\lambda = 3d$. Ils ont fait l'objet de plusieurs communications en revue [15, 16, 122], comme en conférences [123, 12, 13, 14].

Conclusion générale

Les principaux résultats de la thèse concernent la mesure par vélocimétrie volumique, l'étude des jets transverses circulaires et non circulaires dans une couche limite. Dans un premier temps, nous avons montré qu'il est nécessaire d'optimiser de nombreux paramètres expérimentaux pour avoir accès aux structures 3D instantanées générées par le JICF. En plus d'un montage expérimental adapté (exemples du rétro éclairage), nous avons montré qu'il existe une concentration optimale de particules pour obtenir des champs 3D instantanés avec la meilleure résolution spatiale possible et un taux de couverture maximal.

Cette méthodologie nous a permis de réaliser la première étude expérimentale exhaustive des jets transverses à bas ratios de vitesses avec une méthode de vélocimétrie volumique. La vélocimétrie volumique nous a permis de montrer la grande différence qui existe entre champs moyens 3D et champs 3D instantanés. Grâce à l'étude des champs 3D instantanés, nous avons en particulier mis en évidence l'existence d'une transition de soufflage pour les très bas ratios de vitesse ($VR \sim 0.15$).

En plus de l'analyse plus classique des champs 3D, nous avons introduit la notion d'étude statistique des champs instantanés. A partir des champs moyen 3D et des distributions 3D des champs instantanés, nous avons étudié en détail les trajectoires des CRVP. Nous avons ainsi pu proposer de nouveau scalings pour ces trajectoires. Ceux-ci prennent en compte des grandeurs critiques pour le JICF à bas ratio de vitesses, à savoir les facteurs de forme des profils de couches limite et de jet, et l'épaisseur de couche limite. Les scalings proposés s'avèrent plus adaptés que les scalings traditionnels et peuvent également être appliqués aux trajectoires de jet.

La croissance spatiale des intensités tourbillonnaires a également été étudiée dans les différents (3D moyen, et instantanés en moyenne). Une loi d'échelle est proposée pour le champs lointain. La dépendance de l'intensité tourbillonnaire aux différents paramètres physiques est également mis en évidence pour les principales structures cohérentes présentes dans les champs instantanés : HSV, LEV, TEV, BDR ...

Une meilleure compréhension de la physique du jet rond transverse a facilité l'interprétation de l'étude des jets transverses elliptiques et rectangulaires, d'injection droite et penchée, suivant des orientations co-courant et contre-courant. L'étude de la géométrie d'injection demi-chevron a permis une analyse de diverses configurations chevron, et de leurs effets sur le relèvement ou l'abaissement de la couche limite.

L'ensemble de ces résultats permettent une meilleure connaissance des jets transverses à bas VR. Ils devraient également être utiles pour la conception d'expériences de contrôle d'écoulement, en apportant des critères quantitatifs pour choisir les bons paramètres physiques et géométriques définissant les générateurs de vortex fluidiques

27.6 Dimensions géométriques de la plaque plane et du boîtier d'injection

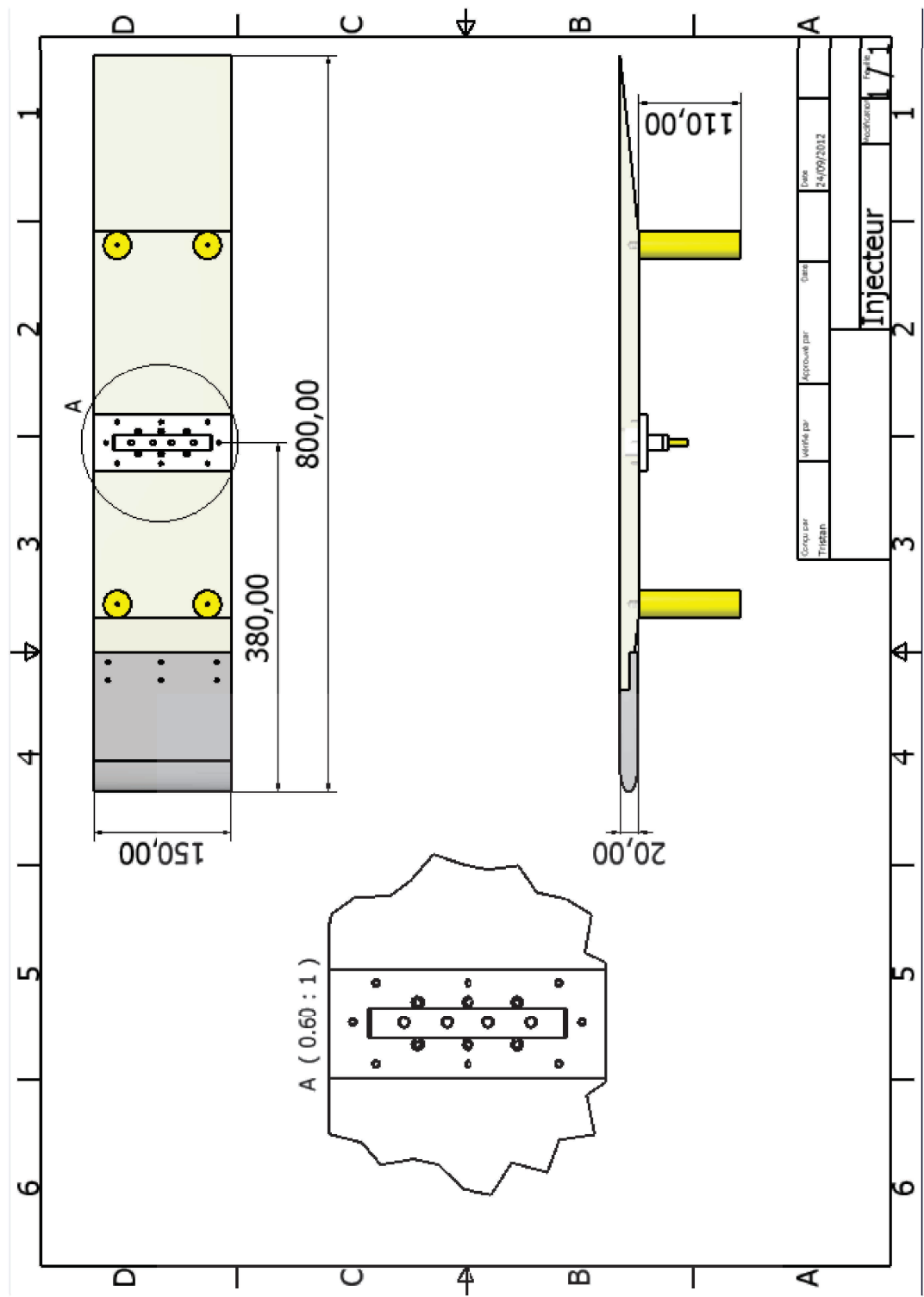


Figure 27.10: Dimensions de la plaque plane. Modélisation réalisée sous Inventor.

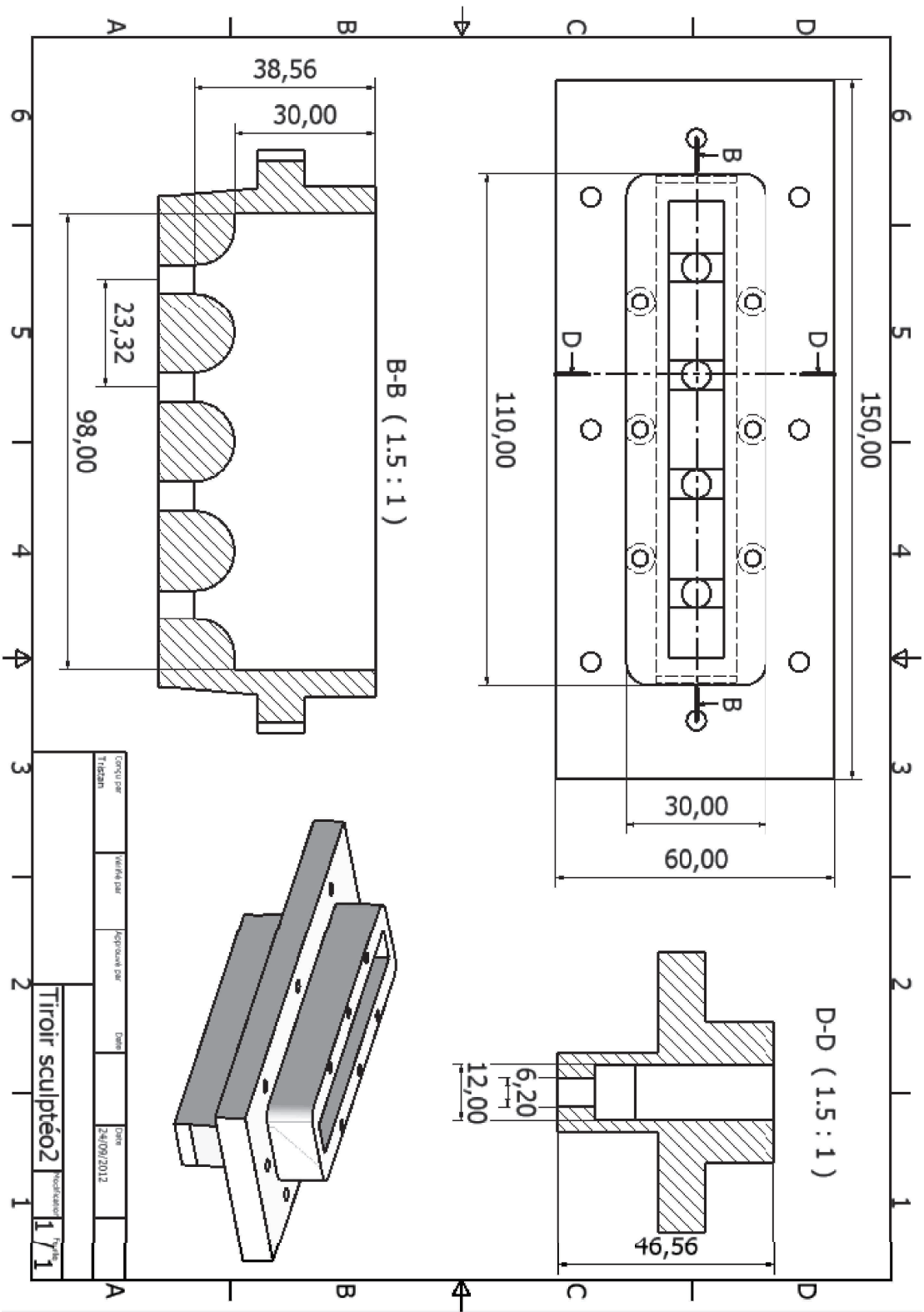


Figure 27.11: Dimensions du boîtier de génération des jets. Modélisation réalisée sous Inventor.

Chapitre 28

Tables récapitulatives des paramètres expérimentaux.

n°	Q _{canal}	U _∞	Q _{jet}	V _{jet}	VR _{théo}	d	l _{inj}
1	7.24	18	0.14	4.5	0.25	8	10
2	3.53	9	0.14	4.5	0.5	8	10
3	2.29	6	0.14	4.5	0.75	8	10
4	1.67	4.5	0.14	4.5	1	8	10
5	1.05	3	0.14	4.5	1.5	8	10
6	0.74	2.25	0.14	4.5	2	8	10
7	2.74	7.1	0.05	1.77	0.25	8	10
8	2.74	7.1	0.11	3.55	0.5	8	10
9	2.74	7.1	0.16	5.33	0.75	8	10
10	2.74	7.1	0.21	7.1	1	8	10
11	2.74	7.1	0.32	10.65	1.5	8	10
12	2.74	7.1	0.43	14.20	2	8	10
13	1.67	4.5	0.42	9	2	10	10
14	1.01	2.90	0.27	5.80	2	10	10
15	0.70	2.15	0.2	4.30	2	10	10
16	0.52	1.70	0.16	3.40	2	10	10
17	0.41	1.45	0.14	2.90	2	10	10
18	0.31	1.20	0.11	2.40	2	10	10

Table 28.1: Plan d'expériences initial du jet rond. Les valeurs actuellement mesurées se trouvent dans la table 16.2 page 214. Les vitesses sont en cm.s^{-1} , les longueurs en mm, le débit du canal en $\text{m}^3.\text{h}^{-1}$ et le débit du jet en L.min^{-1} .

n°	Q_{canal}	U_{∞}	Q_{jet}	V_{jet}	VR	d	l_{inj}
19	5.53	12.8	0.3	6.4	0.5	10	5
20	2.71	6.4	0.3	6.4	1	10	5
21	1.31	3.2	0.3	6.4	2	10	5
22	0.83	2.4	0.3	6.4	3.5	10	5
23	5.53	12.8	0.3	6.4	0.5	10	20
24	2.71	6.4	0.3	6.4	1	10	20
25	1.31	3.2	0.3	6.4	2	10	20
26	0.83	2.4	0.3	6.4	3	10	20
27	5.53	12.8	0.3	6.4	0.5	10	30
28	2.71	6.4	0.3	6.4	1	10	30
29	1.31	3.2	0.3	6.4	2	10	30
30	0.83	2.4	0.3	6.4	3	10	30

Table 28.2: Plan d'expériences initial des jets ronds avec variation de la longueur d'injection l_n . Les valeurs actuellement mesurées se trouvent dans la table 16.2 page 214. Les vitesses sont en cm.s^{-1} , les longueurs en mm , le débit du canal en $\text{m}^3.\text{h}^{-1}$ et le débit du jet en L.min^{-1} .








n°	Géométrie	l_x	l_z	Aire	d_H	AR	V_{jet}	U_∞	VR	Q_{jet}	Q_{canal}	δ	δ/d_H	φ	ψ	Schéma
1	Ellipse	4.62	13.86	50.25	4.72	3	3.32	6.63	0.5	0.1	2.55	15.2	3.22	0	0	
2	Ellipse	4.62	13.86	50.25	4.72	3	6.63	6.63	1	0.2	2.55	15.2	3.22	0	0	<i>idem</i>
3	Ellipse	4.62	13.86	50.25	4.72	3	13.26	6.63	2	0.4	2.55	15.2	3.22	0	0	<i>idem</i>
4	Ellipse	5.66	11.32	50.25	5.48	2	3.32	6.63	0.5	0.1	2.55	15.2	2.77	0	0	
5	Ellipse	5.66	11.32	50.25	5.48	2	6.63	6.63	1	0.2	2.55	15.2	2.77	0	0	<i>idem</i>
6	Ellipse	5.66	11.32	50.25	5.48	2	13.26	6.63	2	0.4	2.55	15.2	2.77	0	0	<i>idem</i>
7	Ellipse	11.32	5.66	50.25	5.48	0.5	3.32	6.63	0.5	0.1	2.55	15.2	2.77	0	0	
8	Ellipse	11.32	5.66	50.25	5.48	0.5	6.63	6.63	1	0.2	2.55	15.2	2.77	0	0	<i>idem</i>
9	Ellipse	11.32	5.66	50.25	5.48	0.5	13.26	6.63	2	0.4	2.55	15.2	2.77	0	0	<i>idem</i>
10	Slot	10.61	5.31	50.25	6.17	0.5	3.32	6.63	0.5	0.1	2.55	15.2	2.29	0	0	
11	Slot	10.61	5.31	50.25	6.17	0.5	6.63	6.63	1	0.2	2.55	15.2	2.29	0	0	<i>idem</i>
12	Slot	10.61	5.31	50.25	6.17	0.5	13.26	6.63	2	0.4	2.55	15.2	2.29	0	0	<i>idem</i>
13	Rectangle	4.09	12.28	50.25	6.14	3	3.32	6.63	0.5	0.1	2.55	15.2	2.47	0	0	
14	Rectangle	4.09	12.28	50.25	6.14	3	6.63	6.63	1	0.2	2.55	15.2	2.47	0	0	<i>idem</i>
15	Rectangle	4.09	12.28	50.25	6.14	3	13.26	6.63	2	0.4	2.55	15.2	2.47	0	0	<i>idem</i>
16	Rectangle	5.01	10.03	50.25	6.63	2	3.32	6.63	0.5	0.1	2.55	15.2	2.29	0	0	
17	Rectangle	5.01	10.03	50.25	6.63	2	6.63	6.63	1	0.2	2.55	15.2	2.29	0	0	<i>idem</i>
18	Rectangle	5.01	10.03	50.25	6.63	2	13.26	6.63	2	0.4	2.55	15.2	2.29	0	0	<i>idem</i>
19	Rectangle	10.03	5.01	50.25	6.63	0.5	3.32	6.63	0.5	0.1	2.55	15.2	2.29	0	0	
20	Rectangle	10.03	5.01	50.25	6.63	0.5	6.63	6.63	1	0.2	2.55	15.2	2.29	0	0	<i>idem</i>
21	Rectangle	10.03	5.01	50.25	6.63	0.5	13.26	6.63	2	0.4	2.55	15.2	2.29	0	0	<i>idem</i>

Table 28.3: Expériences réalisées sur les jets solitaires elliptiques, rectangulaires et rectangulaires arrondis. L'injection est droite, sans angle d'injection ($\varphi = 0^\circ$, $\psi = 0^\circ$). Les vitesses sont en cm.s^{-1} et les longueurs en mm, le débit du canal en $\text{m}^3.\text{h}^{-1}$ et le débit du jet en L.min^{-1} .

n°	Géométrie	l_x	l_z	Aire	d_H	AR	V_{jet}	U_∞	VR	Q_{jet}	Q_{canal}	δ	φ	ψ	Schéma
19	Rectangle	10.03	5.01	50.25	6.63	0.5	3.32	6.63	0.5	0.1	2.55	15.2	0	0	
20	Rectangle	10.03	5.01	50.25	6.63	0.5	6.63	6.63	0.5	0.2	2.55	15.2	0	0	
21	Rectangle	10.03	5.01	50.25	6.63	0.5	13.26	6.63	0.5	0.4	2.55	15.2	0	0	
22	Rectangle	10.03	5.01	50.25	6.63	0.5	3.32	6.63	0.5	0.1	2.55	15.2	30	0	
23	Rectangle	10.03	5.01	50.25	6.63	0.5	6.63	6.63	0.5	0.2	2.55	15.2	30	0	
24	Rectangle	10.03	5.01	50.25	6.63	0.5	13.26	6.63	0.5	0.4	2.55	15.2	30	0	
25	Rectangle	10.03	5.01	50.25	6.63	0.5	3.32	6.63	0.5	0.1	2.55	15.2	45	0	
26	Rectangle	10.03	5.01	50.25	6.63	0.5	6.63	6.63	0.5	0.2	2.55	15.2	45	0	
27	Rectangle	10.03	5.01	50.25	6.63	0.5	13.26	6.63	0.5	0.4	2.55	15.2	45	0	
28	Rectangle	10.03	5.01	50.25	6.63	0.5	3.32	6.63	0.5	0.1	2.55	15.2	60	0	
29	Rectangle	10.03	5.01	50.25	6.63	0.5	6.63	6.63	0.5	0.2	2.55	15.2	60	0	
30	Rectangle	10.03	5.01	50.25	6.63	0.5	13.26	6.63	0.5	0.4	2.55	15.2	60	0	

Table 28.4: *Expériences réalisées sur les fentes rectangulaires solitaires avec variation de l'angle de pitch φ . Les vitesses sont en cm.s^{-1} et les longueurs en mm, le débit du canal en $\text{m}^3.\text{h}^{-1}$ et le débit du jet en L.min^{-1} .*


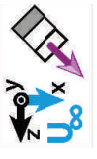

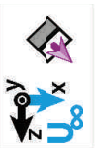

n°	Géométrie	l_x	l_z	Aire	d_H	AR	V_{jet}	U_∞	VR	Q_{jet}	Q_{canal}	δ	δ/d_H	φ	ψ	Schéma
31	Rectangle	6.364	6.364	18	4	1.5	9.26	18.52	0.5	0.1	7.45	9.58	2.39	0	45	
32	Rectangle	6.364	6.364	18	4	1.5	18.52	18.52	1	0.2	7.45	9.58	2.39	0	45	<i>idem</i>
33	Rectangle	6.364	6.364	18	4	1.5	37.04	18.52	2	0.4	7.45	9.58	2.39	0	45	<i>idem</i>
34	Rectangle	6.364	6.364	18	4	1.5	9.26	18.52	0.5	0.1	7.45	9.58	2.39	45	45	
35	Rectangle	6.364	6.364	18	4	1.5	18.52	18.52	1	0.2	7.45	9.58	2.39	45	45	<i>idem</i>
36	Rectangle	6.364	6.364	18	4	1.5	37.04	18.52	2	0.4	7.45	9.58	2.39	45	45	<i>idem</i>
37	Rectangle	6.364	6.364	18	4	1.5	9.26	18.52	0.5	0.1	7.45	9.58	2.39	45	-45	
38	Rectangle	6.364	6.364	18	4	1.5	18.52	18.52	1	0.2	7.45	9.58	2.39	45	-45	<i>idem</i>
39	Rectangle	6.364	6.364	18	4	1.5	37.04	18.52	2	0.4	7.45	9.58	2.39	45	-45	<i>idem</i>
40	Rectangle	6.364	6.364	18	4	1.5	9.26	18.52	0.5	0.1	7.45	9.58	2.39	30	45	
41	Rectangle	6.364	6.364	18	4	1.5	18.52	18.52	1	0.2	7.45	9.58	2.39	30	45	<i>idem</i>
42	Rectangle	6.364	6.364	18	4	1.5	37.04	18.52	2	0.4	7.45	9.58	2.39	30	45	<i>idem</i>
43	Rectangle	6.364	6.364	18	4	1.5	9.26	18.52	0.5	0.1	7.45	9.58	2.39	30	-45	
44	Rectangle	6.364	6.364	18	4	1.5	18.52	18.52	1	0.2	7.45	9.58	2.39	30	-45	<i>idem</i>
45	Rectangle	6.364	6.364	18	4	1.5	37.04	18.52	2	0.4	7.45	9.58	2.39	30	-45	<i>idem</i>

Table 28.5: Expériences réalisées sur les configuration demi-chevron solitaire, des fentes rectangulaires tournées d'un angle de skew $\psi = \{\pm 45^\circ\}$, et avec variation de l'angle de pitch φ .

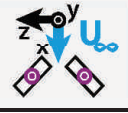


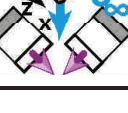
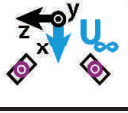




n°	Direction de la pointe du chevron	Direction d'éjection du jet	V_{jet}	U_{∞}	VR	Q_{jet}	Q_{canal}	δ	pitch φ	Schéma
46	Amont	Droite	14.25	19	0.75	0.45	7.65	12.89	0	
47	Aval	Droite	14.25	19	0.75	0.45	7.65	12.89	0	
48	Amont	Co-courant	14.25	19	0.75	0.45	7.65	12.89	45	
49	Amont	Co-courant	14.25	19	0.75	0.45	7.65	12.89	60	
50	Amont	Droite	4.12	4.12	1			16.32	0	
51	Amont	Co-courant	4.12	4.12	1			16.32	45	
52	Amont	Contre-courant	4.12	4.12	1			16.32	45	
53	Aval	Co-courant	4.12	4.12	1			16.32	-45	
54	Aval	Contre-courant	4.12	4.12	1			16.32	-45	

Table 28.6: Expériences réalisées sur la configuration chevron solitaire présentées dans cette thèse.

	U_∞	V_j	VR	AR	δ	pitch φ	skew ψ	+	-	0	AR	Marqueurs
1	6.63	3.32	0.5	3	14.54	0	0					
2	6.63	6.63	1	3	14.54	0	0					
3	6.63	13.26	2	3	14.54	0	0					
4	6.63	3.32	0.5	2	14.54	0	0					
5	6.63	6.63	1	2	14.54	0	0					
6	6.63	13.26	2	2	14.54	0	0					
7	6.63	3.32	0.5	0.5	14.54	0	0					
8	6.63	6.63	1	0.5	14.54	0	0					
9	6.63	13.26	2	0.5	14.54	0	0					
10	6.63	3.32	0.5	0.5	14.54	0	0					
11	6.63	6.63	1	0.5	14.54	0	0					
12	6.63	13.26	2	0.5	14.54	0	0					
13	6.63	3.32	0.5	3	14.54	0	0					
14	6.63	6.63	1	3	14.54	0	0					
15	6.63	13.26	2	3	14.54	0	0					
16	6.63	3.32	0.5	2	14.54	0	0					
17	6.63	6.63	1	2	14.54	0	0					
18	6.63	13.26	2	2	14.54	0	0					
19	6.63	3.32	0.5	0.5	14.54	0	0					
20	6.63	6.63	1	0.5	14.54	0	0					
21	6.63	13.26	2	0.5	14.54	0	0					
22	6.63	3.32	0.5	0.5	14.54	30	0					
23	6.63	6.63	1	0.5	14.54	30	0					
24	6.63	13.26	2	0.5	14.54	30	0					
25	6.63	3.32	0.5	0.5	14.54	45	0					
26	6.63	6.63	1	0.5	14.54	45	0					
27	6.63	13.26	2	0.5	14.54	45	0					
28	6.63	3.32	0.5	0.5	14.54	60	0					
29	6.63	6.63	1	0.5	14.54	60	0					
30	6.63	13.26	2	0.5	14.54	60	0					
31	18.52	0.1	0.5	2	9.47	90	45					
32	18.52	0.2	1	2	9.47	90	45					
33	18.52	0.4	2	2	9.47	90	45					
34	18.52	0.1	0.5	2	9.47	45	45					
35	18.52	0.2	1	2	9.47	45	45					
36	18.52	0.4	2	2	9.47	45	45					
37	18.52	0.1	0.5	2	9.47	45	-45					
38	18.52	0.2	1	2	9.47	45	-45					
39	18.52	0.4	2	2	9.47	45	-45					
40	18.52	0.1	0.5	2	9.47	45	45					
41	18.52	0.2	1	2	9.47	30	45					
42	18.52	0.4	2	2	9.47	30	45					
43	18.52	0.1	0.5	2	9.47	30	-45					
44	18.52	0.2	1	2	9.47	30	-45					
45	18.52	0.4	2	2	9.47	30	-45					

Table 28.7: A l'exception de la configuration chevrons, ensemble des expériences sur les jets non circulaires présentées dans cette thèse. Les couleurs sont définies proportionnellement au ratio de vitesse, sur une échelle de VR= 0 à 3. Les vitesses sont en cm.s^{-1} et les longueurs en mm.

Bibliographie

- [1] R.J. Margason and J. Tso. *Jet to Freestream Velocity Ratio Computations for a Jet in a Crossflow*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1993.
- [2] A.R. Karagozian. Transverse jets and their control. *Progress in energy and combustion science*, 36(5) :531–553, Oct 2010.
- [3] S Muppidi and K Mahesh. Direct numerical simulation of passive scalar transport in transverse jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 598 :335–360, Mar 10 2008.
- [4] T. H. New. Near-field developments of elliptic jets in crossflow. *Journal of Turbulence*, 9(24) :1–21, 2008.
- [5] L.E Brizzi. *Contribution À l'étude de l'écoulement de l'instabilité générée par un jet cylindrique perpendiculaire à un écoulement transversal*. PhD thesis, Université de Poitiers, 1994.
- [6] J.N Blanchard. *Étude d'une interaction d'un jet bidimensionnel avec un écoulement transversal perpendiculaire et confiné*. PhD thesis, Nov 1996.
- [7] C Barre. *Jet en écoulement transversal : Observations expérimentales et numériques*. PhD thesis, Université Poincaré, Nancy-I, 1998.
- [8] C Priere. *Simulations aux grandes échelles : Application au jet transverse*. PhD thesis, 2005.
- [9] J Dandois. *Contrôle des décollements par jet synthétique*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris 6, 2007.
- [10] R Fraticelli. *Jet dans un écoulement transverse À faible nombre de Reynolds. Effet de la masse volumique sur la dynamique et le mélange*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique. Université de Poitier, 2008.
- [11] R Vernet. *Etude expérimentale d'un jet pulsé dans un écoulement transverse à faible nombre de Reynolds. Influence de l'excitation sur le mélange et la dynamique tourbillonnaire*. PhD thesis, LEA, Université de Poitier, 2010.
- [12] T. Cambonie and J. Aider. Caractérisation de la croissance transitoire de perturbations 3d stationnaires introduites par des générateurs de vortex dans une couche limite décollée. Marseille. Congrès Français de Mécanique (CFM), 2009.
- [13] T. Cambonie and J.L. Aider. Base flow modification and streaks generation using vortex generators. Poitiers, 2010. Workshop : International Forum of Flow Control (IFFC).

- [14] T. Cambonie and J.L. Aider. Streaks generation using vortex generators and self sustaining process. Los Angeles. American Physical Society (APS), 2010.
- [15] T. Duriez, J. L. Aider, and J. E. Wesfreid. Base flow modification by streamwise vortices : Application to the control of separated flows, 2006.
- [16] T. Duriez, J. L. Aider, and J. E. Wesfreid. Control of a separated flow over a smoothly contoured ramp using vortex generators, 2008.
- [17] J. L. Aider, F. Harambat, J. J. Lasserre, J. F. Beaudouin, and C. Edouard. Characterization of mems pulsed micro-jets with large nozzles, 2008.
- [18] R. J. Adrian. Particle-imaging techniques for experimental fluid-mechanics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 23 :261–304, 1991.
- [19] N. A. Malik, T. Dracos, and D. A. Papantoniou. Particle tracking velocimetry in 3-dimensional flows .2. particle tracking. *Experiments In Fluids*, 15(4-5) :279–294, 1993.
- [20] S.J. Baek and S.J. Lee. A new two-frame particle tracking algorithm using match probability. *Experiments In Fluids*, 22(1) :23–32, Nov 1996.
- [21] R. Krepki, Y. Pu, H. Meng, and K. Obermayer. A new algorithm for the interrogation of 3d holographic ptv data based on deterministic annealing and expectation minimization optimization. *Experiments In Fluids*, 29 :S99–S107, December 2000.
- [22] C.E Willert and M Gharib. 3-dimensional particle imaging with a single camera. *Experiments In Fluids*, 12(6) :353–358, Apr 1992.
- [23] F Pereira, M Gharib, D Dabiri, and D Modarress. Defocusing digital particle image velocimetry : a 3-component 3-dimensional DPIV measurement technique. Application to bubbly flows. *Experiments In Fluids*, 29(Suppl. S) :S78–S84, Dec 2000.
- [24] F Pereira and M Gharib. Defocusing digital particle image velocimetry and the three-dimensional characterization of two-phase flows. *Measurement Science & Technology*, 13(5) :683–694, May 2002.
- [25] F Pereira, H Stuer, EC Graff, and M Gharib. Two-frame 3D particle tracking. *Measurement Science & Technology*, 17(7) :1680–1692, Jul 2006.
- [26] L. Kajitani and D. Dabiri. A full three-dimensional characterization of defocusing digital particle image velocimetry. *Measurement Science & Technology*, 16(3) :790–804, March 2005.
- [27] R. L. Grothe and D. Dabiri. An improved three-dimensional characterization of defocusing digital particle image velocimetry (DDPIV) based on a new imaging volume definition. *Measurement Science & Technology*, 19(6), Jun 2008.
- [28] E. C. Graff and M. Gharib. Performance prediction of point-based three-dimensional volumetric measurement systems. *Measurement Science & Technology*, 19(7), Jul 2008.
- [29] K.V. Sharp, D. Hill, D. Troolin, G. Walters, and W. Lai. Volumetric three-component velocimetry measurements of the turbulent flow around a Rushton turbine. *Experiments In Fluids*, 48(1) :167–183, Jan 2010.
- [30] D.R. Troolin and E.K. Longmire. Volumetric velocity measurements of vortex rings from inclined exits. *Experiments In Fluids*, 48(3) :409–420, Mar 2010.

- [31] D. Kim and M. Gharib. Experimental study of three-dimensional vortex structures in translating and rotating plates. *Experiments In Fluids*, 49(1, Sp. Iss. SI) :329–339, Jul 2010.
- [32] E. Wolf, C. J. Kahler, D. R. Troolin, C. Kykal, and W. Lai. Time-resolved volumetric particle tracking velocimetry of large-scale vortex structures from the reattachment region of a laminar separation bubble to the wake. *Experiments In Fluids*, 50(4) :977–988, April 2011.
- [33] R. P. Dring. Sizing criteria for laser anemometry particles. *Journal of Fluids Engineering-transactions of the Asme*, 104(1) :15–17, 1982.
- [34] M. Samimy and S. K. Lele. Motion of particles with inertia in a compressible free shear-layer. *Physics of Fluids A-fluid Dynamics*, 3(8) :1915–1923, August 1991.
- [35] MG Olsen and RJ Adrian. Out-of-focus effects on particle image visibility and correlation in microscopic particle image velocimetry. *Experiments In Fluids*, 29(S) :S166–S174, Dec 2000. 3rd International Workshop on Particle Image Velocimetry, Santa Barbara, California, Sep 16-18, 1999.
- [36] A Pobitzer, R Peikert, R Fuchs, B Schindler, A Kuhn, H Theisel, K Matkovic, and H Hauser. On the way towards topology-based visualization of unsteady flow - the state of the art. In *EuroGraphics 2010 State of the Art Reports (STARs)*, pages 137–154, 2010.
- [37] J Jeong and F Hussain. On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 285 :69–94, Feb 25 1995.
- [38] H. Lamb. *Hydrodynamics*. University Press, 1945.
- [39] H.J Lugt. Analogies between vortex-induced resonance vibration of cylinders and auto-rotation of plates. *Bulletin of the American Physical Society*, 24(8) :1129, 1979.
- [40] J. Zhou, R. J. Adrian, S. Balachandar, and T. M. Kendall. Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 387 :353–396, May 1999.
- [41] K. T. Christensen and R. J. Adrian. The velocity and acceleration signatures of small-scale vortices in turbulent channel flow. *Journal of Turbulence*, 3 :023, April 2002.
- [42] T.T Lim, T.H New, and S.C Luo. On the development of large-scale structures of a jet normal to a cross flow. *Physics of Fluids*, 13(3) :770–775, Mar 2001.
- [43] T. H. New, T. T. Lim, and S. C. Luo. Effects of jet velocity profiles on a round jet in cross-flow. *Experiments In Fluids*, 40(6) :859–875, June 2006.
- [44] C. J. Kahler, S. Scharnowski, and C. Cierpka. On the resolution limit of digital particle image velocimetry. *Experiments In Fluids*, 52(6) :1629–1639, June 2012.
- [45] R.M Kelso, T.T Lim, and A.E Perry. An experimental study of round jets in cross-flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 306 :111–144, Jan 10 1996.
- [46] R Camussi, G Guj, and A Stella. Experimental study of a jet in a crossflow at very low Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 454 :113–144, Mar 10 2002.
- [47] Y.M. Marzouk and A.F. Ghoniem. Vorticity structure and evolution in a transverse jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 575 :267–305, Mar 25 2007.

- [48] SH Smith and MG Mungal. Mixing, structure and scaling of the jet in crossflow. *Journal of Fluid Mechanics*, 357 :83–122, Feb 25 1998.
- [49] E. F. Hasselbrink and M. G. Mungal. Transverse jets and jet flames. part 1. scaling laws for strong transverse jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 443 :1–25, September 2001.
- [50] L. L. Yuan, R. L. Street, and J. H. Ferziger. Large-eddy simulations of a round jet in crossflow. *Journal of Fluid Mechanics*, 379 :71–104, January 1999.
- [51] T. H. New, T. T. Lim, and S. C. Luo. Elliptic jets in cross-flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 494 :119–140, November 2003.
- [52] S.D Peterson and M.W Plesniak. Evolution of jets emanating from short holes into cross-flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 503 :57–91, Mar 25 2004.
- [53] E.J. Gutmark, I.M. Ibrahim, and S Murugappan. Circular and noncircular subsonic jets in cross flow. *Physics of Fluids*, 20(7), Jul 2008.
- [54] J. F. Keffer and W. D. Baines. The round turbulent jet in a cross-wind. *Journal of Fluid Mechanics*, 15(4) :481–&, 1963.
- [55] R. L. Simpson. Junction flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 33 :415–443, 2001.
- [56] R.M Kelso and A.J Smits. Horseshoe vortex systems resulting from the interaction between a laminar boundary-layer and a transverse jet. *Physics of Fluids*, 7(1) :153–158, Jan 1995.
- [57] J Andreopoulos and W Rodi. Experimental investigation of jets in a cross-flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 138(Jan) :93–127, 1984.
- [58] S Muppidi and K Mahesh. Study of trajectories of jets in crossflow using direct numerical simulations. *Journal of Fluid Mechanics*, 530 :81–100, May 10 2005.
- [59] J.N. Blanchard, Y Brunet, and A Merlen. Influence of a counter rotating vortex pair on the stability of a jet in a cross flow : an experimental study by flow visualizations. *Experiments In Fluids*, 26(1-2) :63–74, Jan 1999.
- [60] Frank Muldoon and Sumanta Acharya. Direct Numerical Simulation of pulsed jets-in-crossflow. *Computers & Fluids*, 39(10) :1745–1773, Dec 2010.
- [61] C. A. Hale, M. W. Plesniak, and S. Ramadhyani. Structural features and surface heat transfer associated with a row of short-hole jets in crossflow. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21(5) :542–553, October 2000.
- [62] M Rudman. Simulation of the near field of a jet in a cross flow. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 12(2) :134–141, Feb 1996.
- [63] L.E Brizzi, Foucault ; E., and Bousgarbies ; J.L. Sur les structures tourbillonnaires générées À la rontiÃ”re d’un jet circulaire débouchant perpendiculairement dans une couche limite. 1995.
- [64] S. Gopalan, B. M. Abraham, and J. Katz. The structure of a jet in cross flow at low velocity ratios. *Physics of Fluids*, 16(6) :2067–2087, June 2004.
- [65] M. Ilak, P. Schlatter, S. Bagheri, and D. S. Henningson. Bifurcation and stability analysis of a jet in cross-flow : onset of global instability at a low velocity ratio. *Journal of Fluid Mechanics*, 696 :94–121, April 2012.

- [66] S.C. Crow and F.H. Champagne. Orderly structure in jet turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 48(Aug16) :547–&, 1971.
- [67] S. Megerian, J. Davitian, L. S. De B. Alves, and A. R. Karagozian. Transverse-jet shear-layer instabilities. Part 1. Experimental studies. *Journal of Fluid Mechanics*, 593 :93–129, Dec 25 2007.
- [68] J. Hydraul. Div., Proc. of the American Society of Civil Engineers. *Profiles of the round turbulent jet in a cross flow*, volume 92, November 1967.
- [69] Y Kamotani and I Greber. Experiments on a turbulent jet in a cross flow. *AIAA Journal*, 10(11) :1425–&, 1972.
- [70] Chassain.P, J. George, A. Claria, and F. Sananes. Physical characteristics of subsonic jets in a cross-stream. *Journal of Fluid Mechanics*, 62(Jan8) :41–&, 1974.
- [71] R Fearn and RP Weston. Vorticity associated with a jet in a cross flow. *AIAA Journal*, 12(12) :1666–1671, 1974.
- [72] ZM Moussa, JW Trischka, and S Eskinazi. Near-field in mixing of a round jet with a cross-stream. *Journal of Fluid Mechanics*, 80(Apr4) :49–&, 1977.
- [73] D Krausche, RL Fearn, and RP Weston. Round jet in a cross flow - influence of injection angle on vortex properties. *AIAA Journal*, 16(6) :636–637, 1978.
- [74] J.E. Broadwell and R.E. Breidenthal. Structure and mixing of a transverse jet in incompressible-flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 148(Nov) :405–412, 1984.
- [75] A.R. Karagozian. An analytical model for the vorticity associated with a transverse jet. *AIAA Journal*, 24(3) :429–436, Mar 1986.
- [76] R.I Sykes, W.S Lewellen, and S.F Parker. On the vorticity dynamics of a turbulent jet in a cross-flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 168 :393–413, Jul 1986.
- [77] S.L.V. Coelho and J.C.R. Hunt. The dynamics of the near-field of strong jets in crossflows. *Journal of Fluid Mechanics*, 200 :95–120, Mar 1989.
- [78] D.J Needham, N Riley, and J.H.B Smith. A jet in cross-flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 188 :159–184, Mar 1988.
- [79] DJ Needham, N Riley, CC Lytton, and JHB Smith. A jet in cross-flow .2. *Journal of Fluid Mechanics*, 211 :515–528, Feb 1990.
- [80] BR Morton and A Ibbetson. Jets deflected in a crossflow. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 12(2) :112–133, Feb 1996. International Colloquium on Jets, Wakes, and Shear Layers, Melbourne, Australia, Apr 18-20, 1994.
- [81] BA Haven and M Kurosaka. Kidney and anti-kidney vortices in crossflow jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 352 :27–64, Dec 10 1997.
- [82] S. Gogineni, L. Goss, and M. Roquemoire. Manipulation of a jet in a cross flow. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 16(3) :209–219, March 1998.
- [83] LL Yuan and RL Street. Trajectory and entrainment of a round jet in crossflow. *Physics of Fluids*, 10(9) :2323–2335, Sep 1998.
- [84] L Cortelezzi and AR Karagozian. On the formation of the counter-rotating vortex pair in transverse jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 446 :347–373, Nov 10 2001.

- [85] S.D. Peterson and M.W Plesniak. Short-hole jet-in-crossflow velocity field and its relationship to film-cooling performance. *Experiments In Fluids*, 33(6) :889–898, Dec 2002.
- [86] T. H. New, T. T. Lim, and S. C. Luo. A flow field study of an elliptic jet in cross flow using dpiv technique. *Experiments In Fluids*, 36(4) :604–618, April 2004.
- [87] T. H. New and J. Soria. Near-field pairing of leading-edge vortices in elliptic jets in cross flow. *European Journal of Mechanics B-fluids*, 23(3) :551–569, May 2004.
- [88] L. K. Su and M. G. Mungal. Simultaneous measurements of scalar and velocity field evolution in turbulent crossflowing jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 513 :1–45, August 2004.
- [89] T.T. Lim, T.H. New, and S.C. Luo. Scaling of trajectories of elliptic jets in crossflow rid b-8243-2009. *AIAA Journal*, 44(12) :3157–3160, December 2006.
- [90] S Muppidi and K Mahesh. Two-dimensional model problem to explain counter-rotating vortex pair formation in a transverse jet. *Physics of Fluids*, 18(8), Aug 2006.
- [91] R. Sau and K. Mahesh. Dynamics and mixing of vortex rings in crossflow. *Journal of Fluid Mechanics*, 604 :389–409, Jun 10 2008.
- [92] S Muppidi and K Mahesh. Direct numerical simulation of round turbulent jets in crossflow. *Journal of Fluid Mechanics*, 574 :59–84, Mar 10 2007.
- [93] M. Salewski, D. Stankovic, and L. Fuchs. Mixing in circular and non-circular jets in crossflow. *Flow Turbulence and Combustion*, 80(2) :255–283, March 2008.
- [94] S. Bagheri, P. Schlatter, P.J. Schmid, and D.S. Henningson. Global stability of a jet in crossflow. *Journal of Fluid Mechanics*, 624 :33–44, Apr 10 2009.
- [95] J. Zieffle and L. Kleiser. Large-Eddy Simulation of a Round Jet in Crossflow. *AIAA Journal*, 47(5) :1158–1172, May 2009. AIAA 36th Fluid Dynamics Conference, San Francisco, CA, Jun 05-08, 2006.
- [96] M.Z. Bazant and H.K. Moffatt. Exact solutions of the Navier-Stokes equations having steady vortex structures. *Journal of Fluid Mechanics*, 541 :55–64, OCT 25 2005.
- [97] R.J. Margason, Langley Research Center, United States. National Aeronautics, and Space Administration. *Review of propulsion-induced effects on aerodynamics of jet/stol aircraft*. NASA technical note. National Aeronautics and Space Administration, 1970.
- [98] D.S. Henningson. Description of complex flow behaviour using global dynamic modes. *Journal of Fluid Mechanics*, 656 :1–4, Aug 10 2010.
- [99] T. H. New, T. T. Lim, and S. C. Luo. A visual study on elliptical jets in cross flow. *Journal of Visualization*, 5(2) :129–136, 2002.
- [100] L. K. Su, D. H. Han, and M. G. Mungal. Measurements of velocity and fuel concentration in the stabilization region of lifted jet diffusion flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 28 :327–334, 2000.
- [101] G Chochua, W Shyy, S Thakur, A Brankovic, J Lienau, L Porter, and D Lischinsky. A computational and experimental investigation of turbulent jet and crossflow interaction. *Numerical Heat Transfer Part A-Applications*, 38(6) :557–572, Nov 10 2000.
- [102] C.J. Baker. Laminar horseshoe vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 95(Nov) :347–&, 1979.

- [103] C. J. Baker. The turbulent horseshoe vortex. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 6(1-2) :9–23, 1980.
- [104] Amalendu Sau, Tony W. H. Sheu, S. F. Tsai, Robert R. Hwang, and T. P. Chiang. Structural development of vortical flows around a square jet in cross-flow. *Proceedings : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 460(2051) :pp. 3339–3368, 2004.
- [105] A. Sau, T.W. Hsu, S.H. Ou, and R.R. Hwang. Growth of kidney and antikidney vortices over a square jet in crossflow. *Physics of Fluids*, 18(12), Dec 2006.
- [106] M.Freeston. Preliminary tests at low speeds on the vorticity produced by air-jet vortex generators. Research Memo. Aero 85/01. Departement of Aeronautics, University City, London., February 1985.
- [107] R.D Mehta and P Bradshaw. Longitudinal vortices imbedded in turbulent boundary-layers .2. vortex pair with common flow upwards. *Journal of Fluid Mechanics*, 188 :529–546, Mar 1988.
- [108] W. R. Pauley and J. K. Eaton. Experimental-study of the development of longitudinal vortex pairs embedded in a turbulent boundary-layer. *AIAA Journal*, 26(7) :816–823, July 1988.
- [109] H Hasegawa, K Matsuuchi, and J Tanaka. Generating mechanism of longitudinal vortices using pulsed vortex generator jets. *JSME International Journal Series B-Fluids and Thermal Engineering*, 44(3) :361–368, Aug 2001.
- [110] D. R. Smith. Interaction of a synthetic jet with a crossflow boundary layer. *AIAA Journal*, 40(11) :2277–2288, November 2002.
- [111] G. Godard, J. M. Foucaut, and M. Stanislas. Control of a decelerating boundary layer. Part 2 : Optimization of slotted jets vortex generators. *Aerospace Science and Technology*, 10(5) :394–400, Jul 2006.
- [112] G. Godard and M. Stanislas. Control of a decelerating boundary layer. part 1 : Optimization of passive vortex generators. *Aerospace Science and Technology*, 10(3) :181–191, April 2006.
- [113] G. Godard and M. Stanislas. Control of a decelerating boundary layer. Part 3 : Optimization of round jets vortex generators. *Aerospace Science and Technology*, 10(6) :455–464, Sep 2006.
- [114] P. Cathalifaud, G. Godard, C. Braud, and M. Stanislas. The flow structure behind vortex generators embedded in a decelerating turbulent boundary layer. *Journal of Turbulence*, 10(42) :1–37, 2009.
- [115] X. Zhang and M. W. Collins. Flow and heat-transfer in a turbulent boundary-layer through skewed and pitched jets. *AIAA Journal*, 31(9) :1590–1599, September 1993.
- [116] X. Zhang and M. W. Collins. Measurements of a longitudinal vortex generated by a rectangular jet in a turbulent boundary layer. *Physics of Fluids*, 9(6) :1665–1673, June 1997.
- [117] X. Zhang. Counter-rotating vortices embedded in a turbulent boundary layer with inclined jets. *AIAA Journal*, 37(10) :1277–1284, October 1999.
- [118] X. Zhang. The evolution of co-rotating vortices in a canonical boundary layer with inclined jets. *Physics of Fluids*, 15(12) :3693–3702, December 2003.

- [119] A. D. Cutler and P. Bradshaw. Strong vortex boundary-layer interactions .2. vortices low. *Experiments In Fluids*, 14(6) :393–401, May 1993.
- [120] A. Sohankar and L. Davidson. Effect of inclined vortex generators on heat transfer enhancement in a three-dimensional channel. *Numerical Heat Transfer Part A-applications*, 2001.
- [121] J. C. Lin. Review of research on low-profile vortex generators to control boundary-layer separation. *Progress In Aerospace Sciences*, 38(4-5) :389–420, May 2002.
- [122] T. Duriez, J.L. Aider, and J.E. Wesfreid. Self-Sustaining Process through Streak Generation in a Flat-Plate Boundary Layer. *PhysicalL Review Letters*, 103(14), OCT 2 2009.
- [123] T. Duriez, T. Cambonie, B. Thiria, J. E. Wesfreid, and J. L. Aider. Interactions between vortex generators and a flat plate boundary layer. Application to the control of separated flows. In Eckhardt, B, editor, *Advances in Turbulence XII - Proceedings of the 12th Euromech European Turbulence Conference*, volume 132 of *Springer Proceedings in Physics*, pages 213–216, HEIDELBERGER PLATZ 3, D-14197 BERLIN, GERMANY, 2009. SPRINGER-VERLAG BERLIN. 12th EUROMECH European Turbulence Conference, Marburg, GERMANY, SEP 07-10, 2009.

Résumé

Cette thèse est consacrée à l'étude expérimentale d'un jet en interaction avec un écoulement transverse de paroi (Jet In Cross-Flow, JICF). L'écoulement est monophasique et isotherme. Le ratio des vitesses (VR) de jet et d'écoulement est bas. Le jet est affleurant à la paroi avec des géométries d'injection diverses : circulaires, elliptiques, rectangulaires, et chevrons.

Cette étude a été réalisée en canal hydraulique à l'aide d'une méthode de vélocimétrie volumique optique (V3V) qui permet la mesure instantanée des 3 composantes du champ de vitesses, et l'ensemble du processus expérimental a été optimisé. La physique du JICF est analysée à l'aide des champs moyen et instantané, de statistiques et du suivi spatial de structure tourbillonnaire cohérentes. L'influence du VR sur la topologie d'écoulement est étudiée, et met en évidence l'existence d'une transition de soufflage à très bas ratios de vitesse. Nous étudions en détail les trajectoires et l'évolution des intensités tourbillonnaires des vortex composant le JICF, et un nouveau scaling de trajectoire est proposé. Les outils développés pour l'analyse du JICF rond ont été appliqués aux JICF non circulaires. La géométrie d'injection chevron conserve à la fois une intensité tourbillonnaire élevée et une trajectoire basse de jet, maximisant ainsi l'effet sur la couche limite. L'ensemble de ces résultats permettent une meilleure connaissance des jets transverses à bas VR, et seront très utiles pour la conception d'expériences de contrôle d'écoulement, en apportant des critères quantitatifs pour choisir les bons paramètres physiques et géométriques définissant les générateurs de vortex fluidiques.

Mot-clés : Jet transverse à bas ratios de vitesses, couche limite, optimisation de la mesure par vélocimétrie volumique, structure tourbillonnaires 3D instantanées et moyennes, transition topologique, trajectoire et intensité tourbillonnaire de la paire de tourbillons contra-rotatifs

Abstract

This thesis is dedicated to the experimental study of a Jet In Cross-Flow (JICF). The flow is monophasic and isothermal. The velocity ratio (VR) between jet and cross-flow velocities is low ($0.15 < VR < 3$), and the jet exit is flush at the wall. Diverse jet geometries are considered : circular, elliptic, rectangular, and winglet.

This study was realized in hydraulic channel using a new optical velocimetry method (V3V) which provides accurate measurements of the 3 components of the instantaneous velocity field. The whole experimental process was optimized. The physics of the JICF is investigated by means of the average and instantaneous fields, through their statistics and using a spatial follow-up of the main vortical structures.

The influence of the VR on the flow topology is analyzed, and highlights the existence of a blowing transition at very low velocity ratio. We study in detail the trajectories swirling intensities of the main vertical structures, and a new scaling of trajectories, taking into account the boundary layer, is proposed.

These results facilitate the interpretation of the elliptic and rectangular, straight and skewed JICF physics. The study of the half-winglet geometry allowed for an analysis of the winglet configuration, and a better comprehension of their effects on the boundary layer. All these results allows for a better understanding of the jet in cross-flow physic at low velocity ratios. They should also be useful flow control experiments, by providing quantitative criteria to choose the relevant physical and geometrical parameters for vortex generators design.

Keywords : Jet in crossflow at low velocity ratios, boundary layer, optimization of volumetric velocimetry measurements , 3D mean and instantaneous vortical structures, topological transition, trajectory and swirling strength of the counter-rotating vortex pair.